



متن كامل مقالات كنفرانس











یادداشت دبیر گردهمایی

افتخار داریم به بهانه برگزاری نوزدهمین 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 ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت در دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه با حضور بیش از ۱۰۰ نفر برگزار میشود.

در این گردهمایی که بیش از ۶۰ مقاله به صورت سخنرانی و پوستر ارائه خواهد شد، موضوعات مختلفی از کیهانشناسی و اختر فیزیک مانند فیزیک کهکشان، خوشههای ستارهای، اختروشها، تحول ستارگان، سیستم-های دوتایی و فیزیک خورشیدی، مطرح و مورد بحث و گفتگو قرار می گیرند.

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

ضمناً از راهنماییهای دبیر محترم کمیته اجرایی، آقای دکتر حسین حقی در برگزاری گردهمایی و از مساعدتهای مالی و پشتیبانی آقای دکتر حمیدرضا خالصیفرد، رئیس دانشگاه، آقای دکتر انصاری، 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 ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان







فهرست عناوين سخنرانيها

صفحه	عنوان مقاله	ارائه کنن <i>د</i> ه	شماره
v	Interacting new agegraphic scalar fields models of dark energy in Bianchi type I (BI) universe	آقا محمدی، علی	١
۱۱	Analytical Investigation of Star Cluster Evolution Based on the Modified Escape Rate	ابراھيمى، حميد	۲
10	Resonant absorption of kink MHD waves by magnetic twist in coronal loops	ابراھیمی، زانیار	٣
١٩	Fast 4- aperture turbulence detector (FDIMM) instrumentation to measure the atmospheric coherence time	اکبری، لیدا	۴
۲۵	Secondary Anisotropies of CMB as a Probe of Cosmological Models	باغرام، شانت	۵
48	Transverse oscillations of cooling coronal loops in the presence of boundary conditions	بهاری، کرم	۶
٣٠	Monitoring survey of pulsating giant stars in Local Group galaxies: star formation history and chemical enrichment	جوادي، عاطفه	٧
۳۱	Statistics of Solar Magnetic Elements Observed by SDO/HMI During the Year 2011	جواهريان، محسن	٨
٣۴	Doppler Velocity in the Chromosphere above a sunspot umbra showing spectral emissions in the Ca II 854.5 nm line	حامدی وفا، هاشم	م
۳۸	Spectroscopic Follow-up of K2 Transiting Exoplanet Candidates: A New Transiting Brown Dwarf and A New Super-Earth Exoplanet	حجت پناه، س <i>عید</i>	1.
47	Gravitational instability of molecular clouds, including ambipolar diffusion	حسینی راد، سید محمد	11
48	M/L-[Fe/H] Relation of Globular Clusters in M31	حقی، حسین	١٢
41	Design, Construction and Fabrication of an Astronomical High Resolution Spectrograph	خاکیان قمی، مهدی	١٣
٥٣	Probing the formation and evolution of multiple stellar populations in globular clusters	خلج، پوريا	14
۵۴	New insights into the modulation of the Sun's activity	Raphaël Raynaud	10
۵۸	Fine-tuned Habitable Universe	راھوار، سىھراب	18
۵٩	Post Newtonian Parameter (PPN) Formalism for an Interacting Model of Gravity under Solar System Constraints	شيخ احمدی، حيدر	١٧
84	Bipolar Jets Launched From Accretion Disks. Formation of symmetric and asymmetric Jets and Counter Jets	شیخ نظامی، سمیه	١٨

٣





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



99	Pulsation study of KIC2696703 components, a Kepler SB2 Gamma Doradus Pulsator Eclipsing Binary system	صمدی قدیم، آنیا	١٩
۷۲	The role of large- scale magnetic field configuration in the dynamical structure of hot accretion flow	صمدی مجرد، مریم	۲.
۷۶	Propagating disturbances in coronal loop structures observed by AIA/SDO	عابدینی، عباس	21
٨٢	Primordial Black Holes and their Formation	عرفانی، انسیه	۲۲
۸۳	Spatial segregation of early-, late-type and FIR-luminous galaxies in the 3C 6.1 cluster at z=0.84	غفاری، زهره	۲۳
٩١	Constraining the concentration- mass relation of NFW dark matter halos using the galactic rotation curves	قاری، امیر	74
٩٢	Asteroseismic test for convective overshooting of the sub dwarf B pulsator KIC 10553698A using the period spacing of gravity modes	قاسمى، حامد	40
٩۵	f(T)- gravity and its cosmological implications	كرمى، كيومرث	48
٩۶	Operating out of central cluster of Alborz-1 cosmic rays array	مرتضوى مقدم، صبا	۲۷
۱۰۰	On the Relation Between Stellar Mass Assembly and Quenching of Galaxies Since z=2	مصلح، معين	۲۸
1 • 1	The formation of cosmic structures in the accelerated Universe	ملک جانی، محمد	29
1.7	Analysis of Light Curves and Period Variations In two New Ultra Short Period Systems KIC 3642198 and KIC 40233202	منظوری، داود	٣.
1.8	The binary fraction and mass segregation in Pleiades open cluster	ھاشمی، مریم	۳۱
1.1	The role of Magnetic field in Radiative Rayleigh- Taylor instability	يعقوبى، آسىيە	44







فهرست عناوين پوسترها

صفحه	عنوان مقاله	ارائه کننده	شماره
118	تعیین فراوانی OVI در ابرهای گازی جاذب با استفاده از طیف اختروشها	برزگر، حسنیه	١
117	مطالعهی اثر وشکسانی و سرمایش در قرصهای برافزایشی خودگرانش	پورمختار، مريم	۲
121	رشد ساختارهای بزرگ مقیاس در گرانش تعمیم یافته DGP ،شاخه خود شتابی	جوادي، مژگان	٣
170	نقش وشکسانی وابسته به دما بر ناپایداری قرصهای برافزایشی مغناطیده	حقاني جويباري، احد	۴
179	رشد ساختارهای بزرگ مقیاس در گرانش تعمیم یافته DGP، شاخه نرمال	حیدری، ندا	۵
۱۳۳	نارسایی پروفایل NFW در توصیف منحنی دوران کهکشانها	خدادادی، عزیز	۶
134	بررسی سایهی سیاهچاله در گرانش تعمیم یافته	داستان، سارا	v
۱۳۸	تاثیر شکل تابع توزیع عرضی در تخمین انرژی پرتوهای کیهانی	رافضى، ليلا	٨
147	آنالیز منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی V504 Cyg	رويدرگرد، حسين	٩
148	بررسی تأثیر فعالیتهای خورشیدی بر لایهی یونسفر زمین و انتشار امواج رادیویی با فرکانس بسیار پایین(VLF)	سلطانی نژاد، نجمه	١.
100	بررسی همبستگی جهات فرودی ذرات کیهانی فوق انرژی و جهات پالسارهای میلیثانیهای تحت تاثیر میدان مغناطیسی متلاطم هالهی کهکشان	سيفی حسين آبادی، محدثه	• • •
104	مشاهدات رصدی و تحلیل دوره تناوب ستاره متغیر V0451 Dra	ضياعلى، الهام	١٢
101	جداسازی ستارگان و کهکشانها در اطلس The IRAS PSC/FSC به کمک شبکه عصبی (SVM)	طالع زاده، محمد حسين	۱۳
188	بررسی اثرات میدان الکتریکی داخلی بر جریانهای قرصهای برافزایشی با پهن رفت غالب	طاهری، طاهره	14
188	تورم در گرانش اسکالر– تانسور	طهماسب زاده، بهزاد	10
14.	عدم تقارن سمتی در توزیع زاویه ای زمانی بهمنهای گسترده هوایی	عباس نژاد، حسين	18
174	اثر سرعت اولیهی متغیر پلاسمای بدون چرخش بر امواج تند مغناطوآکوستیکی در تاج خورشید	غيبي، اکبر	14
١٧٨	تورم با میدان اسکالر دارای چگالی انرژی واپاشی کننده به صورت نمایی	رضا زاده، کاظم	١٨
144	تکه تکه شدن ابرهای مولکولی رشتهای مغناطیده	كوكبي، خداداد	١٩
۱۸۶	Exponential inflation with non-canonical scalar field and observational data	محمدي، ابوالحسن	۲.
19.	بررسی تورم میانی– لگاریتمیِ میدانهای تاکوینیِ روی شامه	نوائي نيک، الهه	۲۱
194	مطالعه رفتار تناوبی دوتایی گرفتی V776 Cas	نوری، حمید رضا	22
١٩٩	بررسی نوسانات سیال در شرایط تاج خورشید در حضور میدان مغناطیسی بدون نیرو	وثوق، زيبا	۲۳









متن کامل مقالات ارائه شده به صورت سخنرانی











Interacting new agegraphic scalar fields models of dark energy in Bianchi type I (BI) universe

Ali Aghamohammadi¹ and Hossien Hossienkhani¹

¹Sanandaj Branch, Islamic Azad University, Sanandaj, Iran.

² Department Of Physics, Hamedan Branch, Islamic Azad university, Hamedan, Iran

In this work, a correspondence between the interacting new agegraphic dark energy models, the quintessence, tachyon and K-essence scalar field in an anisotropic universe are investigated. The both the dynamics and potential of these scalar field models according to the evolutionary behavior of the interacting holographic/new agegraphic dark energy model are reconstructed. Our numerical result show the effects of the interaction and anisotropic on the evolutionary behaviour the holographic and new agegraphic scalar field models.

 ${\bf Keyword}: {\rm Anisotropic\ universe\ , Interating,\ New\ age$ $graphic\ ,\ Quintessence$

I. INTRODUCTION

Type Ia supernovae observational data suggest that the universe is dominated by two dark components containing dark matter and dark energy [1,2]. Dark matter (DM), a matter without pressure, is mainly used to explain galactic curves and large-scale structure formation, while dark energy (DE), an exotic energy with negative pressure, is used to explain the present cosmic accelerating expansion.

One of the promising DE candidates is the agegraphic DE and was proposed in [3]. Soon after the original agegraphic dark energy model was introduced by Cai [3], a new model of agegraphic dark energy was proposed in [4], while the time scale is chosen to be the conformal time η instead of the age of the universe. This new agegraphic dark energy contains some new features different from the original agegraphic dark energy and overcome some unsatisfactory points. Considering conformal time as the age of the universe, the model can describe the matter dominated epoch [4] with a natural solution to the coincidence problem [5] and is known as the new agegraphic DE model. The conformal time η is defined by $dt = ad\eta$, where t is the cosmic time and a the scale factor [6].

A Bianchi type I (BI) universe, being the straightforward generalization of the flat FLRW universe, is of interest because it is one of the simplest models of a non-isotropic universe exhibiting a homogeneity and spatial flatness. In this case, unlike the FLRW universe which has the same scale factor for three spatial directions, a BI universe has a different scale factor for each direction. This fact introduce a non-isotropy to the system. The possible effects of anisotropy in the early universe have been investigated with Bianchi I type models from different points of view [7–9]. Therefore, we establish a correspondence between the interacting new agegraphic dark energy scenarios and the scalar field in an anisotropic universe.

II. GENERAL FRAMEWORK

The line element in our model is given by a Bianchi type I metric as

$$ds^{2} = dt^{2} - A^{2}(t)dx^{2} - B^{2}(t)dy^{2} - C^{2}(t)dz^{2}, \qquad (1)$$

where the metric function, A, B, C, are functions of time, t, only. The contribution of the interaction with the matter fields is given by the energy momentum tensor which, is this case, is defined as

$$T^{\mu}_{\nu} = diag[\rho, -\omega\rho, -\omega\rho, -\omega\rho], \qquad (2)$$

where ρ and ω represent the energy density and EoS parameter respectively. Einstein's field equations for BI metric given in (1) lead to the following system of equations [10]:

$$3H^2 - \sigma^2 = \frac{1}{M_p^2} (\rho_m + \rho_\Lambda),$$
 (3)

$$3H^2 + 2\dot{H} + \sigma^2 = -\frac{1}{M_p^2} \left(p_m + p_\Lambda \right), \tag{4}$$

$$\dot{\sigma} + \theta \sigma = 0, \tag{5}$$

where $M_p^2 = 1/(8\pi G)$, ρ_{Λ} and p_{Λ} are the Planck mass, the energy density and pressure of dark energy, respectively, and $a = (ABC)^{\frac{1}{3}}$ is the scale factor, and $\sigma^2 = 1/2\sigma_{ij}\sigma^{ij}$ in which $\sigma_{ij} = u_{i,j} + \frac{1}{2}(u_{i;k}u^k u_j + u_{j;k}u^k u_i) + \frac{1}{3}\theta(g_{ij} + u_i u_j)$ is the shear tensor, which describes the rate of distortion of the matter flow, and $\theta = 3H = u_{;j}^j$ is the scalar expansion, where u^j is 4-velocity. In a comoving coordinate system, i.e. $(u^i = \delta_0^i)$. Note that the model is considered to pressureless DM $(p_m = 0)$. Using (3) and the dimensionless density parameter first BI (3), can be written as

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 - \Omega_\sigma. \tag{6}$$

We further assume the DE interact with DM. The recent observational evidence provided by the galaxy clusters







also supports the interaction between dark energy and dark matter [11]. In the presence of interaction, the continuity equations are

$$\dot{\rho}_{\Lambda} + 3H\rho_{\Lambda}(1+\omega_{\Lambda}) = -Q, \qquad (7)$$

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = Q,\tag{8}$$

where $\omega_{\Lambda} = p_{\Lambda}/\rho_{\Lambda}$ is the EoS parameter of the interacting DE and Q stands for the interaction term. Following [12], we shall assume $Q = 3b^2H(\rho_m + \rho_{\Lambda})$ with the coupling constant b^2 . As in what following, we will find a form for the function $V(\phi)$ which is able to reconstruct holographic DE (HDE) and new agegraphic DE (NADE) as following.

III. NADE WITH SCALAR FIELD IN BI MODEL

The energy density of the new agegraphic dark energy can be written

$$\rho_{\Lambda} = \frac{3n^2 M_p^2}{\eta^2},\tag{9}$$

where the numerical factor $3n^2$ is introduced to parameterize some uncertainties, such as the species of quantum fields in the universe, the effect of curved space-time (since the energy density is derived for Minkowski spacetime), and so on. The conformal time is given by

$$\eta = \int \frac{dt}{a(t)} = \int \frac{da}{Ha^2}.$$
 (10)

If we write η to be a definite integral, there will be an integral constant in addition. Thus, we have $\dot{\eta} = 1/a$. The energy density parameter of the new agegraphic dark energy is now given by

$$\Omega_{\Lambda} = \frac{n^2}{H^2 \eta^2}.$$
(11)

Taking the derivative of Eq. (9) with respect to the cosmic time and using (11) we get

$$\dot{\rho}_{\Lambda} = -2H \frac{\sqrt{\Omega_{\Lambda}}}{na} \rho_{\Lambda}.$$
(12)

Inserting this relation into (7) we obtain the equation of state parameter of the interacting new agegraphic dark energy

$$\omega_{\Lambda} = -1 + \frac{2}{3na}\sqrt{\Omega_{\Lambda}} - \frac{b^2}{\Omega_{\Lambda}}(1 - \Omega_{\sigma}).$$
(13)

It is important to note that when $b^2 = 0$, the interacting DE becomes trivial and Eq. (13) reduces to its respective expression in new ADE in general relativity [10]

$$\omega_{\Lambda} = -1 + \frac{2\sqrt{\Omega_{\Lambda}}}{3na}.$$
 (14)



FIG. 1. The plot shows the evolution of the EoS parameter of NADE, Eq. (13), for different the anisotropy energy density parameter Ω_{σ} . Auxiliary parameters are $\Omega_{\Lambda}^{0} = 0.72$, n = 2and $b^{2} = 0.02$.

In this case (b = 0), the present accelerated expansion of our universe can be derived only if n > 1 [4], in addition, ω_{Λ} is always larger than -1 and cannot cross the phantom divide line $\omega_{\Lambda} = -1$. The evolution of the EoS parameter (13) versus scale factor, a for three different value of Ω_{σ} are illustrated in Fig. 1. It clear that the EoS parameter decrease with the scale factor increase and the effect of various Ω_{σ} are negligible but as $a \to 0$, it is clear that increasing of the Ω_{σ} cause to decrease the EoS parameter. Hence, given to the Eq.(13) and its evaluations in the Fig.(1), by pick $b^2 \neq 0$, taking account $\Omega_{m0} = 0.27$, $\Omega_{\Lambda 0} = 1 - (\Omega_{m0} + \Omega_{\sigma})$, $\Omega_{\sigma} = 0.001$, n = 2.7[5] and a = 1 for the present time, Eq. (13) gives

$$\omega_{\Lambda} = -0.789 - 1.37b^2, \tag{15}$$

where is clear that the phantom EoS $\omega_{\Lambda} < -1$ can be achieved by set $b^2 > 0.15$ for the coupling between NADE and CDM. In the future, where $a \to \infty$, $\omega_{\Lambda} < -1$ for $b^2 > 0$, i.e., it may be the ω_{Λ} crosses the phantom divide line in the presence interacting DM and DE.

We can also obtain the evolution behavior of the dark energy. Taking the time derivative of Ω_{Λ} in Eq. (11) and relation $\dot{\Omega}_{\Lambda} = H\Omega'_{\Lambda}$, give

$$\Omega'_{\Lambda} = -2\Omega_{\Lambda} \left(\frac{\dot{H}}{H^2} + \frac{\sqrt{\Omega_{\Lambda}}}{na} \right).$$
(16)

Taking the derivative of both side of the BI equation (3) with respect to the cosmic time, and using Eqs. (6), (7), (9) and (11), it is easy to find

$$\frac{\dot{H}}{H^2} = -\frac{3}{2}(1 - \Omega_\Lambda + \Omega_\sigma) - \frac{\Omega_\Lambda^{\frac{3}{2}}}{na} + \frac{3}{2}b^2(1 - \Omega_\sigma).$$
 (17)

Combining Eqs. (16) and (17), we get the equation of motion of agegraphic dark energy

$$\Omega_{\Lambda}' = 3\Omega_{\Lambda} \left(\Omega_{\sigma} + (1 - \Omega_{\Lambda})(1 - \frac{2}{3na}\sqrt{\Omega_{\Lambda}}) - b^2(1 - \Omega_{\sigma}) \right)$$
(18)









FIG. 2. The plot shows the evolution of the NADE density parameter, Eq. (18), for three different value of the Ω_{σ} . Auxiliary parameters are $\Omega_{\Lambda}^{0} = 0.72$, n = 2 and $b^{2} = 0.02$.



FIG. 3. The plot shows the evolution of the NADE density parameter, Eq. (18), for three different value of the b^2 . Auxiliary parameters are $\Omega_{\Lambda}^0 = 0.72$, n = 2 and $\Omega_{\sigma} = 0.001$.

The numerical results obtained for Ω_{Λ} are plotted in the Figs. 2, 3 and 4 for three different value of the Ω_{σ} , b^2 and n, respectively. Figures illustrates the Ω_{Λ} increase with the a increase but:I) increase of the Ω_{σ} cause the Ω_{Λ} increases with sharper slope. II) Increasing the coefficient coupling cause the early and final Ω_{Λ} values to (a << (>>)))increases (decreases) respectively III)at last, increase of n parameter cause the Ω_{Λ} parameter pick smaller value for the smaller scale factor i.e a <<.

A. Quintessence reconstruction of NADE in BI

We adopt the viewpoint that the scalar field models of dark energy are effective theories of an underlying theory of dark energy. The energy density and pressure of the scalar field can be written as

$$\rho_{\phi} = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi), \qquad (19)$$

$$p_{\phi} = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi).$$
 (20)

Then, we can easily obtain the potential and the kinetic energy term as



FIG. 4. The plot shows the evolution of the NADE density parameter, Eq. (18), for three different value of the *n*. Auxiliary parameters are $\Omega_{\Lambda}^{0} = 0.72$, $b^{2} = 0.02$ and $\Omega_{\sigma} = 0.001$.

$$V(\phi) = \frac{1 - \omega_{\phi}}{2} \rho_{\phi},\tag{21}$$

$$\dot{\phi}^2 = (1 + \omega_\phi)\rho_\phi, \qquad (22)$$

where $\omega_{\phi} = p_{\phi}/\rho_{\phi}$. Now we suggest a correspondence between the new agegraphic dark energy and quintessence scalar field namely, we identify ρ_{ϕ} with ρ_{Λ} . Using relation $\rho_{\phi} = \rho_{\Lambda} = 3M_p^2 H^2 \Omega_{\Lambda}$ and substituting Eqs. (11) and (13) into (21) and (22) one can readily find the kinetic energy term and the potential term as

$$\dot{\phi}^2 = M_p^2 H^2 \left(\frac{2}{na} \Omega_{\Lambda}^{\frac{3}{2}} - 3b^2 (1 - \Omega_{\sigma}) \right), \qquad (23)$$

$$V(\phi) = M_p^2 H^2 \left(3\Omega_\Lambda + \frac{3b^2}{2} (1 - \Omega_\sigma) - \frac{\Omega_\Lambda^3}{na} \right).$$
 (24)

From definition $\dot{\phi} = H\phi'$, one can rewrite Eq. (23) as

$$\phi' = M_p \left(\frac{2}{na}\Omega_{\Lambda}^{\frac{3}{2}} - 3b^2(1 - \Omega_{\sigma})\right)^{\frac{1}{2}}.$$
 (25)

Therefore, we have established an interacting new agegraphic quintessence dark energy model and reconstructed the potential of the agegraphic quintessence as well as the dynamics of scalar field in an anisotropic universe. The evolution of the NADE quintessence scalar filed, Eq. (25), for three different values of Ω_{σ} is plotted in Fig. 5. It illustrate which the ϕ increase with the scalar factor increase, *a*, also, the curve is shifted to the larger value of ϕ with increasing Ω_{σ} as it can be seen from the diagram . Note that Fig. 5 is illustrated for the real scalar field, i.e. $\dot{\phi}^2 > 0$.

The evolution of the NADE quintessence potential, Eq. (24), with respect to the scale factor for three different value of the Ω_{σ} is plotted in Figs. 6. It illustrate for a given Ω_{σ} , $V(\phi)$ decreases with increasing *a* and the curve is shifted to the smaller values of $V(\phi)$ with increasing the Ω_{σ} . The evolution of $\frac{V(\phi)}{\phi^2}$ versus Ω_{Λ} is illustrated in Fig.7. It illustrate fraction of potential per kinetic energy









FIG. 5. The plot shows the evolution of the NADE quintessence scalar filed, Eq. (25), for three different value of the anisotropy energy density parameter Ω_{σ} . Auxiliary parameters are $\Omega_{\Lambda}^{0} = 0.72$, $b^{2} = 0.02$, n = 2 and $\phi(1)=0$.



FIG. 6. The plot shows the NADE quintessence potential, Eq. (24), versus the scale factor for different Ω_{σ} . Auxiliary parameters as in Fig. 5.

increase with the Ω_{Λ} increase and its magnitude increase with the Ω_{σ} increase for the smaller Ω_{Λ} .

IV. CONCLUSION

In this paper, a correspondence between the interacting new agegraphic dark energy model with the quintessence scalar field in an anisotropic universe has been investigated. The both the dynamics and potential of these scalar field model according to the evolutionary behavior of the interacting new agegraphic dark energy model has been reconstructed. It was regarded which the obtained expression for the potential is quite reasonable and lead to scaling solutions. We have adopted the viewpoint that the scalar field models of dark energy are effective theories of an underlying theory of dark energy. Our numerical results have shown the role of Ω_{σ} and interacting term on the evolution of Ω_{Λ} and its relevant quantities, which is summarized as the following. 1. The EoS parameter ω_{Λ} of the NADE model in the BI models, can cross the phantom divide line $(\omega_{\Lambda} < -1)$ at the present provided $b^2 > 0.1$ which is compatible with the observations. By the way, the effect of various Ω_{σ} were negligible but as $a \to 0$, it was clear that increasing of the Ω_{σ} cause to decrease the EoS parameter.

2 In the figures (2,3,4), it have been illustrated, the Ω_{Λ}



FIG. 7. The plot shows the NADE quintessence $\frac{V(\phi)}{\phi^2}$, for three different value of Ω_{σ} . Auxiliary parameters as in Fig. 5.

increased with the *a* increase but:I) increase of the Ω_{σ} caused the Ω_{Λ} increases with sharper slope. II) Increasing the coefficient coupling caused the early and final Ω_{Λ} values to (a << (>>)))increased (decreased) respectively III)at last,increase of *n* parameter caused the Ω_{Λ} parameter picked smaller value for the smaller scale factor i.e a <<.

3 The Fig. 5. illustrated which the ϕ increase with the scalar factor increase, *a*, also, the curve was shifted to the larger value of ϕ with increasing Ω_{σ} .

4 Fig.7 shown which the fraction of potential per kinetic energy increase with the Ω_{Λ} increase and its magnitude increase with the Ω_{σ} increase for the smaller Ω_{Λ} .

Finally, we would like to mention that in the present work we have assumed for simplicity that $p_x = p_y = p_z = p$ and an EoS $p = \omega \rho$, hence this recalls that the assumed perfect fluid is an isotropic fluid.

- A.G. Riess, A.V. Filippenko, P. Challis, et al., 1998, Astron. J , 116, 1009-1038.
- [2] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, et al., 1999, Astrophys. J, 517, 565-586.
- [3] R.G. Cai., 2007, Phys. Lett. B, 657, 228-231.
- [4] H. Wei and R.G. Cai., 2008, Phys. Lett. B,660, 113-117.
- [5] H. W.ei and R.G. Cai., 2008, Phys. Lett. B, 663, 1-6.
- [6] J.-P. Wu, D.-Z. Ma and Y. Ling.,2008, Phys. Lett. B, 663, 152-159.
- [7] E. Komatsu, et al., 2009, Astrophys. J. Suppl. Ser, 180, 330-376.
- [8] S. Kumar and A.K. Yadav., 2011, Mod. Phys. Lett. A, 26, 647-659.
- [9] B. Saha., 2001, Phys. Rev. D, 64, 123501.
- [10] V. Fayaz, H. Hossienkhani, *et al.*, 2014, Astrophys. Space Sci, 353, 301-309.
- [11] O. Bartolami and F. Gil.,2007,Phys. Lett. B,,654,165-169.
- [12] B. Wang, Y. Gong and E. Abdalla.,2005,Phys. Lett. B ,624,141-146.









بررسی تحلیلی تحول خوشههای ستارهای بر اساس آهنگ فرار اصلاح شده

حقی، حسین حسنی زنوزی اکرم ابراهیمی، حمید صفایی، قاسم ماهانی، حمیدرضا د*انشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان ، ایران*

چکیدہ

در این مقاله به بررسی تحلیلی تحول خوشههای ستارهای میپردازیم. خوشهای تک جرم در میدان کشندی کهکشان میزبان را در نظر میگیریم و فرض میکنیم، ستارگان خوشه تحول داخلی ستارهای ندارند. مدلی برای آهنگ فرار ستارهها از خوشه در نظر گرفته می شود که اثرات میدان کشندی خارجی در فرار ستارگان در آن لحاظ شده با شد. ولی چون ستارگانی که انرژی فرار را کسب کرده اند، مدت زمانی را برای خروج از خوشه صرف میکنند، این مدل اصلاح می شود. این مدل اصلاح شده را برای بدای برای بد ست آوردن روابط تحول زمانی شعاع نیمه جرم و تعداد ستارگان خوشهها در میدانهای کشند قوی و ضعیف به کار می بریم. در نهایت نتایج تحلیلی را با نتایج عددی و شبیه سازی های صورت گرفته توسط دیگران مقایسه میکنیم.

مقدمه

در تحول خو شدهای ستاره یعوامل متعددی موثرند. دو عامل مهم در میان عوامل مختلف، واهلش دو جسمی و اثر میدان کشند کهکشان میزبان بر خو شه است. واهلش دو جسمی ناشی از برخوردهای گرانشی بین ستارههای خو شه است. انرژی جنبشی یک ستاره بعد از برخوردهای متعددش با دیگر ستارگان در خو شه تغییر میکند و اصطلاحاً سرعت ستاره پخش می شود. این فرآیند پخش را که ریشهاش برخوردهای دو به دوی ستارگان است، واهلش دو جسمی گویند. انرژی تولید شده در هسته خو شه به کمک این فرآیند به هاله خو شه منتقل می شود و خو شه منبسط می شود. از طرفی میدان کشند خارجی کهکشان میزبان باعث کنده شدن ستارههای بیرونی خوشه می مقود و باعث می شود خوشه دچار انقباض شود [1]. گیلس و بامگارت (۲۰۰۸) با انتگرالگیری از توزیع ستارهای بیرونی خوشه می شود و باعث می شود، خوشه دچار انقباض شود [1]. گیلس و بامگارت (۲۰۰۸) با انتگرالگیری از توزیع ستارهای بیرونی خوشه می شود و باعث می شود، خوشه دچار انقباض شود [1]. گیلس و بامگارت (۲۰۰۸) با انتگرالگیری از توزیع ستارهای بیرونی خوشه می شود و باعث می شود، خوشه دچار انقباض شود [1]. گیلس و بامگارت (۲۰۰۸) با انتگرالگیری از توزیع محمد سرعت ستارگان خو شه برای یافتن کسری از ستارگان که با سرعت فرار کافی از خو شه خارج می شوند، نشان دادند آهنگ فرار ستارگان با تقریب خوب متناسب با توان سه دوم نسبت شعاع نیمه جرم خو شه به شعاع ژاکوبی آن است [۲]. بامگارت (۲۰۰۱) نشان داد که مقیاس زمانی فرار ترکیبی توانی از دو زمان مشخصه هر خوشه یعنی زمان واهلش و زمان عبور است [۳]. گیلس و ممکاران (۲۰۱۱) به کمک این نتیجه، مدلی برای آهنگ تبخیر و آهنگ انبساط خوشه می برای تغییرات زمانی تعداد ستارهای و با شماع نیمه جرم آن بد ست بیاورند [۴]. الکه ساندر و گیلس (۲۰۱۲) با بسط مدل آهنگ تبخیر خو شه در فاز پ سارمیش، برنامهای شعاع نیمه جرم آن بد ست بیاورند [۴]. الکه ساندر و گیلس (۲۰۱۲) با بسط مدل آهنگ تبخیر خو شه در فاز به در از پ سارمیش، برنامهای شعاع نیمه جرم آن بد ست بیاورند [۴]. الکه ساندر و گیلس (۲۰۱۲) با بسط مدل آهنگ تبخیر خو شه در فاز پسارمیش، برنامهای نتایج شبیه سازی های در می معداد ستارگان خو شه و شعاع نیمه جرم را به روش عددی محا سبه می کرد. آنها با برازش این نتایج با نتایج شیمه می می می می می می می می در می و شعاع نیمه جرم را به روش عددی محا سبه می کرد. آنها با برازش این نتایج با

چارچوب تحليلي تحول خوشه

خو شهای تک جرم در نظر میگیریم که در آغاز تحول دارای N_0 ستاره هر کدام با جرم m ا ست. شعاع نیمه جرم اولیه خو شه r_{h0} است. N و r_h نیز به ترتیب تعداد ستارگان و شعاع نیمه جرم خوشه در هر لحظه هستند. زمان واهلش نیمه جرم را میتوان به صورت رابطه زیر نوشت [۱]:

$$\tau_{rh} = 0.138 \frac{N^{1/2} r_h^{3/2}}{\sqrt{mG} \ln(\gamma N)}$$

جمله لگاریتمی در مخرج رابطه (۱) را لگاریتم کولنی گویند که در این محاسبات ثابت فرض شده است. گیلس و بامگارت (۲۰۰۸) نشان دادند که $\xi \propto (\mathcal{R}/\mathcal{R}_1)^{3/2} \propto \xi$ که در آن قم آهنگ از دست رفتن تعداد ستارگان بر واحد زمان واهلش نیمه جرم است و به آن آهنگ تبخیر نیز گویند [۲]. در این معادله $\mathcal{R} \equiv r_h/r_J$ است. r_J شعاع ژاکوبی خوشه است که کران بالایی برای خوشه مشخص



(1)





میکند که ستارگان با رسیدن به این شعاع از قید خو شه خارج می شوند. \mathcal{R}_1 پارامتر آزادی است که برای خو شه تک جرم برابر با ۱۹٫۱۴۵ است [۴]. از طرف دیگر ستارگانی که انرژی فرار لازم را کسب میکنند، مدت زمانی متناهی را برای فرار از خو شه خواهند دا شت. بامگارت (۲۰۰۱) نشان داد که زمان فرار عبارت ا ست از $\tau_{rh}(N/N_1)^{x-1}$. در این معادله N_1 و x پارامترهای آزاد هستند. بامگارت (۲۰۰۱) مقدار ۲۰۰5 x = 0.75 را بدست آورد [۳]. مقدار N_1 بستگی به مدل ارائه شده برای آهنگ فرار است.

با توجه به نتایج بالا میتوان مدلی برای آهنگ تبخیر، ξ، و آهنگ انبسـاط، χ، مشــخص کرد. این دو آهنگ ماهیت مخالفی در فازهای تحولی انبساطی و انقباضی خوشه دارند. لذا داریم:

$$\xi \equiv -\frac{\dot{N}}{N}\tau_{rh} = \frac{3}{5}\zeta \left(\frac{\Re}{\Re_1}\right)^{3/2} \left(\frac{N}{N_1}\right)^{1-x}$$
((1))

$$\chi \equiv \frac{3}{2} \frac{\dot{\mathcal{R}}}{\mathcal{R}} \tau_{rh} = \frac{3}{2} \zeta \left[1 - \left(\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}_1}\right)^{3/2} \left(\frac{N}{N_1}\right)^{1-x} \right]$$
(7)

در این معادلات ζ آهنگ تغییر انرژی خو شه ا ست و در تحول متعادل خو شه در فاز پ سا–رمبش مقدار این آهنگ ثابت و برابر ۰٫۱ است. رابطه بین سه آهنگ مذکور به صورت χ(5/3) + ξ(2/3) = ζ است و مدل تعیین شده در روابط (۲ الف وب) باید این رابطه را برآورده کند [۴]. با تقسیم طرفین دو رابطه (۲ الف و ب) بر هم میتوان تحول زمانی تعداد سیتارگان و شیعاع نیمه جرم خوشه را به صورت روابط زیر بیان کرد:

$$N(t) = N_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_{ev}}\right)^{1/x} \tag{(7)}$$

$$r_{h}(t) = r_{h0} \left(1 - \frac{t}{\tau_{ev}}\right)^{2/x} \left\{\frac{1}{A} \left(\frac{R_{1}}{R_{0}}\right)^{3/2} \left(\frac{N_{0}}{N_{1}}\right)^{x-1} \left[\left(1 - \frac{t}{\tau_{ev}}\right)^{-5A/2x} - 1\right] + 1\right\}^{2/3}$$
(6)

در این روابط A ≡ (2/5)(7/2 − x) و τ_{ev} مقدار زمان تحول کل خوشه یا زمان انحلال خوشه در فاز پسا-رمبش است که از رابطه زیر بدست میآید:

$$\tau_{ev} = \frac{N_0^x N_1^{1-x} \mathcal{R}_1^{3/2}}{60 \zeta x} \frac{R_G}{V_G} \tag{(b)}$$

در رابطه اخیر R_G فاصله خوشه از مرکز کهکشان و V_G سرعت خوشه در مدارش حول کهکشان است.

نتايج و بحث

شکل ۱ نتایج تحلیلی تحول شعاع نیمه جرم و تعداد ستارگان خوشه را در مقایسه با نتایج شبیهسازی و نتایج عددی مقاله الکساندر و گیلس (۲۰۱۲) نشان می دهد. در نتایج شبیهسازی، خط افقی در ابتدای تحول هر خوشه ناشسی از دوره تحولی پیشا–رمبش تا ر سیدن خو شه به زمان رمبش هسته است. زمان رمبش تقریباً ۱۰ برابر زمان واهلش اولیه خو شه است. نتایج عددی مقاله مذکور و نتایج تحلیلی در مقاله حاضر به دلیل لحاظ نکردن کشند بسیار قوی، رفتار خو شه را در این فاز برر سی نمیکنند و فقط فاز تحولی پسا–رمبش هر خو شه مورد نظر قرار گرفته است. در هر دو نمودار مربوط به شعاع نیمه جرم، شعاع نیمه جرم ابتدا زیاد شده (فاز انبساطی) و سپس کاهش یافته است (فاز انقباضی). در فاز انبساطی واهلش دو جسمی سهم به سزایی دارد و در فاز انقباضی اثر میدان کشندی بر واهلش دو جسمی غلبه میکند. نتایج تحلیلی در شکل ۱ برای دو مقدار مختلف ₀ مرسم شده است. *ه* معدان کشندی بر واهلش دو جسمی غلبه میکند. نتایج تحلیلی در شکل ۱ برای دو مقدار مختلف ₀ مرسم شده است. *و* نسبت شعاع نیمه جرم به شعاع ژاکوبی در شروع تحول پسا–رمبش است. مقدار 1000 = *ی* مربوط به حالتی است که میدان کشندی نعاع نیمه جرم به شعاع ژاکوبی در شروع تحول پسا–رمبش است. مقدار محال ایروی کندی دو جسمی مهم به مزایس است که میدان ک نیماط دارد و مقدار قلهای شعاه است (فاز انقباضی) در میدان فی بر برای دو مقدار مختلف م مربوط به حالتی است که میدان کشدی نیماع نیمه جرم به شعاع ژاکوبی در شروع تحول پسا–رمبش است. مقدار فی بروی کشندی در زمانی کمتر و در شعاعهای کوچکتر نیماط دارد و مقدار قلهای شعاع نیمه جرم بیشتر است. ولی در میدان قوی، نیروی کشندی در زمانی کمتر و در شعاعهای کوچکتر زمان انحلال خوشه برقرار است. زمان انحلال خوشه در میدان کشندی قوی تر، کوچکتر از زمان انحلال خوشه در میدان کشندی







نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان





شكل ۱: نمودار تغییرات تعداد ستارگان و شعاع نیمه جرم خوشه بر حسب زمان برای مقادیر مختلفی از N_0 . چهار نمودار سمت راست مربوط به نتایج تحلیلی این مقاله و چهار نمودار سمت چپ مربوط به نتایج شبیه سازی (خطوط رنگی) و نتایج عددی (خطچین سیاه) مقاله الکساندر و گیلس (۲۰۱۲) [۵] است. نمودارهای (الف و ج) تغییرات تعداد ستارگان بر حسب زمان و نمودارهای (ب و د) مربوط به تغییرات شعاع نیمه جرم بر حسب زمان است. نمودارهای (الف و ب) مربوط به حالت 1/100 $R_0 = 1/30$ و نمودار (ج و د) مربوط به حالت 1/30 $R_0 = 1/30$ است. در رسم این نمودارها از مقادیر نمودارهای (الف و ب) مربوط به حالت 20 $R_0 = 1/100$ و د) مربوط به حالت 1/30 $R_0 = 1/30$ است. در رسم این نمودارها از مقادیر نمودارهای (الف و ب) مربوط به حالت 1/300 $R_0 = 1/100$ از حود (ج و د) مربوط به حالت 1/300 $R_0 = 1$ است. در رسم این نمودارها از مقادیر نمودارهای (الف و ب) مربوط به حالت 1/300 $R_0 = 1/100$ از حود (ج و د) مربوط به حالت 1/300 $R_0 = 1$ است. در رسم این نمودارها از مقادیر







\mathcal{R}_{0}	N ₀	$R_G(kpc)$	$\tau_{ev}(Gyr)$	\mathcal{R}_{0}	N ₀	$R_G(kpc)$	$\tau_{ev}^{}(Gyr)$
	1024	256.75	14.58		1024	42.19	2.39
	2048	181.55	17.33	$\frac{1}{2}$	2048	29.83	2.85
$\frac{1}{100}$	4096	128.38	20.61		4096	21.09	3.39
	8192	90.77	24.51		8192	14.92	4.03
	16384	64.19	29.15	30	16384	10.55	4.79
	32768	45.39	34.67		32768	7.46	5.70
	65336	32.14	41.20		65336	5.28	6.77

جدول ۱: مقادیر فاصله از مرکز کهکشان و زمان انحلال هفت خوشه مختلف در میدانهای قوی و ضعیف .

ضعیف است. خوشه در میدان کشندی قوی، ستاره هایش را با آهنگ سریع تری از دست می دهد. از طرف دیگر با مقایسه خوشه هایی در میدان کشندی یک سان، خو شه های با تعداد ستارگان بی شتر، دیر تر منحل می شوند. برای خو شه ها در میدان کشندی یک سان با افزایش تعداد ستارگان و افزایش فاصله از مرکز کهکشان، زمان انحلال خوشه افزایش می یابد. در مقایسه نتایج تحلیلی با نتایج عددی و شبیه سازی، قله شعاع نیمه جرم در نتایج تحلیلی مخصو صاً برای خو شه های سبکتر، کمتر از مقادیر متناظر شان در نتایج عددی است. ولی نتایج شبیه سازی نشان می دهد که نو سانی در محل بی شینه شعاع نیمه جرم وجود دارد که باعث وجود عدم قطعیت در محل قله می شود. ولی این نوسان در خوشه های سنگین تر کمتر است و لذا نتایج تحلیلی با نتایج عددی همخوانی بیشتری دارد. یکی از نکاتی که باعث تفاوت نتایج عددی و تحلیلی شده است، این است که در مدل عددی لگاریتم کولنی متناسب با تعداد ستاره هاست ولی در مدل تحلیلی لگاریتم کولنی ثابت فرض شده است.

در جدول ۱ مقادیر فا صله از مرکز کهک شان و زمان انحلال هفت خو شه در میدانهای ک شندی قوی و ضعیف که تحول شان در نمودارهای شکل ۱ برر سی شد، آمده ا ست. مقدار زمان انحلال از رابطه (۵) و فا صله از مرکز کهک شان از رابطه زیر بد ست آمده است:

$$R_G = \left(\frac{3V_G^2}{GN_0m}\right)^{1/2} \left(\frac{r_{ho}}{\mathcal{R}_0}\right)^{3/2} \tag{9}$$

باید توجه شود که زمان انحلال در این جدول فقط مربوط به زمان عمر خوشه در فاز پسا-رمبش است و برای داشتن زمان عمر کل خوشه باید این مقدار به زمان پیشا-رمبش اضافه شود. هر چند که به دلیل لحاظ نشدن میدانهای کشندی بسیار قوی، زمان رمبش هسته سهم کمی از زمان عمر خوشه دارد. این در حالی است که زمان رمبش برای خوشههای با ستارههای کمتر، مقدار کوچکتری است و زمان انحلال در جدول ۱ برای چنین خوشههایی با تقریب خوب همان زمان عمر خوشه است. زمان انحلال برای خوشههای حاضر در میدان کشند قوی از مرتبه یک گیگا سال است که مقدار کوچکی در مقیاس عمر خوشه است. خوشهها هر چقدر ستاره از دست میدهند، شعاع ژاکوبی شان هم کم شده و روند انحلالشان هم تسریع می شود. ضمناً مقدار رسی ال مغرری انتخاب شده که نتایج محاسبات بتواند خوشهها با فواصل از مرکز کهکشان متفاوتی را از مرتبه ۱۰۰ کیلوپارسک تا ۱۰ کیلوپارسک را مورد توجه قرار دهد.

- [2] Gieles M., Baumgardt H., 2008, MNRAS, 389, L28.
- [3] Baumgardt H., 2001, MNRAS, 325, 1323.
- [4] Gieles M., Heggie D. C., Zhao H., 2011, MNRAS, 413, 2509.
- [5] Alexander P. E. R., Gieles M., 2012, *MNRAS*, **422**, 3415.





مراجع

^[1] Spitzer L., Jr, 1987, Dynamical Evolution of Globular Clusters. Princeton Univ. Press, Princeton.





Resonant absorption of kink MHD waves by magnetic twist in coronal loops

Z. Ebrahimi and K. Karami

Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

There are ample evidences of twisted magnetic structures in the solar corona. This motivates us to consider the magnetic twist as the cause of Alfvén frequency continuum in the coronal loops, which can support the resonant absorption as a rapid damping mechanism for the observed coronal kink magnetohydrodynamic (MHD) oscillations. In the thin tube thin boundary approximations we derive the dispersion relation and solve it analytically to obtain the frequencies and damping rates of the fundamental (l = 1) kink (m = 1) MHD mode. We conclude that the resonant absorption by the magnetic twist can justify the rapid damping of kink MHD waves observed in coronal loops. Furthermore, the magnetic twist in the inhomogeneous layer can cause deviations from $P_1/P_2 = 2$ which are comparable with the observations.

I. INTRODUCTION

The first identification of transverse oscillations of coronal loops was reported by [1] and [2] using the Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) observations of 14 July 1998. Nakariakov et al. [2] for a loop with length of $(130 \pm 6) \times 10^3$ km and width of $(2.0 \pm 0.36) \times 10^3$ km reported a spatial oscillations with period of 4.27 ± 0.13 min and decay time of 14.5 ± 2.7 min. They suggested the resonance of global mode as the cause of such fast damping. For reviews on coronal seismology, see e.g. [3].

The theory of resonant absorption of MHD waves was first established by [4] as a conceivable mechanism for heating of the solar corona. In this mechanism, the energy of global mode oscillations is transferred to the local Alfvén perturbations within a resonance layer inside the loop.

There are observational evidences for twisted magnetic fields in coronal loops (see e.g. [5], [6]). Many theoretical works have also been done on the effect of twisted magnetic fields on the MHD waves in coronal loops (see e.g. [7] [8], [9], [10] and [11]). Ruderman [8] considered a straight flux tube in the zero-beta approximation with a magnetic twist inside the loop proportional to the distance from the tube axis and showed that the magnetic twist does not affect the standing kink modes. Karami and Bahari [11] showed that the frequencies and the period ratio P_1/P_2 of the fundamental and first-overtone nonaxisymmetric kink and fluting modes are affected by the twist parameter of the annulus.

Karami and Bahari [10] studied the effect of twisted magnetic field on the resonant absorption of the incompressible MHD waves in the low beta coronal loops. They showed that by increasing the twist parameter, the frequency, the damping rate and their ratio for both the kink and fluting modes increase. Also the magnetic twist causes the ratio of fundamental period to first overtone one for kink and fluting modes to be smaller than 2. The main goal of the present work is to study the resonant absorption of kink MHD waves by magnetic twist to explain the rapid damping of oscillating coronal loops and departure of the period ratios P_1/P_2 and P_1/P_3 from their canonical values reported by observations. To this aim, in section II we introduce the coronal loop model and find the solutions of the equations of motion. In section III, we use the appropriate connection formulae to obtain the dispersion relation. In section IV, we solve the dispersion relation, analytically. Section V gives the summary and conclusion of the paper.

II. MODEL AND EQUATIONS OF MOTION

As a simplified model for a coronal loop, we consider a straight cylindrical flux tube with length L and radius R. The background density profile is assumed to be

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_{\rm i}, & 0 < r \le R, \\ \rho_{\rm e}, & r > R, \end{cases}$$
(1)

where ρ_i and ρ_e are the constant densities of the interior and exterior regions of the flux tube, respectively. We define $\zeta \equiv \frac{\rho_i}{\rho_e}$ in the rest of the paper.

We further assume that the background magnetic field has a small twist in a thin layer and is constant and aligned with the loop axis anywhere else, i.e.

$$B(r) = \begin{cases} B_0 \hat{z}, & 0 < r < a, \\ Ar(r-a)\hat{\varphi} + B_0 \hat{z}, & a \le r \le R, \\ B_0 \hat{z}, & r > R, \end{cases}$$
(2)

where A is a constant.

The linearized ideal MHD equations for incompressible plasma are given by

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\nabla \delta P}{\rho} + \frac{1}{\mu_0 \rho} \{ (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{B} \}, \quad (3)$$
$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (4)$$







$$\nabla \cdot \delta \mathbf{v} = \mathbf{0},\tag{5}$$

where $\delta \mathbf{v}, \, \delta \mathbf{B}$ and δP are the Eulerian perturbations of velocity, magnetic fields and plasma pressure; \mathbf{B} and ρ are the background magnetic filed and the mass density, respectively. Also t-, ϕ - and z-dependency of the perturbations are supposed to be of the form $\exp[i(m\phi + k_z z - \omega t)]$ where $k_z = \frac{l\pi}{L}$ is the longitudinal wave number. Here m and l are the azimuthal and longitudinal mode numbers, respectively, and ω is the mode frequency.

Following [7], the governing equations of δp and $\xi_{\rm r}$ are as follows

$$\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2}\delta p + \left\{\frac{C_3}{rD}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{rD}{C_3}\right)\right\}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\delta p + \left\{\frac{C_3}{rD}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{rC_1}{C_3}\right) + \frac{1}{D^2}(C_2C_3 - C_1^2)\right\}\delta p = 0, \quad (6)$$

$$\xi_r = \frac{D}{C_3} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} \delta p + \frac{C_1}{C_3} \delta p, \tag{7}$$

where $\delta p = \delta P + \mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B} / \mu_{\mathbf{0}}$ and $\xi_r = -\delta v_r / i\omega$ are the Eulerian perturbation of total pressure and the Lagrangian displacement in the radial direction, respectively and

$$D = \rho(\omega^2 - \omega_{\rm A}^2), \tag{8}$$

$$C_1 = -\frac{2mB_{\varphi}}{\mu_0 r^2} \left(\frac{m}{r} B_{\varphi} + k_z B_z \right), \tag{9}$$

$$C_2 = -\left(\frac{m^2}{r^2} + k_z^2\right),$$
 (10)

$$C_3 = D^2 + D\frac{2B_{\varphi}}{\mu_0} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} \left(\frac{B_{\varphi}}{r}\right) - \frac{4B_{\varphi}^2}{\mu_0 r^2} \rho \omega_A^2.$$
(11)

Here, the Alfvén frequency, ω_A , is defined as

$$\omega_A(r) \equiv \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \left(\frac{m}{r} B_{\varphi} + k_z B_z \right). \tag{12}$$

Putting Eqs. (1) and (2) into (12) gives the profile of Alfvén frequency as follows

$$\omega_A(r) = \begin{cases} \frac{B_0 k_z}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}}, & 0 < r < a, \\ \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}} (mA(r-a) + k_z B_0), & a \le r \le R, \\ \frac{B_0 k_z}{\sqrt{\mu_0 \rho_e}}, & r > R. \end{cases}$$
(13)

Here we use the twist parameter defined as $\alpha \equiv \frac{B_{\varphi}(R)}{B_0}$. For a special value of $\alpha = \alpha_c$ the profile of Alfvén frequency is continues at the tube boundary (r = R). If $\alpha \neq \alpha_c$ there would be a gap in the Alfvén frequency profile across the boundary. It is straightforward from Eq. (13) to show that

$$\alpha_{\rm c} = \frac{Rk_z}{m} \left(\sqrt{\zeta} - 1\right). \tag{14}$$

Figure 1 shows the azimuthal component of the background magnetic field and the Alfvén frequency of the fundamental (l = 1) kink (m = 1) mode for the twist



FIG. 1. Azimuthal component of the background magnetic field (top) and Alfvén frequency of the fundamental (l = 1) kink (m = 1) mode (bottom). The loop parameters are: $L = 10^5$ km, R/L = 0.01, a/R = 0.99, $\zeta = 2$, $\rho_{\rm i} = 2 \times 10^{-14}$ g cm⁻³ and $B_0 = 100$ G. Here $\alpha = \alpha_{\rm c} = 0.0130$.

parameter $\alpha = \alpha_c = 0.0130$ which is obtained for $\zeta = 2$, m = 1, l = 1 and R/L = 0.01.

From Eqs. (6)-(12), it is clear that when $\omega^2 = \omega_A^2$, i.e. D = 0, the equations of motion in the inhomogeneous layer (a < r < R) become singular in the presence of magnetic twist. Therefore, the resonant absorption can occur not only by the radial density inhomogeneity (like previous works, see e.g. [12] and [10]) but also by the magnetic twist (present work).

Solutions of equations (6)-(7) in the untwisted regions are obtained as

$$\delta p(r) = \begin{cases} A_{i} I_{m}(k_{z}r), & 0 < r < a, \\ A_{e} K_{m}(k_{z}r), & r > R, \end{cases}$$
(15)

$$\xi_r(r) = \begin{cases} A_i \frac{k_z}{\rho_i(\omega^2 - \omega_{A,i}^2)} I'_m(k_z r), & 0 < r < a, \\ A_e \frac{k_z}{\rho_e(\omega^2 - \omega_{A,e}^2)} K'_m(k_z r), & r > R. \end{cases}$$
(16)

Here $I_{\rm m}$ and $K_{\rm m}$ are the modified Bessel functions of the first and second kind, respectively. Also "" on $I_{\rm m}$ and $K_{\rm m}$ represents a derivative with respect to their arguments. The constants $A_{\rm i}$ and $A_{\rm e}$ are determined by the appropriate boundary conditions.

III. CONNECTION FORMULAE AND DISPERSION RELATION

The solutions inside and outside of the tube can be related to each other by the connection formulae introduced by [13]. In the limit of thin tube approximation one can find the dispersion relation as

$$\frac{\frac{\rho_{i}(\tilde{\omega}^{2}-\omega_{A_{i}}^{2})}{R} + \frac{\rho_{e}(\tilde{\omega}^{2}-\omega_{A_{e}}^{2})}{a}}{-\frac{i\pi}{|\Delta|} \left(\frac{r_{A}}{a}\right)^{m} \left(\frac{g_{B}}{B_{0}^{2}}\rho_{e}(\tilde{\omega}^{2}-\omega_{A_{e}}^{2}) + \frac{2mf_{B}B_{\varphi}}{\mu_{0}r_{A}B_{0}R}\right) \times \left(\frac{g_{B}}{m}(\tilde{\omega}^{2}-\omega_{A_{i}}^{2}) - \frac{2f_{B}B_{\varphi}B_{0}}{\mu_{0}\rho_{i}r_{A}^{2}}\right) = 0. \quad (17)$$







Here $\tilde{\omega} = \omega - i\gamma$, in which ω and γ are the mode frequency and the corresponding damping rate, respectively. Notice that we look for the frequencies in the range of $\omega_{A_i} < \omega < \omega_{A_e}$, in which the resonant absorption occurs. Here $\omega_{A_i} = k_z \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}}$ and $\omega_{A_e} = k_z \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_e}}$ are the interior and exterior Alfvén frequencies, respectively. In the next section, we solve this equation analytically to obtain the frequency and damping rate of the kink MHD modes.

IV. ANALYTICAL RESULTS

Here, we are interested in studying the effect of twist parameter α on the frequencies ω and damping rates γ of the kink (m = 1) MHD modes in a resonantly damped coronal loop. To this aim, we need to solve Eq. (17). First, we use the dimensionless quantities $\bar{r} = r/R$, $\bar{L} =$ $L/R, \ \bar{B} = B/B_0 \ \text{and} \ \bar{\tilde{\omega}} = \tilde{\omega}/(v_{A_i}/R).$ Thus, Eq. (17) can be recast in dimensionless form as

$$c_1 \tilde{\omega}^4 + c_2 \tilde{\omega}^2 + c_3 = 0, \tag{18}$$

where

$$c_1 = -\frac{i\pi}{|\Delta|} \left(\frac{r_A}{q}\right)^m \frac{g_B^2}{m},\tag{19}$$

$$c_2 = \left(\zeta + \frac{1}{q}\right) + \frac{i\pi}{|\Delta|} \left(\frac{r_A}{q}\right)^m \tag{20}$$

$$\left\{ \frac{g_{\tilde{B}}^{2}}{m} \left(\omega_{A_{i}}^{2} + \omega_{A_{e}}^{2} \right) + \frac{2f_{B}g_{B}B_{\varphi}}{r_{A}^{2}} \left(1 - \zeta r_{A} \right) \right\},$$
(21)

$$c_3 = -\zeta \omega_{A_i}^2 \left(1 + \frac{1}{q} \right) - \frac{i\pi}{|\Delta|} \left(\frac{r_{\Delta}}{q} \right)^m \zeta \tag{22}$$

$$\times \left[\frac{g_B^2}{m}\omega_{A_{\rm i}}^4 - \frac{4mf_B^2 B_{\varphi}^2}{r_{\rm A}^3} + \frac{2f_B g_B B_{\varphi} \omega_{A_{\rm i}}^2}{r_{\rm A}^2} (1 - r_{\rm A})\right], \quad (23)$$

and $q \equiv a/R$. Here we have dropped the bars for simplicity. It is straightforward to find the solutions of Eq. (18), $\tilde{\omega} = \omega - i\gamma$, as follows

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\Xi_{\pm}^2 + \Pi_{\pm}^2}} \left(\sqrt{\chi_{\pm}^2 + \Theta_{\pm}^2} + \chi_{\pm} \right)^{1/2}, \qquad (24)$$

$$\gamma_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\Xi_{\pm}^2 + \Pi_{\pm}^2}} \left(\sqrt{\chi_{\pm}^2 + \Theta_{\pm}^2} - \chi_{\pm} \right)^{1/2}, \qquad (25)$$

where

$$\chi_{\pm} = c_{3_{\rm R}} \Xi_{\pm} + c_{3_{\rm I}} \Pi_{\pm}, \tag{26}$$

$$\Theta_{\pm} = c_{3_{\rm I}} \Xi_{\pm} - c_{3_{\rm R}} \Pi_{\pm}, \qquad (27)$$

$$\Xi_{\pm} = -c_{2_{\mathrm{R}}} \pm \left(\frac{\sqrt{c_4^2 + c_5^2 + c_4}}{2}\right)^{1/2}, \qquad (28)$$

$$\Pi_{\pm} = -c_{2_{\mathrm{I}}} \pm \left(\frac{\sqrt{c_4^2 + c_5^2} - c_4}{2}\right)^{1/2},\tag{29}$$

with



FIG. 2. Frequency of the fundamental (l = 1) kink (m = 1)mode (top), its damping rate (middle) and the ratio of the oscillation frequency to the damping rate (Bottom) versus the twist parameter α . Solid line: $\zeta = 2, R/L = 0.01$. Dashed line: $\zeta = 4, R/L = 0.01$. Dash-Dotted line: $\zeta=2, R/L=0.005.$ Other auxiliary parameters as in Fig. 1. Both frequencies and damping rates are in units of $v_{A_i}/R = 2$ rad s^{-1} .

$$c_4 = c_{2_{\rm R}}^2 - c_{2_{\rm I}}^2 + 4c_{1_{\rm I}}c_{3_{\rm I}}, \qquad (30)$$

$$c_5 = 2c_{2_{\rm R}}c_{2_{\rm I}} - 4c_{1_{\rm I}}c_{3_{\rm R}}. \qquad (31)$$

$$= 2c_{2_{\mathrm{R}}}c_{2_{\mathrm{I}}} - 4c_{1_{\mathrm{I}}}c_{3_{\mathrm{R}}}.$$
 (31)

Here, the subscripts R and I denote the real and imaginary parts of a given complex quantity.

For a typical coronal loop, we take $L = 10^5$ km, R/L =0.01, $\rho_i/\rho_e = 2$, $\rho_i = 2 \times 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ and $B_i = 100 \text{ G}$. So, one finds $v_{A_i} = 2000 \text{ km s}^{-1}$ in this loop. We assume that the magnetic twist takes place in a thin layer of thickness R - a = 0.01R. So we have q = 0.99. In the thin boundary approximation, we can set the location of the resonance point at the tube surface, i.e. $r_{\rm A} \simeq R$.

Using Eq. (24) we obtain two roots of ω_{\pm} which their values take place in the range of $\omega_{A_i} < \omega_- < \omega_{A_e}$ and $\omega_+ > \omega_{A_e}$. Therefore, ω_- is our physical root and ω_+ should be rolled out, because it does not give rise to the resonant absorption.

Figure 2 illustrate the frequencies $(\omega_{-} = \omega_{ml})$, the damping rates $(\gamma_{-} = \gamma_{ml})$ and the ratio of the frequency to the damping rate $(\omega_{ml}/\gamma_{ml})$ of the fundamental (l=1)kink (m = 1) mode versus the twist parameter α , respectively. Figure show that (i) the frequencies and damping rates increase when the twist parameter increases. (ii) The ratio of the oscillation frequency to the damping rate ω/γ decreases when the twist parameter increases. Surprisingly enough, is that for the fundamental (l = 1)









FIG. 3. Period ratios of the fundamental to the first-overtone, P_1/P_2 , and to the second-overtone, P_1/P_3 , kink (m = 1) modes versus the twist parameter α . Solid line: $\zeta = 2, R/L = 0.01$. Dashed line (overlaps the solid line): $\zeta = 4, R/L = 0.01$. Dash-Dotted line: $\zeta = 2, R/L = 0.005$. Auxiliary parameters as in Fig. 1.

TABLE I. Twist parameter $\alpha = B_{\varphi}/B_z$ and corresponding number of twist turns N_{twist} of the loop obtained for some observational values of the period ratios P_1/P_2 and P_1/P_3 of the kink (m = 1) modes. Auxiliary parameters as in Fig. 1.

			_
P_{1}/P_{2}	α	$N_{\rm twist}$	
1.795 ± 0.051	0.1767	2.8	
1.980 ± 0.002	0.0810	1.29	
1.82 ± 0.02	0.1680	2.67	
	$\begin{array}{c} P_1/P_2 \\ 1.795 \pm 0.051 \\ 1.980 \pm 0.002 \\ 1.82 \pm 0.02 \end{array}$	$\begin{array}{c c} P_1/P_2 & \alpha \\ 1.795 \pm 0.051 & 0.1767 \\ 1.980 \pm 0.002 & 0.0810 \\ 1.82 \pm 0.02 & 0.1680 \end{array}$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $

kind (m = 1) mode, for the twist parameter $\alpha = 0.0467$ we obtain $\omega_{11}/(2\pi\gamma_{11}) = 3$ which is in good agreement with the observations reported by [2], [14] and [15].

In Fig. 3, the period ratio of the fundamental to the first-overtone, P_1/P_2 , kink (m = 1) modes are plotted versus the twist parameter α . Figure shows that when the twist parameter increases, the value of P_1/P_2 decreases from its canonical values, 2. In the figure the solid and the dashed lines overlap, meaning that for a given α and R/L, the period ratios do not depend on ζ . Also for a given α and ζ , when R/L decreases the period ratio decreases too. Table I summarizes the twist parameters and the corresponding number of twist turns, $N_{\text{twist}} = \frac{L}{2\pi R} \alpha$, predicted by our model in order to justify some of the reported observations of the period ratio P_1/P_2 of the kink (m = 1) modes.

V. CONCLUSION

Here, we investigated the resonant absorption of kink MHD modes by magnetic twist in coronal loops. To this aim, we considered a thin straight cylindrical flux tube with a twisted magnetic field in a thin layer at the boundary of the loop and straight magnetic field everywhere else. The magnetic twist causes a radial Alfvén frequency gradient and consequently gives rise to the resonant absorption. We assumed the plasma density to be constant but different in the interior and exterior regions of the loop. We obtained the solutions of ideal MHD equations for the interior and exterior regions of the tube. We also derived the dispersion relation by using of the appropriate connection formula introduced by [13]. In thin tube thin boundary approximation, we solved analytically the dispersion relation and obtained the frequencies and damping rates of the fundamental (l = 1) kink (m = 1) MHD mode. Our results show the following.

- The frequency and damping rate of the fundamental (l = 1) kink (m = 1) mode increases when the twist parameter increases.
- The ratio of the fundamental frequency to its corresponding damping rate of the kink (m = 1) modes can well justify the rapid damping of kink MHD waves $(\omega/(2\pi\gamma) \simeq 3)$ reported by the observations. This confirms the high efficiency of resonant absorbtion due to the magnetic twist.
- For a given α, q and ζ by increasing R/L, the frequencies increase, the damping rates decrease and the ratio of the frequencies to the damping rates increase.
- The period ratio P_1/P_2 with increasing the twist parameter, decreases from. For some special values of the twist parameter, the values of P_1/P_2 predicted by our model can justify the observations.
- Aschwanden, M.J., Fletcher, L., Schrijver, C.J., Alexander, D., 1999, ApJ, 520, 880.
- [2] Nakariakov, V.M., Ofman, L., DeLuca, E.E., Roberts, B., Davila, J.M., 1999, Science 285, 862.
- [3] Ruderman, M.S., Erdélyi, R., 2009, Space Sci. Rev., 149, 199.
- [4] Ionson, J.A., 1978, ApJ, 226, 650.
- [5] Chae, J., Wang, H., Qiu, J., Goode, P.R., Wilhelm, K., 2000, ApJ, 533, 535.
- [6] Kwon, R.Y., Chae, J., 2008, ApJ, 677, L141.
- [7] Bennett, K., Roberts, B., Narain, U., 1999, Sol. Phys., 185, 41.
- [8] Ruderman, M.S., 2007, Sol. Phys., 246, 119.
- [9] Karami, K., Barin, M., 2009, MNRAS, 394, 521.
- [10] Karami, K., Bahari, K., 2010, Sol. Phys., 263, 87.
- [11] Karami, K., Bahari, K., 2012, ApJ, 757, 186.
- [12] Ruderman, M.S., Roberts, B., 2002, ApJ, 577, 475.
- [13] Sakurai, T., Goossens, M., Hollweg, J.V., 1991a, Sol. Phys., 133, 227.
- [14] Wang, T.J., Solanki, S.K., 2004, A&A, 421, L33.
- [15] Verwichte, E., Nakariakov, V.M., Ofman, L., Deluca, E.E., 2004, Sol. Phys., 223, 77.
- [16] Van Doorsselaere, T., Nakariakov, V.M., Verwichte, E., 2007, A&A, 473, 959.
- [17] Van Doorsselaere, T., Birtill, D.C.C., Evans, G.R., 2009, A&A, 508, 1485.
- [18] Ballai, I., Jess, D.B., Douglas, M., 2011, A&A, 534, A13.







راهاندازی دستگاه تلاطم سنج چهار روزنه سریع به منظور محاسبه زمان همدوسی جو

ليدا اكبرى ، احمد درودى ، رامين شمالى

۱ دانشگاه زنجان، کیلومتر ۶ جاده تبریز، زنجان، ایران

^۲ پژوهشکده اپتیک و فوتونیک، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله، مراحل راهاندازی دستگاه تلاطم سنج چهار روزنه (دیم) سریع و قابلیت این روش در اندازهگیری ابیراهیهای مرتبه پایین جبهه موج نور در دهانه تسکوپ و پارامتر فرید گزارش شده است . دیدسنج چهار روزنه بر روی تلسکوپ شانزده اینچی رصدخانه دانشگاه زنجان قرار داده شده است. ثبت تصاویر نیز به روشی نوین با سرعت بالا صورت پذیرفته است. مهمترین ویژگی این روش ایجاد امکان محاسبه مستقیم زمان همدوسی جو و برخی دیگر از پارامترهای جوی از واریانس نوسانات ابیراهی ناکانونی جو، میباشد. طراحی دستگاه و نتایج چند اندازهگیری گزارش میشود.

کلید واژه- تلاطم جو، زمان همدوسی جو، ابیراهی ناکانونی، دیدسنج چهار روزنه.

Fast 4-aperture turbulence detector (FDIMM) instrumentation to measure the atmospheric coherence time

Lida Akbari¹, Ahmad Darudi¹, Ramin Shomali²

 1 University of Zanjan, 6th kilometer of Zanjan-Tabriz road, Zanjan, Iran 2 Optics and Photonics Institute, Tehran, Iran

Abstract-Steps of deploying Fast Differential Image Motion Monitor and the ability of this method in determination of wavefront of light's primary aberrations in front of the telescope aperture, and Fried parameter, is reported in this paper. The 4-aperture DIMM, mounted on 16-inch telescope of Zanjan University Observatory. To improve frame rate, image recording has been done with a new method. The most significant feature of this method is deriving the atmospheric coherence time and some other atmospheric parameters directly from the speed of defocus variations. Instrument design and some results of the measurements, are reported.

Keywords: Atmospheric Turbulence, atmospheric coherence time, Defocus aberration, four-aperture DIMM.









۱– مقدمه

با پیشرفت روز افزون تکنولوژی طراحی و ساخت تلسکوپ-های غول پیکر و افزایش تعداد رصدخانهها در مناطق مختلف جهان، و نیز بکارگیری سامانههای اپتیک تطبیقی، انجام پروسه مکانیابی رصدخانهها و نیز محاسبه پارامترهای جوی به شکل سریع و در عینحال دقیق از اصلی ترین دغدغههای منجمان و اپتسینها است.

یکی از مهمترین مشکلات منجمان در تصویربرداری از اجرام سماوي، تلاطم جو زمين است. اين تلاطم كه ناشي از گرادیان دما، افت و خیز رطوبت و جریان باد است سبب ناهمگنی ضریب شکست جو زمین می شود [۱]. تلاطم باعث ايجاد ابيراهي روى جبهه موج ورودى به دهانه تلسكوپ و نهايتاً باعث افت كيفيت تصوير ثبت شده با تلسكوپ زميني می گردد. برای اندازه گیری این تلاطم روشهای مختلفی ارائه شده است که یکی از مهمترین این روشها، روش اندازه گیری حرکت دیفرانسیلی تصویر است[۲]. در این روش با قراردادن یک درپوش دارای دو (و یا چند) روزنه روی دهانه تلسکوپ تصویرگیری از یک ستاره انجام می-گیرد و با بررسی میزان حرکت دیفرانسیلی این تصاویر پارامترهای مختلف جو مانند تابع ساختار ضریب شکست جو، پارامتر فرید و زمان همدوسی جو اندازه گیری می شود. برای ایجاد دو تصویر از یک ستاره با استفاده از دو روزنه در دهانهی تلسکوپ دو روش وجود دارد؛ در روش اول از تصویر ناکانونی استفاده می شود که در آن CCD در محل خارج از کانون قرار می گیرد تا دو تصویر ایجاد شود. روش دوم قرار دادن گوه اپتیکی در محل روزنهها و جابجا کردن محل لکهی ایجاد شده از کانون تلسکوپ است. در این مقاله از هر دو روش بهره گرفته شده است. از آنجایی که روزنههای ديدسنج در فاصله مناسبي از هم قرار دارند، بين ستاره و هر یک از روزنه ها ستون های متفاوتی از جو قرار می گیرند، و بنابراین هر یک از تصاویر ستاره در صفحه CCD حرکت مستقل و تصادفی خود را خواهد داشت و با بررسی واریانس طولی و عرضی حرکت دیفرانسیلی تصاویر میتوان در گام اول پارامتر فرید جو و در گام بعدی زمان همدوسی جو و سرعت باد را نیز محاسبه کرد.

در بخش دوم مقاله کمیت همدوسی زمانی جو معرفی شده است. بخش سوم مقاله، شامل بررسی اصول نظری آزمون دیدسنج چهار روزنه است. بخش چهارم بیان مراحل طراحی



و ساخت دستگاه تلاطم سنج و کیفیت ثبت تصاویر ستاره مورد بررسی است. بخش پنجم نیز شامل معرفی ویژگیهای این روشِ مطالعه تلاطم با تصویربرداری سریع و مقایسه آن با مدلهای قبلی این دستگاه است.

۲- زمان همدوسی جو

زمان همدوسی جو، 7، بیانگر سرعت نوسانات جبهه موج بوده و مدت زمانی است که ساختار تلاطم جو دوام پیدا میکند. محاسبه زمان همدوسی جو، که از مهمترین فاکتورهای طراحی سیستمهای اپتیک تطبیقی و نیز تداخلسنجی است، بر اساس تقسیم تلاطم جو به چند لایه صورت می گیرد که هر لایه، به علت سرعت باد، در حال جابجا شدن است.

برای یک لایه تلاطمی با سرعت ۷ و پارامتر فرید ۲₀ زمان همدوسی جو برابر است با:

$$\tau_0 = 0.314(\cos\gamma)\frac{r_0}{\langle v \rangle} \tag{1}$$

در مکانیابی رصدخانهها، مکانهایی که زمان همدوسی جو بالایی دارند، انتخاب مناسبی خواهند بود که برای آن سیستم کنترل اپتیک تطبیقی نیز کمهزینهتر است. به همین دلیل است که در مکانیابی رصدخانهها معمولاً دنبال مناطقی با سرعت باد کمتری هستند.

۳- اساس کار آزمون اپتیکی چهار روزنه هارتمن (DIMM)

یکی از اساسی ترین روش های اندازه گیری ابیراهی سطوح مختلف در اپتیک، روش هارتمن است. در این روش می توان با قرار دادن یک صفحه شامل تعداد زیادی روزنه جلوی سطح اپتیکی و اندازه گیری مشتق فاز ایجادشده توسط تصویر هر یک از روزنه ها کیفیت سطح را اندازه گیری کرد. ساده ترین آزمون هارتمن با قرار دادن یک صفحه شامل چهار روزنه انجام می گیرد که حاصل آن اندازه گیری ۸ جمله اول ابیراهی های زرنیکه است.



نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان







اگر صفحه هارتمن دارای چهار روزنه باشد که در گوشههای یک مربع به ضلع t قرار گرفتهاند، بسط مرتبه دوم تابع جبهه موج در صفحه این چهار روزنه به شکل زیر خواهد بود:

$$W(x, y) = Bx + Cy + D(x^{2} + y^{2}) + E(x^{2} - y^{2})$$

+ Fxy + G(x² + y² - t²)y + H(x² + y² - t²)x
(Y)

ضرایب B و C ضرایب ابیراهی کجشدگی(Tlit/Tip) در راستای x و v D ضریب ابیراهی ناکانونی(Defocus)، E ضریب ابیراهی آستیگماتیسم (Astigmatism) و یا ۹۰ درجه و F ضریب ابیراهی آستیگماتیسم ۴۵ درجه، و H نیز ضرایب ابیراهی کما (Coma)به ترتیب در راستای محور x و yهستند.

سالاس- پیمبرت و همکارانش [۳] برای اولین بار نشان دادند که با این تعریف برای جبهه موج، میانگین مراکز چهار لکه تنها در اثر دو جملهی ابیراهی کجشدگی جابجا می-شود و ابیراهی های دیگر در این امر بی تاثیر هستند.

$$\begin{split} \frac{\partial W(x,y)}{\partial x} &= \frac{\Delta x}{F_{tel}} = B + 2Dx + 2Ex + Fy + 2Gxy + H(3x^2 + y^2 - t^2) \\ \frac{\partial W(x,y)}{\partial y} &= \frac{\Delta y}{F_{tel}} = C + 2Dy - 2Ey + Fx + G(x^2 + 3y^2 - t^2) + 2Hxy \\ \end{split}$$
 (f_{9})

$$rac{\Delta y}{F_{tel}}$$
 و $rac{\Delta x}{F_{tel}}$ و کانونی تلسکوپ و F_{tel} و F_{tel} مولفههای ابیراهیهای اندازه گیری شده از موقعیت ایده آل ست.





شکل ۲: موقعیت قرارگیری لکهها و جابهجایی أنها در صفحه تصویر

حال با نوشتن معادله های ۳ و ۴ برای هر کدام از لکه ها می توان به ۸ معادله رسید و به کمک آنها هفت ضریب مجهول ابیراهی ها را محاسبه کرد.

$$B = \frac{\Delta y_{\alpha} + \Delta y_{\beta} + \Delta y_{\gamma} + \Delta y_{\delta}}{4F_{iel}}$$

$$C = \frac{\Delta x_{\alpha} + \Delta x_{\beta} + \Delta x_{\gamma} + \Delta x_{\delta}}{4F_{iel}}$$
(F30)

در روابط بالا اندیسها نشانگر هر کدام از روزنهها هستند.

$$\begin{split} D &= -\frac{(\Delta x_{\alpha} - \Delta x_{\beta}) - (\Delta x_{\gamma} - \Delta x_{\delta}) + (\Delta y_{\alpha} + \Delta y_{\beta}) - (\Delta y_{\gamma} + \Delta y_{\delta})}{8F_{tel}t} \\ E &= -\frac{(\Delta x_{\alpha} - \Delta x_{\beta}) - (\Delta x_{\gamma} - \Delta x_{\delta}) - (\Delta y_{\alpha} + \Delta y_{\beta}) + (\Delta y_{\gamma} + \Delta y_{\delta})}{8F_{tel}t} \\ F &= -\frac{(\Delta x_{\alpha} + \Delta x_{\beta}) - (\Delta x_{\gamma} + \Delta x_{\delta}) + (\Delta y_{\alpha} - \Delta y_{\beta}) - (\Delta y_{\gamma} - \Delta y_{\delta})}{8F_{tel}t} \\ G &= -\frac{(\Delta x_{\alpha} - \Delta x_{\beta}) + (\Delta x_{\gamma} - \Delta x_{\delta})}{2F_{tel}t^{2}} \\ H &= -\frac{(\Delta y_{\alpha} - \Delta y_{\beta}) + (\Delta y_{\gamma} - \Delta y_{\delta})}{2F_{tel}t^{2}} \end{split}$$

(۷و ۸و ۹و ۱۰و ۱۱)

در نهایت پس از حصول ابیراهیهای مختلف، با بکارگیری روش نول [۶] و با استفاده از واریانس ابیراهیهای ناکانونی(σ_{com} نول σ_{ast})، آستیگماتیسم(σ_{ast}) و کما(σ_{coma})برای مجموعه تصاویر ثبت شده، پارامتر فرید قابل حصول خواهد بود.

$$\sigma_{def}^{2} = \sigma_{ast \, 45}^{2} = \sigma_{ast \, 0}^{2} = 0.023 (\frac{D_{t}}{r_{0}})^{\frac{3}{3}},$$

$$\sigma_{coma_{x}}^{2} = \sigma_{co \, ma_{y}}^{2} = 0.006 (\frac{D_{t}}{r_{0}})^{\frac{5}{3}}$$
(1Y)

. در روابط بالا، D_t قطر تلسکوپ و r_0 نیز پارامتر فرید است.









۴- طراحی و ساخت دستگاه دیدسنج ۴ روزنه و چگونگی افزایش سرعت ثبت تصاویر

برای ساخت دستگاه دیدسنج چهار روزنه در یک حالت از روشی که بالی و همکارانش [۴] ارائه کردهاند، بهره گرفتیم و برای ایجاد تصویر از هر چهار روزنه، CCD را در موقعیت خارج از کانون تلسکوپ قرار دادیم (شکل ۲).



شکل۳: تصویر ثبت شده توسط دیم ۴ روزنه از ستاره وگا به روش ناکانونی

در روش دوم نیز با قرار دادن چهار گوه اپتیکی بر روی روزنههای درپوشِ دیم، تصویر ستاره مورد نظر را با سرعت-های بالاتر ثبت کردیم. البته به دلیل وجود مشکل در یکی از گوهها، که در سمت راست شکل زیر مشخص است، حصول حداقل اندازه تصویر تاکنون امکانپذیر نبوده است و تلاش خواهیم کرد با رفع این ابیراهی تصویر روزنهها را به حداقل ممکن برسانیم.

....

شکل ۴: تصویر ثبت شده توسط دیم ۴ روزنه از ستاره وگا به روش ۴ گوه

تلسکوپ مورد استفاده، تلسکوپ Meade شانزده اینچ مستقر در رصدخانه دانشگاه زنجان(در ارتفاع ۲۰٫۲ متری و در داخل گنبدی به قطر ۳٫۸ متر) با قطر دهانه ۴۰٫۰۶ سانتیمتر و نسبت کانونی ۱۰ است. یک ماسک از جنس تفلون در ۳ سانتیمتر بالاتر از تیغه اشمیت تلسکوپ و شامل چهار روزنهی ۶٫۵ سانتیمتری در گوشههای یک مربع به خلع ۲۲ سانتیمتر قرار گرفته است. برای تصویربرداری از OCD ساخت شرکت Pixelink مدل F61F1 استفاده کردهایم. اندازهی پیکسلهای CCD در میلیمتر است. بیشینه آهنگ تصویربرداری این ۲۰۸ در ابعاد ۴۸۰ پرک۲ (حالت تمام صفحه) برابر ۶۹ عکس در ثانیه است.

برای اتصال CCD به تلسکوپ یک آداپتور از جنس برنج



ساخته و در محل چشمی تلسکوپ سوار کردیم و CCD را بر روی آن نصب کردیم. اتصال میان کامپیوتر و تلسکوپ نيز از طريق كابل IEEE 1394 انجام شد. رايانه موجود برای ثبت تصاویر دارای سیستم عامل ویندوز و کنترل سی-سیدی توسط نرمافزار اصلی خود آن pixelink capture oem صورت گرفت. برای انتخاب ستاره جهت ثبت تصاویر گزینههای مختلفی با توجه به قدر ظاهری ستاره، شدت مورد نیاز در سرعتهای بالای تصویربرداری و میزان زمان نوردهی از حدود ۱ تا ۱۰ میلی ثانیه مورد بررسی قرار گرفتهاند که بر اساس زمان تصویربرداری در فصول مختلف سال قابل تغيير نيز هستند؛ ستارههايي مانند سماک رامح سومین ستاره از نظر میزان درخشش در آسمان شب با قدر ظاهری ۰٫۱۵ ، ستاره عیوق با قدر ۰٫۰۸ و ستاره نسر واقع با قدر ۰٫۰۳ دارای پایینترین قدر در میان ستارگان آسمان تابستان و نهایتا ستاره قطبی با قدر ظاهری ۱٬۹۵ (اگرچه کمنور اما با ویژگی محدود کردن اثرات سیستم ردگیری ستاره توسط تلسکوپ و قرارگیری در مختصات ثابت سماوی در کل فصول) منتخب ما در ثبت تصاویر بودهاند. با توجه به داشتن محدودیت در استفاده از رصدخانه و شرایط جوی متغیر خصوصا در فصل زمستان، اطلاعات اصلى اين مقاله متعلق به شبهاى تابستان و اوايل پاییز سال۱۳۹۴ است. در هر بار تصویرگیری مجموعه تصاویر با آهنگهای تصویربرداری مختلف با کوچکترکردن ابعاد، شامل تصویر هر چهار لکه و بالاترین سرعت تصویربرداری، ثبت شد. جدول زیر شامل مقادیر عددی سایز و سرعت دادهبرداری، نمونهای از تلاشهای ما در کوچک کردن ابعاد تصویر با حفظ موقعیت متغیر هر چهار لکه و نیز حفظ شدت موردنیاز از تصویر ستاره در صفحه سی سیدی بر اساس ضریب استره است. نکته قابل تامل این است که سرعت تصویربرداری با این سی سیدی تنها به اندازه عرض تصویر وابسته است و از اینرو تا جایی که بتوانیم عرض تصویر را کوچکتر کنیم سرعت بیشتری را در ثبت تصاویر تجربه خواهیم کرد (چرا که روش خوانده شدن سیگنالهای این سیسیدی افقی است). جدول شماره یک شامل مشخصات تعدادی از نمونه تصاویر ثبت شده است.







سرعت دادهبرداری(عکس در	اندازه تصوير	
ثانيه)		
۶۰۱	۵۸*۵۴	١
۵۸۳	8·*84	٢
۵۲۰	8X*8V	٣
49.	۲۰۰*۸۰	۴
414	Y0*YY	۵
۴۳۰	V&Y*VT	۶

جدول ۱ .نمونه ای از مشخصات تصاویر ثبت شده به روش محدود کردن ابعاد تصویر

۵- مزایای روش دیم سریع و مقایسه آن با روش دیم چهار روزنه معمولی

روش دیم به عنوان یکی از کارآمدترین روشها در مطالعه پارامترهای جوی در مکانیابی رصدخانهها است. در سال-های اخیر تلاشهای بسیاری جهت ارتقای آن صورت پذیرفته است[۶و۸]؛ یکی از مهمترین این فاکتورها ارتقای سرعت دادهبرداری در تصویربرداری از ستاره مورد نظر است. در مقاله حاضر تمرکز ما بر همین موضوع بوده است. در واقع امتیاز اصلی روش دیم سریع در مقایسه با دیم چهار روزنه معمولی [۵و۹] قدرت این روش در ثبت تصاویر با سرعت دادهبرداری بالاتر و البته با استفاده از یک سیسی-دی رده متوسط با سرعت ۶۹ تصویر در ثانیه در حالت تمام صفحه است و تا سرعت ۶۰۱ تصویر در ثانیه هم افزایش داده شده است؛ در حالیکه در آخرین کار قبلی صورت گرفته [۵] با چنین سیسیدی معمولی، سرعت تصویربرداری حدود ۶۰ تصویر در ثانیه (بدون تغییر ابعاد تصوير) بوده است. نتيجه مستقيم اين افزايش سرعت تصویربرداری، حصول زمان همدوسی جو با استفاده از دوره تناوب نوسانات واريانس ابيراهي ناكانوني جو است. تفاوت دوم این روش با کارهای قبلی انجام شده استفاده از هر دو روش قرار دادن سیسیدی در حالت ناکانونی برای تولید تصویر از هر چهار روزنه و نیز روش قرار دادن گوه روی روزنهها است. تفاوت سوم نیز مربوط به قرار دادن درپوش ديم چهار روزنه بر روى تلسكوپ ١۶ اينچ است در حالي كه

در کار قبلی از تلسکوپ ۱۱ اینچ استفاده شده بود. تفاوت چهارم نیز دادهبرداری از ستارگان مختلف مانند عیوق، نسر واقع، سماک رامح، ستاره قطبی و شعرای یمانی با قدرهای مختلف است که تا به امروز ستارگان تا قدر ۱٫۹۵ در این تصویربرداری مورد استفاده قرار گرفتهاند.

مزیت کلی این روش در بدست آوردن بسیاری از پارامترهای جوی شامل زمان همدوسی جو، سرعت وجهت باد، زاویه ایزوپلانتیک و پارامتر فرید با استفاده از یک روش ساده، دقیق و در عین حال سریع است.

۶- نتیجهگیری

در این پژوهش دستگاه دیم چهار روزنه طراحی و ساخته شده و در سایت رصدخانه دانشگاه زنجان نصب گردید. این دستگاه قادر به ثبت تصاویر با سرعت ۶۰۰ عکس در ثانیه توسط یک دوربین رده متوسط است. روش ایجاد چهار لکه با استفاده از چهار گوه و یا توسط روش ناکانونی کردن تلسکوپ با یکدیگر مقایسه شده است. انتظار میرود روش چهار گوه از لحاظ سرعت دادهبرداری به علت کوچکتر کردن منطقه تصویربرداری، به روش ناکانونی ارجحیت داشته باشد. همچنین روش ناکانونی در مقادیر بالا سبب ایجاد خطا در اندازه گیری محل مرکز تصاویر میشود.

۷- قدم بعدی این پژوهش

آنچه در ادامه برآنیم که به انجام برسانیم، دادهبرداری در طی چند ماه آینده، آمادهسازی برنامه تحلیل اطلاعات ثبتشده و نهایتاً محاسبه پارامترهای جو شامل پارامتر فرید، زمان همدوسی جو، زاویه ایزوپلانتیک و نیز سرعت و جهت باد در ارتفاعات بالای جو است.

۸- سپاسگزاری

بر خود لازم میدانیم از همراهی و همکاری جناب آقای حسنی کارشناس رصدخانه دانشگاه زنجان که در مراحل مختلف حضور در رصدخانه نهایت همکاری را با ما داشتند تشکر و قدردانی نماییم.

مراجع

- Tatarskii V.I., "Wave Propagation in a Turbulent Medium". Dover Press, New York, 1961.
- [2] Sarazin M., Roddier F., "The ESO differential image motion monitor", A& A, 227, 294, 1990.
- [3] Salas-Peimbert D P, Malacara-Doblado D,Duran-Ramirez V M, Trujillo-Schiaffino G and Malacara-Hernandez D "Wave-front retrieval from Hartmann test data", Appl. Opt. 44 4228–38, 2005









- [4] Bally J, Theil D, Billawala Y, Potter D, Loewenstein R F,Mrozek F and Lloyd J P "A Hartmann differential image motion monitor (H-DIMM) for atmospheric turbulence characterisation", Publ. Astron. Soc. Aust.,vol 13,pp. 22– 27,1996.
- [5] Shomali R, Nasiri S and Darudi A, "Measurement of the atmospheric primary aberrations by a four-aperture differential image motion monitor", J. Opt.13, 055708(5pp), 2011.
- [6] Tokovinin A, Kellerer A and Coude Du Foresto V, "FADE, an instrument to measure the atmospheric coherence time" Astron. Astrophys. 477 671–80, 2008.
- [7] Noll, R. J. "Zernike polynomials and atmospheric turbulence." J Opt Soc Am 66, 1976.
- [8] Aristidi E, Fanteï-Caujolle Y, Ziad A, Dimur C, Chabé J, Roland B "A new generalized differential image motion monitor" Proc. SPIE 9145, Ground-based and Airborne Telescopes V, 91453G, 2014.

[۹] سجاسی، علی، نصیری، سعداله، درودی، احمد، "مکانیابی رصدخانه ملی ایران نظریه دید و اندازهگیری آن توسط مونیتور رصدی تغییر یافته"، پایاننامه کارشناسی ارشد، دانشگاه زنجان، مهر ۱۳۸۵









Secondary Anisotropies of CMB as a Probe of Cosmological Models

Shant Baghram Sharif University of Technology











Transverse oscillations of cooling coronal loops in the presence of boundary conditions

K. Bahari

Physics Department, Faculty of Science, Razi University, Kermanshah, Iran

We study the effect of foot-point boundary conditions on transverse oscillations of a slowly cooling loop. In a slowly cooling loop we obtain time-dependent background density in the presence of boundary conditions and study the time dependence of oscillation frequency and amplitude. Introducing foot-point boundary conditions makes oscillation frequency and amplitude increase with time more slowly. But in the presence of foot-point boundary conditions frequency ratio of first-overtone to fundamental mode decrease with time and anti-node shift of the first-overtone mode increase with time faster.

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

I. INTRODUCTION

Aschwanden et al. [1] and Nakariakov et al. [2] using data from TRACE (Transition Region And Coronal Explorer) reported transverse oscillations in coronal loops. Nakariakov et al. [2] studied transverse oscillations and showed that these oscillations can be explained by magnetohydrodynamic waves in magnetic flux tubes.

The theory of kink oscillations of magnetic flux tubes was evolved long ago by Ryutov & Ryutova [3], Ionson [4] and Edwin & Roberts, [5]. Edwin & Roberts, [5] investigated oscillations in magnetic flux tubes under photospheric and coronal conditions and studied dispersion relation.

Verth & Erdélyi [6] and Ruderman ,Verth & Erdélyi [7] investigated the effect of variable cross-sectional area of the flux tube in the longitudinal direction on the transverse oscillations. Karami & Bahari [8] studied torsional Alfvén waves in stratified variable cross-section loops. They investigated oscillation frequency, period ratio and anti-node shift of torsional Alfvén waves in the presence of both density and magnetic stratification.

Terradas, Goossens, and Ballai [9] investigated the effect of flow on the resonant absorption of propagating kink modes. They concluded that the damping rate of kink modes depends on the direction of propagation. Ruderman [10] studied oscillation frequency and damping rate of kink modes in a stratified loop in the presence of flow. He showed that for all flow velocities allowed by stationary background, the effect of flow on kink oscillations is very weak.

Aschwanden & Terradas, [11] reported cooling coronal loop with cooling timescale of few periods of transverse oscillations. Ruderman [12] assumed constant foot-point density for the loop during cooling.

Our aim is to generalize the work done by Ruderman [12] and consider time-dependent foot-point density by introducing boundary conditions on flow at foot-points.

II. FOOT-POINT BOUNDARY CONDITIONS AND BACKGROUND DENSITY

We model the coronal loop as a cylindrical magnetic flux tube and assume that the loop is not expanded. The cross-sectional radius and length of the loop are aand L respectively. We use cylindrical coordinate system with the z axis coinciding with the tube axis and z = 0represents the apex point. The background density of the stratified loop and the surrounding plasma is $\rho(t, z)$. Cooling causes the plasma flow and because in the corona the thermal pressure is very small compared with magnetic pressure, i.e. $\beta = 0$, the direction of plasma flow is governed by magnetic field lines and hence the flow is U = U(t, z). As Ruderman [12] stated this simplifies our calculations remarkably. We study the effect of footpoint boundary conditions on transverse oscillations of cooling coronal loops. Foot-point boundary conditions make restrictions on the flow generated during cooling.

In the presence of flow the time-dependent density $\rho(t, z)$ and flow U(t, z) are related by the continuity equation:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U)}{\partial z} = 0, \qquad (1)$$

and the plasma motion along the loop is given by Euler equation

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial z} = -g(\cos \alpha + \frac{H(t)}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}).$$
(2)

Here g is the gravitation acceleration at the surface of sun which assumed to be constant, $\alpha = \frac{\pi z}{L}$ is the angle between the vertical direction and the z axis and $H(t) = k_B T(t)/mg$ is time-dependent density scale height. As considered by Aschwanden & Terradas [11] we assume that the temperature decreases with time exponentially

$$T(t) = T_0 \exp(-t/t_{cool}).$$
(3)

Here t_{cool} is cooling timescale of the loop.







Ruderman [12] assumed constant foot-point density and obtained background density

$$\rho_i^0(t,z) = \rho_f \exp\left(-\int_{-L/2}^z \frac{\cos\alpha(z')}{H(t)} dz'\right)$$
$$= \rho_f \exp\left(\frac{-L}{\pi H(t)} \cos\frac{\pi z}{L}\right),$$
$$\rho_e^0(t,z) = \chi \rho_i^0(t,z) \tag{4}$$

here ρ_i^0 and ρ_e^0 are the density inside and outside the loop respectively, ρ_f is the density at the loop foot-points inside the loop and $\chi < 1$. The superscript 0 indicates that these densities are obtained in the absence of boundary conditions.

We consider a more general scenario in which as the coronal loop cools the foot-point density is not constant, but it is time-dependent. Since the boundary conditions make restrictions on mass flow we explain them by temporal variation of the mass of the loop.

We describe boundary condition on flow at the loop foot-points by defining flow parameter γ . A simple relation between the mass of the loop per unit area of the loop cross-section in the absence and presence of boundary conditions, $M^0(t)$ and M(t), and the flow parameter γ is considered,

$$M(t) = M_0 + (1 - \gamma)(M^0(t) - M_0).$$
 (5)

Here M_0 is the mass of the loop at the beginning of cooling. Flow parameter is defined such that $0 \le \gamma \le 1$, if $\gamma = 1$ there is no flow at the foot-points into the photosphere, and the mass of the loop is constant during cooling, and if $\gamma = 0$, we have $M(t) = M^0(t)$ i.e. $\rho_i(t) = \rho_i^0(t)$ and we obtain the case of constant foot-point density considered by Ruderman [12].

The boundary conditions considered dose not change the density scale height, hence at each time the density of the loop is as Eq. (4) except that ρ_f must replaced by time-dependent foot-point density $\rho_f(t) = \delta(t)\rho_f$. Hence the time-dependent density of the loop is

$$\rho_i(t,z) = \delta(t)\rho_f \exp\left(\frac{-L}{\pi H(t)}\cos\frac{\pi z}{L}\right).$$
 (6)

 $\delta(t)$ can be obtained in term of flow parameter γ and the mass of the loop

$$\delta(t) = \frac{M_0 + (1 - \gamma)(M^0(t) - M_0)}{M^0(t)}.$$
(7)

Here M_0 is the initial mass of the loop before cooling and $M^0(t)$ is the time dependent mass of the loop in a cooling loop with constant foot-point density. If we assume same flow parameter inside and outside the loop the density of the external region of the loop is $\rho_e(t, z) = \chi \rho_i(t, z)$

Figure (1) shows time-dependent density versus the dimensionless length along the loop, $\zeta = z/L$, for two values of flow parameter and different dimensionless time $\tau = t/t_{cool}$.



FIG. 1. Unperturbed density of a cooling loop for $\kappa = \frac{L}{\pi H_0} = 1$ as s function of $\zeta = \frac{z}{L}$ in different values of dimensionless time $\tau = \frac{t}{t_{cool}}$. Top panel is for a loop with constant foot-point density $\gamma = 0$, and down panel is for a loop with $\gamma = 0.5$ which its foot-point density increases with time.

III. EFFECT OF BOUNDARY CONDITIONS ON OSCILLATIONS

In this section we study transverse oscillations in the presence of boundary conditions. We investigate the effect of boundary conditions on frequency, amplitude and the ratio of the frequency of first-overtone to fundamental mode of transverse oscillations. First we consider an isothermal cooling loop in which the temperature inside the loop is the same as the temperature of external plasma and next study oscillations of a cooling loop embedded a plasma in constant temperature.

A. Isothermal cooling loop

In this subsection we consider a cooling stratified isothermal loop, hence we consider the same cooling timescale and atmospheric scale height for both regions inside and outside the loop. We also assume the same flow parameter γ inside and outside the loop. The oscillation frequency can by found by Eq. (8) of Ruderman [12]

$$\frac{\partial^2 S_0}{\partial \zeta^2} + \frac{\omega^2}{C_k^2} S_0 = 0, \tag{8}$$

and boundary conditions of oscillation amplitude at the ends of the loop

$$S = 0 \operatorname{at} \zeta = \pm 1/2. \tag{9}$$

Time-dependent oscillation amplitude $A(\tau)$ can be obtained from Eq.(16) of Ruderman [12]









FIG. 2. Oscillation amplitude of transverse oscillations for a dense loop $\chi = 1/3$, with same temprature iside nad outside as a function of dimensionless time τ for different values of γ . Top panel is for aloop with $\kappa = 0.5$ and down panel is for a loop with $\kappa = 2$.

$$\omega \int_{-1/2}^{1/2} \frac{S_0^2}{C_k^2} dz = \text{const}$$
 (10)

Obtaining time-dependent kink speed and substituting in this equation the following equation for oscillation amplitude can be found

$$\omega(\tau)A(\tau)^2 \int_{-1/2}^{1/2} Q(\zeta)^2 \delta(\tau) \exp(-\kappa e^\tau \cos \pi \zeta) d\zeta$$

= const (11)

Time-dependent oscillation amplitude is shown in Fig.(2). It clears that for small values of κ and γ the amplitude increases with time, but for large values of κ and γ oscillation amplitude dose not increases so much or decreases.

B. Constant temperature of external plasma

In coronal loops density inside the loop is very larger than outside the loop. The intensity due to loop cooling is proportional to density squared, as a result the cooling timescale outside loop is very larger than cooling timescale inside loop and it is more realistic for coronal loops if we assume that the temperature outside loop is constant. We consider boundary conditions on flow at two foot-points inside the loop, since the plasma outside loop has constant temperature there is no flow outside loop. Plasma density inside loop is given by Eq. (6) and time-independent density outside loop is given by

$$\rho_e(z) = \chi \rho_f \exp\left(\frac{-L}{\pi H_0} \cos\frac{\pi z}{L}\right). \tag{12}$$



FIG. 3. The frequency ratio of first-overtone to fundamental mode as a function of time for a cooling loop with constant temperature of external plasma. The parameters are same as Fig.(2).

The atmospheric scale height outside loop is $H_0 = k_B T(0)/mg$. The kink speed can be obtained as

$$\frac{1}{C_k^2} = \frac{\mu_0}{2B^2} \rho_f \Big\{ \delta(\tau) \exp(-\kappa e^\tau \cos \pi \zeta) + \chi \exp(-\kappa \cos \pi \zeta) \Big\}.$$
(13)

Substituting kink speed obtained here in Eq. (8) and using boundary conditions of oscillation amplitude Eq. (9) the oscillation frequencies can be found.

Substituting kink speed from Eq. (13) in Eq. (10) we find the following equation for the oscillation amplitude.

$$\omega(\tau)A(\tau)^2 \int_{-1/2}^{1/2} Q(\zeta)^2 \{\delta(\tau) \exp(-\kappa e^\tau \cos \pi \zeta) + \chi \exp(-\kappa \cos \pi \zeta)\} d\zeta = \text{const} \qquad (14)$$

Period ratio ω_1/ω_2 has been shown in Fig. (3). It indicates that introducing boundary conditions makes the deviation of period ratio from 2 increase with time faster. It also shows that the increaseing the flow parameter has more effect on period ratio in loops with smaller κ , i.e. short and hot loops.

Verth [13] has cleared that it is important to study the effect of various equilibrium quantities on anti-node shift of the first-overtone mode. For instance, he stated that the density and magnetic variations along the magnetic flux tube can be obtained by comparing observational quantities of frequency and amplitude profiles of standing transverse oscillations The effect of cooling and boundary condition on anti-node shift is studied using eigenfunctions obtained from equation (8) with appropriate kink speed for coronal conditions. The result is shown in Fig. (4) for $\kappa = 1$ and different values of γ . Figure (4) indicates that as the loop cools the anti-node shift increases.









FIG. 4. Time-dependent anti-node shift for first-overtone mode transverse oscillations, for coronal conditions and different values of γ .

It also shows that in the presence of boundary conditions the anti-node shift increases with time more rapidly.

IV. CONCLUSIONS

In this paper we studied the effect foot-point boundary conditions and flow on transverse oscillations of coronal loops. We defined boundary conditions by introducing flow parameter γ and obtained time-dependent background density.

We considered two cases of cooling isothermal plasma which has the same temperature as the outside plasma and cooling loop which is embedded in surrounding plasma with constant temperature. Our results show that in both cases, introducing boundary conditions makes the oscillation frequency and oscillation amplitude increase with time more slowly.

The ratio of the frequency of first-overtone to fundamental mode in the case of isothermal loop is not effected by boundary conditions. But in the case of constant temperature of external plasma introducing boundary conditions causes the frequency ratio decrease more rapidly.

The effect of boundary conditions on anti-node shift of the first-overtone mode is studied. In the presence of boundary conditions the anti-node shift increases with time more rapidly.

 Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Schrijver, C. J., & Alexander, D. 1999, ApJ, 520, 880

- [2] Nakariakov, V. M., Ofman, L., DeLuca, E. E., Roberts, B., & Davila, J. M. 1999, Science, 285, 862
- [3] Ryutov, D.D., & Ryutova, M.P. 1976, Sov. Phys. JETP 43, 491.
- [4] Ionson, J.A. 1978, Astrophys. J. 226, 650.
- [5] Edwin, P.M., & Roberts, B. 1983, Sol. Phys., 88, 179.
- [6] Verth, & G., Erdélyi, R. 2008, A&A 486, 1015.
- [7] Ruderman, M.S., Verth, G., & Erdélyi, R. 2008, Astrophys. J. 686, 694.
- [8] Karami, K., & Bahari, K. 2011, Ap&SS, 333, 463
- [9] Terradas, J., Goossens, M., & Ballai, I. 2010, A&A, 515, A46.
- [10] Ruderman, M.S. 2010, Sol. Phys. 267, 377.
- [11] Aschwanden, M.J., & Terradas, J. 2008, Astrophys. J. Lett. 686, L127.
- [12] Ruderman, M.S. 2011, Sol. Phys. 271, 41.
- [13] Verth, R. 2007, Astron. Nachr. 328, 764









Monitoring survey of pulsating giant stars in Local Group galaxies: star formation history and chemical enrichment

Atefeh Javadi *IPM*

Abstract

The evolution of galaxies is driven by the birth and death of stars. Nearby galaxies in the Local Group offer us a complete suite of galactic environment that is perfect for studying the connection between stellar populations and galaxy evolution. In this talk, we describe the large program on the Local Group spiral galaxy Triangulum (M33), which we have monitored at near-infrared wavelengths for several years using the United Kingdom InfraRed Telescope in Hawai'i. The new techniques have been developed by us to use pulsating red giant and supergiant stars to reconstruct the star formation history of galaxies over cosmological time, as well as using them to map the dust production across their host galaxies. We outline the methodology and present the results for the central square kiloparsec of M33 (Javadi et al. 2011a, b, 2013, 2014) and the disc of M33 (Javadi et al. 2015, 2016). We also introduce our ongoing monitoring survey of dwarf galaxies with Spitzer Space Telescope, Hubble Space Telescope (HST) and Isaac Newton Telescope (INT) to identify dust-producing asymptotic giant branch (AGB) stars and massive stars across the Local Group.







Statistics of Solar Magnetic Elements Observed by SDO/HMI During the Year 2011

M. Javaherian, N. Dadashi, and H. Safari

Department of Physics, University of Zanjan, P.O.Box 45371-38791, Zanjan, I. R. Iran

The solar photosphere is the origin of magnetic elements that are mostly observed in the visible and ultra-violet (UV) part of solar spectrum. Using high resolution *Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager* (SDO/HMI) magnetograms, we are able to measure magnetic flux of the photospheric magnetic features at 6173 Å FeI absorption line. The Yet Another Feature Tracking Algorithm (YAFTA), a region-based method, is employed to segment and extract physical properties of both positive and negative elements (*e.g.*, filling factors, magnetic flux) over 400×400 arcsec² area of the solar surface. The correlation between time series of filling factors of positive and negative elements during the year 2011 is equal with 0.5079. Quadratic fits on scatter plots of positive and negative elements show that one regime govern the relationships between the magnetic field of elements and their size in both cases.

Keywords: Sun: Magnetic fields – Sun: Photosphere – Techniques: Image processing – Techniques: Segmentation.

I. INTRODUCTION

Since most of the events happening on the Sun are originating from the changes and evolutions of the solar magnetic fields, their physical properties and statistics are one of the important subjects of solar physicists. There are considerable amounts of attempts to discover the laws govern these relatively small-scale features sometimes called magnetic patches. These magnetic elements are appeared as both small-scale events (e.g., bright points (BPs)) [1], and large-scale phenomena (e.g., sunspots) [2] observed in the optical band of the solar spectrum. Using the Zeeman effect allows to study the magnetic features in great details. An extended review on solar magnetic elements and BPs are given by Solanki (1993) [3], De Wijn *et. al.* (2009) [4], and Sánchez Almeida & Martínez González (2011) [5].

Different kinds of solar space-borne instruments (e.g., Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)/Michelson Doppler Imager (MDI) [6], Sunrise/Imaging Magnetograph eXperiment (IMaX) [7]), and ground-based observatories (e.g., Big Bear magnetogram [8]) are established to study the magnetic field evolutions of the Sun.

Because of receiving vast amount of data in different wavelengths, the automatic methods are needed to categorize and analyze the solar phenomena and features. The automatic codes are first proposed by Hagenaar *et al.* (1999) [9]. Their method considered bulk field properties in the MDI quiet Sun data. In the next attempts, the interaction between network flux elements was used [16]. At last, the robust method, Yet Another Feature Tracking Algorithm (YAFTA), developed to segment and track magnetic features [11]. More information about characterizing magnetic features and extracting physical properties of patches are found on the series of "Solar Magnetic Tracking" papers published by YAFTA group [12, 13, 14, 15], and Parnell et. al. (2009) [16].

We employed the YAFTA to segment and extract the physical parameters (*e.g.*, filling factors, magnetic flux) of these both negative and positive polarities from *Solar Dynamics Observatory*/*Helioseismic and Magnetic Imager* (SDO/HMI) data [12, 17]. This code works based on region-growing methods by employing threshold on the both size and brightness of the growing pixels [17].

This paper is organized as follows: the data is described in Section II. The results are discussed in Section III. Finally, the conclusions are presented in Section IV

II. DESCRIPTION OF DATA

The HMI images consist of the full solar disk in the FeI absorption line at 6173 Å with a resolution of 0.50 ± 0.01 arcsec per pixel. We applied YAFTA on a dataset recorded during the year 2011, from January 1 until December 31, taken at 13:00 UT at a cadence of one image per day. We cropped the square part of all images from the equatorial region of the Sun.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A region with area $400 \times 400 \operatorname{arcsec}^2$ is picked up from the solar equatorial regions (Figure 1, red contour lines). We selected area with a $1.5 \times 1.5 \operatorname{arcsec}^2 (3 \times 3 \operatorname{pixel}^2)$ as a minimum threshold in the segmentation. Also, the intensity threshold is selected to be 25 (*i.e.*, the code ignores pixels below this threshold). The HMI full-disk pixel size is equal to 3.58×10^7 cm on the solar surface. The code detected 201737 magnetic elements with positive polarities and 227056 magnetic elements with negative polarities. The filling factors (area) of both positive and









FIG. 1. The SDO/HMI full-disk magnetogram of the Sun recorded on 31 March 2011 (13:01:30UT)(left panel). The cutout image with area of 400×400 arcsec (right panel).



FIG. 2. The series of filling factors (area) of the positive (red) and negative (green) polarities (elements) are shown from January 1 until December 31, 2011.

negative elements are shown in Figure 2. The correlation between filling factors of these positive and negative elements is equal with 0.5079.

The daily magnetic fields of positive (red line) and negative (green line) elements and their corresponded means are shown in Figure 3. The magnetic flux can be computed by

$$\Phi_i = \left(\sum_{j=1}^{N_i} |B_j|\right) dA,\tag{1}$$

where B_j and dA are absolute maximum field in feature and pixel area, respectively. Also, the daily magnetic flux of positive (red line) and negative (green line) elements and their means are shown in Figure 4. There is a bit little changes between fluctuations within these two plots. The daily number of positive (red line) and negative (green line) elements and their means are represented in Figure 5. Scatter plots of magnetic fields with positive (left panel) and negative (right panel) elements brightness versus size are plotted in Figure 6.



FIG. 3. Daily magnetic field of the positive (red) and negative (green) elements are presented from January 1 until December 31, 2011.



FIG. 4. Daily magnetic flux of positive (red) and negative (green) elements are shown from January 1 until December 31, 2011.

IV. CONCLUSION

Figures (2)-(5) represent the daily correlated changes of positive and negative magnetic polarities on the solar surface. The mean values of filling factors of positive and negative polarities are equal to 0.0196 and 0.0223, respectively. Figure 4 shows the flux of positive polarities emerges daily with mean of 1.87×10^{21} (Mx) within area of 400×400 arcsec². This value for negative polarities is 2.16×10^{21} (Mx) in the same area. Figure (6) is used to find the relationship between scales and brightness of positive and negative magnetic elements. The quadratic fits applied on the mean values of each bin for positive and negative polarities are approximately the same; it means the emergence and evolution of magnetic features follow a same rule. In future, we intend to discover the relationship between both scales, lifetimes, and brightness of these patches.

Acknowledgements The authers thank Professor M. J. Aschwanden for helpful comments and suggestions.











FIG. 5. The number of daily positive (red) and negative (green) elements obtained from January 1 until December 31, 2011.



FIG. 6. Scatter plots of positive (left panel) and negative (right panel) magnetic elements brightness versus size. The mean values for each bin $(0 - 20 \text{ arcsec}^2, 20 - 40 \text{ arcsec}^2,$ etc.) for positive elements and negative elements are shown by solid lines. The linear and quadratic fits to the dataset are presented with dashed and dotted lines, respectively.

- [1] Javaherian M. et al., 2014, Sol. Phys., 289, 3969.
- [2] Borrero J. M. & Ichimoto K., 2011, lrsp, 8, 4.
- [3] Solanki S. K. 1993, Space Sci. Rev., 63, 1.
- [4] De Wijn A. G. et al., 2009, Space Sci. Rev., 144, 275.
- [5] Sánchez Almeida J., & Martínez González M. 2011, ASP Conf. Series, 437, 451.
- [6] Scherrer P. H. et al., 1995, Sol. Phys., 162, 129.
- [7] Martínez Pillet V. et al., 2011, ApJ, 268, 1.
- [8] Schrijver C. J., & Martin, S. F., 1990, Sol. Phys., 129, 95.
- [9] Hagenaar H. J., et al. 1999, ApJ, 511, 932
- [10] Parnell C. E. 2002, MNRAS, 335, 389.
- [11] Welsch B. T. & Longcope D. W., 2003, ApJ, 588, 620.
- [12] DeForest C. E. et al., 2007, ApJ, 666, 576.
- [13] Lamb D. A. et al., 2008, ApJ, 674, 520.
- [14] Lamb D. A. et al., 2010, ApJ, 720, 1405.
- [15] Lamb D. A. et al., 2013, ApJ, 774, 127.
- [16] Parnell C. E. et al., 2009, ApJ, 698, 75.
- [17] Schou J. et al., 2011, Sol. Phys., 275, 229.









Doppler Velocity in the Chromosphere above a sunspot umbra showing spectral emissions in the Ca II 854.2 nm line

H. Hamedivafa¹, M. Sobotka², L. Bellot Rubio³ and S. Esteban Pozuelo ³

¹Physics Department, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin 34149-16818, Islamic Republic of

Iran; email: vafa@sci.ikiu.ac.ir

²Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic (v.v.i.), Fričova 298, CZ25165 Ondřejov, Czech Republic ³Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), Apdo. 3004, 18080 Granada, Spain

In the present work, we introduce and explain a method of solution of the radiative transfer equation based on a thin cloud model. The efficiency of this method to retrieve dynamical chromospheric parameters from Stokes I profiles of Ca II 854.2 nm line showing spectral emission is investigated. The analyzed data were recorded with the Crisp Imaging Spectro-Polarimeter (CRISP) at Swedish 1-m Solar Telescope on La Palma on 2012 May 5 between 8:11 - 9:00 UT. The target was a large decaying sunspot (NOAA 11471) at heliocentric position W 15° S 19°. This sunspot has a large umbra divided into two umbral cores (UCs). One of these UCs shows steady spectral emission in both Ca II 854.2 nm and H α lines, where downflows prevail. The other UC shows intermittent spectral emission only in Ca II 854.2 nm, when umbral flashes are propagating. The statistics of the obtained Doppler velocities in both UCs is discussed.

I. INTRODUCTION

The sunspot chromosphere comprises a number of inhomogeneously magnetized plasma features relevant to flows, waves, shocks. These dynamical features affect on the spectral absorption and emission characteristics of the chromosphere of sunspots.

One of these dynamical features, an umbral flash (UF), is a sudden brightening observed in the chromospheric core of the Ca II lines. UFs tend to appear with a periodicity of roughly 3 min [1–3] and it seems that they are the chromospheric counterpart of the photospheric oscillation and are connected to the phenomenon known as running umbral/penumbral waves (for a review see [4]).

The first polarimetric observations of UFs [2,5] already revealed the occurrence of "anomalous" Stokes V profiles during the UF events. Socas-Navarro et al. [2,5] explained anomalous profiles by a two-component scenario: an unresolved mixture in the horizontal direction where a certain filling factor is occupied by a "quiet" component (no reversal and zero or slightly downflowing velocity) while the rest is occupied by the shock-wave (line core emission reversal and strong upflows).

Besides inversions based on one-, two- or multicomponent models, "cloud model" represents an alternative spectral inversion technique describing the transfer of radiation through cloud-like structures located above the "solar surface", transmitting the radiation coming from below according to their optical thickness and source function. Beckers [6] introduced a simple inversion technique, known in the literature as "Beckers' cloud model", for inferring the physical parameters of the cloud. Different solutions of the radiative transfer equation based on the cloud model were reviewed by Tziotziou [7]. We intend to obtain Doppler velocities in the chromosphere above a sunspot umbra where we observe signatures of UFs (spectral emissions) in the Ca II 854.2 nm line using a suitable cloud model describing umbra chromosphere. The cloud model provides a good representation of the observed profiles and a reliable quantitative description of the spatial distribution of the physical parameters responsible for the observed intensity inhomogeneities formed in the body of the cloud structure [8,9].

II. DATA SET

The data analyzed in this study were recorded with the Crisp Imaging Spectro-Polarimeter (CRISP; [10]) at the Swedish 1-m Solar Telescope (SST; [11]) on La Palma. The dataset includes the simultaneous sequences of full Stokes profiles of Ca II infrared line at 854.2 nm and the Stokes I of H α acquired on 2012 May 5 between 8:11 -9:00 UT (49 min; 52 scans with a cadence of 56.5 s). The target was a large decaying sunspot (NOAA 11471) at heliocentric position W 15° S 19° equivalent to the heliocentric angle of 23 deg ($\mu = 0.92$). The Ca II line was observed at 17 line positions with a sampling of 0.01 nm between $\Delta \lambda = \pm 0.08$ nm along with a continuum sample at $\Delta \lambda = +0.24$ nm. The Ca II 854.2 nm is a chromospheric spectral line. According to Cauzzi, et al. [12] the wings of Ca II infrared line are formed in the middle photosphere, while its core comes from the middle chromosphere.











FIG. 1. left panel: Continuum filtergram of Ca II line (the fourth scan). The FOV is reduced to 830×865 pixels (49" $\times 51$ "). The white arrow points to disk center. The white box (270 $\times 270$ pixels equivalent to 16" $\times 16$ ") encloses the big umbra. Pixels *a* and *b* are adopted to represent the two parts of the umbra, quiet and active umbra, respectively. Right panel: Four successive line-core filtergrams of the Ca II line, from the third scan through the sixth scan. All images were displayed with the same logarithmic scaling. White contours enclose the active and quiet umbra as in the left panel.

III. GENERAL PROPERTIES AND CHROMOSPHERIC EMISSION

The Ca II continuum image (left panel in Fig. 1) shows the granulation pattern surrounds the observed irregular sunspot as well as bright filigree in the surrounding granulation. A filamentary light-bridge divides the big umbra in two halves.

Running waves and umbral flashes are seen moving inside the big umbra and in the tail of umbral cores as well and pass the penumbra in the time series of line-core (right panel in Fig. 1) and near blue-wing filtergrams of Ca II line (not shown here). Near red-wing filtergrams of Ca II do not clearly show signatures of umbral flashes.

The bright cloud seen in the chromosphere of the upper half of the big umbra is a signature of steadily strong emissions in both Ca II and H α spectral lines in this part of the umbra (*active umbra*).

In the lower half umbra (*quiet umbra*), the Ca II line shows emission signature only when umbral flashes are passing through the umbra.

IV. THE CLOUD MODEL

The aim of this paper is to study Doppler velocities in the chromosphere above the umbra where we observe emission signatures in the Ca II line. The studied region was enclosed by a white box on the map of Fig. 1.

Spectral inversion techniques based on cloud model [7] are extremely useful for the study of properties and dynamics of various chromospheric cloud-like structures.

Cloud models refer to models describing the transfer of radiation through structures located above the solar



FIG. 2. Geometry of the chromospheric cloud. The source function is always non-zero in active umbra but, in quiet umbra the source function has a non-zero value when an umbral flash is propagating or evolving.

photosphere. Such cloud-like structures seem to absorb the incident radiation coming from below and add some emissions. The mentioned absorption and emission processes are described by the formal solution of the radiative transfer equation

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} e^{-\tau_{\lambda}} + \int_{0}^{\tau_{\lambda}} S_{t} e^{-t_{\lambda}} dt_{\lambda}$$
(1)

where I_{λ} is the observed intensity, $I_{0\lambda}$ is the incident radiation to the cloud from below, τ_{λ} is the optical thickness and S_t is the source function which can be a function of optical depth inside the cloud. The first term of the right hand part of the Eq. (1) represents the absorption of the incident radiation by the cloud, while the second term represents the added emission by the cloud itself.

A. Thin Cloud Model

We follow the Beckers cloud model [6] by assuming that a) the source function and the LOS velocity are constant through the whole cloud, b) the optical thickness of the cloud has a Gaussian wavelength dependence with a constant Doppler width, and more important, c) the cloud is optically thin to produce a strong emission superimposed on an absorption profile. Heinzel and Schmieder [13], using a grid of many non-LTE models of prominence-like structures, found that a constant source function corresponds to a low-pressure, optically thin structure.

Fig. 2 shows the geometry of the cloud in the solar atmosphere: the cloud can be defined as upper layers of umbral chromosphere that are optically thin. There must be an active mechanism inside these layers producing a strong emission.

By these considerations Eq. (1) is reduced to

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} - \tau_{\lambda} I_{0\lambda} + \tau_{\lambda} S \tag{2}$$

The third term on the right hand side of Eq. (2) $E_{\lambda} = \tau_{\lambda} S$ is the added total emission term that can be interpreted as the wavelength-dependent total emission







of the cloud. This means that we do expect that a profile showing emission is described by the product $\tau_{\lambda}S$, not by S and τ_{λ} separately. Eq. (2) can be rewritten as

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} + \tau_{\lambda} (S - I_{0\lambda}) \tag{3}$$

The optical thickness of the cloud is described by a Gaussian function as

$$\tau_{\lambda} = \tau_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_P}{W}\right)^2} \tag{4}$$

where $\tau_0(<<1$: cloud is optically thin) is the peak optical thickness, W is the Doppler width and λ_P is the Doppler shifted wavelength of the peak absorption which is related to the LOS velocity V_C of the cloud and the reference-line-center wavelength λ_0 via

$$V_C = \frac{\lambda_P - \lambda_0}{\lambda_0} c \tag{5}$$

In this relation, c is the speed of light. By the definition of τ_{λ} in Eq. (4), the wavelength-dependent total emission of the cloud E_{λ} has the same Gaussian function as τ_{λ} with a peak total emission of $E_0 = \tau_0 S$.

The Doppler width W depends on temperature T and micro-turbulent velocity ξ through the relationship

$$W = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m} + \xi^2} \tag{6}$$

where m is the atomic mass of the absorbing/emitting element and k_B is the Boltzmann constant.

The four adjustable/free parameters of the thin cloud model are the source function S, the Doppler width W, the peak optical thickness τ_0 and the LOS velocity V_C . All these parameters are assumed to be constant through the cloud structure that is responsible for the observed emission.

As mentioned before, in this work we are only interested in obtaining the Doppler velocity map in the selected big umbra (see Fig. 1) by applying the described inversion based on cloud model on Stokes I profiles of Ca II 854.2 nm. As far as the LOS velocity values are concerned, the cloud model can be used since velocity is the most model-independent parameter.

B. Background Incident Profile and Model Fitting

To compute the background incident profile, $I_{0\lambda}$, we make the average of 50 (at most, if there exist) normal absorption profiles with the same far-wing intensity as the observed profile. This assumption is based on the fact that pixels in quiet umbra showing emission shows small fluctuations at their continuum/far-wing intensity during the whole observation. Also, this fact can be seen in Figs. 4 & 5 in de la Cruz Rodriguez et al. [14] who have studied umbral flashes in a sunspot chromosphere.



FIG. 3. Examples of the observed (plus symbols and black solid line), the background profile (red/gray dashed line) and the final fitted profile (green/gray solid line) for two selected sample profiles: in quiet umbra (left panel; pixel \boldsymbol{a}) and in active umbra (right panel; pixel \boldsymbol{b}). The best fitted values of τ_0 , E_0 , V_C , v_{bg} and W are shown in each panel.

To prevent an artificial line broadening, we select only normal profiles whose line-core velocities are within $\pm 700 \text{ ms}^{-1}$ (equivalent to line-core positions within $\Delta \lambda = \pm 0.02 \text{ nm}$). Then we shift these profiles to zerovelocity reference and compute the averaged profile.

Using Eq. (4), Eq. (3) can be rewritten as

$$I_{\lambda} - I_{0\lambda} = \tau_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_P}{W}\right)^2} (S - I_{0\lambda}) \tag{7}$$

We use an iterative method to obtain the best fitted parameters.

Since the core position of the incident profile can affect the obtained LOS cloud velocity V_C , we have repeated the described iteration method using incident profiles shifted by core velocities up to 5.5 kms⁻¹, both redand blue-shift. Then we selected the four free parameters for the best final fit. Thereby, we introduced a new free parameter, the core velocity of the incident background profile v_{bg} . By assuming $\tau_0 = 0.05$ as an initial value for the peak optical thickness of the cloud, in the followings we describe the results of the iteration method.

Fig. 3 shows two examples of the observed profile (black solid line), the background profile (red/gray dashed line) and the final fitted profile (green/gray solid line) for the two sample pixels \boldsymbol{a} in the quiet umbra (left panel) and \boldsymbol{b} in the active umbra (right panel).

V. RESULTS: DOPPLER VELOCITIES

The thin cloud model described here is applied only on profiles showing a spectral emission signature to obtain the LOS velocity V_C of the cloud (see Eq. (5)). However, the center-of-gravity method (between the intensity level of line-core and 60% of line depth) is applied to the profiles keeping their absorption shape, especially in the quiet umbra, to obtain an averaged Doppler velocity along the formation height of the spectral line core. Fig. 4 shows the histogram of the obtained Doppler velocities during the whole observation.










FIG. 4. histograms of Doppler velocities in the quiet umbra (thin solid line) and in the active umbra (thick solid line). Negative Doppler velocities show up-flows.



FIG. 5. Left panel: histograms of the peak total emission E_0 in the quiet umbra (thin solid line) and in the active umbra (thick solid line). The inset image is the time average of E_0 . Pixels in quiet and active umbra used to construct the histograms are enclosed by white contours. Right panel: corresponding histograms of the ratios of the peak total emission E_0 to the corresponding line-core intensity of the incident background profile I_{0bg} in both active (thick solid line) and quiet umbra (thin solid line).

VI. CONCLUSIONS

According to the results of the solution of the radiative transfer equation based on thin cloud model we can compare the dynamical atmospheric parameters of quiet and active umbra: the active umbra shows a steady emission in Ca II 854.2 nm line with a high source function and equivalently with a large peak total emission, as can be seen in the left panel of Fig. 5. On the other hand, pixels inside the quiet umbra show emissions only when an umbral flash is propagating through the umbra. During the propagation of an umbral flash, the peak total emission of pixels inside the quiet umbra varies from smaller values accompanied by higher upflows to larger values with smaller up- or downflows. The temporal and spatial averages of the peak total emission in the quiet and active umbra are about 1.54 and 4.82, respectively. The right panel of Fig. 5 displays histograms of the ratio of the peak total emission E_0 to the corresponding line-core intensity of the incident background profile I_{0bg} in both active (thick solid line) and quiet umbra (thin solid line). These distributions are similar to the corresponding distribution of E_0 . This ratio gives us a measure showing how large is E_0 and how strong is the spectral emission.

It can be seen from the histograms of resulting Doppler velocities (see Fig. 4) that while upflows are dominant in the quiet umbra, the active umbra is connected mostly with downflows.

Acknowledgements H. Hamedivafa thanks the Imam Khomeini International University for supporting his sabbatical stay at the Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences. The work was also supported by the Czech Science Foundation under the grant 14-04338S. The Swedish 1-m Solar Telescope is operated on the island of La Palma by the Institute for Solar Physics of Stockholm University in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias. We acknowledge financial support by the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad through projects AYA2012-39636-C06-05 and ESP2013-47349-C6-1-R, including a percentage from European FEDER funds. Also, H. Hamedivafa thanks P. Heinzel and J. Stepan for their helpful discussions and suggestions.

- [1] Beckers, J., M., & Tallant, P., E., 1969, Sol. Phys. 7, 351
- [2] Socas-Navarro, H., et al., 2000, Science 288, 1396
- [3] Rouppe van der Voort, et al., 2003, A&A 403, 277
- [4] Khomenko, E., & Collados, M., 2015, Living Rev. Solar Phys. 12, Irsp-2015-6
- [5]Socas-Navarro, H., et al., 2000, ApJ 544, 1141
- [6] Beckers, J., M., 1964, "A Study of the Fine Structures in the Solar Chromosphere", PhD thesis, Univ. Utrecht
- [7] Tziotziou, K., 2007, in ASP Conf. Ser. 368, The Physics of Chromospheric Plasmas, eds., P., Heinzel, I., Dorotovic, & R., J., Rutten, San Francisco, CA: ASP, 217
- [8] Alissandrakis, C., E., et al., 1990, A&A 230, 200
- [9] Tsiropoula, G., et al., 1993, A&A 271, 574
- [10] Scharmer, G., B., 2006, A&A 447, 1111
- [11] Scharmer, G., B., et al., 2003, "The 1-meter Swedish Solar Telescope" in Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics, eds., S., Keil & S., Avakyan, Proc. SPIE, 4853, 341-350
- [12] Cauzzi, G., et al., 2008, A&A 480, 515
- [13] Heinzel, P., & Schmieder, B., 1994, A&A 282, 939
- $\left[14\right]$ de la Cruz Rodríguez, J., et al., 2013, A&A 556, 115





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



Spectroscopic Follow-up of K2 Transiting Exoplanet Candidates: A New Transiting Brown Dwarf and A New Super-Earth Exoplanet

S. Hojjatpanah^{1,2} Y. Abedini^{1,3} M. Oshagh⁴ A. Santerne² ¹Department of Physics, University of Zanjan, University Blvd.45371-38791, Zanjan, Iran. Email: saeed@astro.up.pt ²Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal. ³Center for Research in Climate Change and Global Warming(CRCC), IASBS, Zanjan, Iran and

⁴ Georg-August University, Göttingen, Germany

The discovery of exoplanets provides key elements to understand the physical mechanisms involved in planetary systems formation, migration, and evolution. Among exoplanets, those transiting their host star are the only ones for which it is possible to accurately measure both their fundamental properties (mass and radius) as well as their orbital parameters (period, eccentricity). Moreover, they are the only ones that allow us to probe exoplanetary atmospheric composition and properties. The Kepler space telescope has detected thousands of such small transiting exoplanets, but less than 10% of them have been validated and only 2% of them have a mass constraint better than 30%. These well-characterized exoplanets exhibit a large diversity in bulk density, which is not explained by current internal structure models and planet formation models. For that, we analysis photometric data from the Kepler space telescope as well as new radial velocity data obtained by ground-based spectrographs (SOPHIE, HARPS). We report discovery of a new transiting Brown Dwarf in an interesting region in mass-radius diagram with five BD and possible sub-population of BDs with Mass ≈ 63 Mjup and confirmation and characterization of a new transiting super-earth exoplanet. The two body were detected transiting their main-sequence star with periods = 40.736and 13.863 days, in campaigns 1 and 6 of the extension of the Kepler mission, K2. Subsequent ground-based radial velocity follow-up with SOPHIE and HARPS, established the planetary nature of the transiting objects. The planet has a mass of 19.3 M \pm 2.9, and a radius of 2.73 R \pm 0.19.

I. INTRODUCTION

Twenty years after the discovery of the first extrasolar giant planet around a main sequence star (Mayor & Queloz 1995), not all questions about extrasolar planets have been answered. Transiting exoplanets are the only ones for which it is possible to precisely measure their fundamental properties (mass and radius, thus their density). Having the mean density of the planets allows one to model their internal composition and further understand the formation process of exoplanets (Fortney et al., 2013). Since they pass in front of their host star, one can also probe their atmospheric properties and chemical composition (Stevenson et al., 2014, Science, 346, 838). The low-mass regime (also known as super-Earth regime) of transiting exoplanets detected so far exhibit a large diversity in their mean density unveiling different composition and formation history. Some recent studies show that the transition between rocky and gaseous planets is around 1.6 R^t, but this transition is not very clear in the observations. As an example, Kepler-11 f (Lissauer et al., 2011) has a density of $0.7 \ q/cm^3$ (i.e. half the one of Neptune, hence it is likely gaseous) for a radius of 2.4R^t, while Kepler-10 c (Dumusque et al., 2014, ApJ, 789, 154) has a density of $7g/cm^3$ (hence it is likely rocky) for a very similar radius of 2.3R^t. In another hand when you search for exoplanets it is possible to find a brown dwaf. The brown dwarfs are between giant planets and stars at the bottom of the hydrogen main sequence. Transiting brown dwarfs (BD) are much less common than transiting giant planets. Above 20 MJup, only few such objects are known: CoRoT-3b (Deleuil et al. 2008), KELT-1b (Siverd et al. 2012), KOI-205 b (Diaz et al. 2013), the young pair of eclipsing brown dwarfs 2M0535-05 (Stassun et al. 2007), WASP-30b (Triaud et al. 2013), LHS 6343 C (Johnson et al. 2011), and CoRoT-15 b (Bouchy et al. 2011) and KOI-415 b (Moutou et al. 2013). In follow-up spectroscopy of k2 candidate we report the discovery and characterization of a new transiting super-earth and a new transiting brown dwarf EPIC201702477 b and EPIC212521166 b. The host stars is a 11.59 magnitude for super-earth and 14.4 for brown dwarf and both of them are a metal-poor early-K dwarfs.









FIG. 1. Phase-folded radial velocities and phase-folded transit light curves of the brown dwarf EPIC201702477 b with best fit

II. OBSERVATIONS AND DATA HANDLING

We selected the exoplanets candidates among the publicly-available K2 data of the campaign 1 and companion 6. K2 is the extended mission of the Kepler telescope, observing continuously during ≈ 3 months different fields-of-view (FOVs) along the ecliptic plane. Our team developed two independent pipelines to reduce the K2 raw data and search for transit candidates. These two pipelines are built based on our more-than-10-years experience of detecting transiting planets with the ground-based WASP observatory and the space-based CoRoT telescope. We estimate the stellar properties of the transit host by fitting their spectral energy distribution. We use the radius ratio derived on the K2 transit light curve to estimate the planet radius. We selected all the small candidates having an orbital period of less than 20 days to find and characterize new exoplanets in k2 data also observed a brow dwarf candidate, transiting star EPIC201702477 with period of ≈ 40 days. With observation of five selected candidates, we discovery a new superearth transiting star EPIC212521166. The target star EPIC201702477 was observed by the Kepler telescope from 2014-05-30 to 2014-08-20 and the target star EPIC212521166 was observed by the Kepler telescope from 2015-07-13 to 2015-09-30. We performed radial velocity follow-up observations of the target star EPIC201702477 with the SOPHIE (Bouchy, Hbrard et al., 2009) and HARPS (Mayor et al., 2003) spectrographs. Both instruments are high-resolution (R $\approx 40,000$ and 110,000 for SOPHIE and HARPS, respectively), fiber-fed, and environmentally-controled echelle spectrographs covering all the visible. We obtained seven spectra with SOPHIE (OHP programme ID: 15B.PNP.HEBR) from 2015-12-06 to 2016-02-17 with exposure time of 1800s and 3600s. reaching a signal-to-noise ratio (S/N) per pixel at 5500Åbetween 8 and 22. We obtained ten other spectra with HARPS (ESO programme ID: 096.C-0657) from 2016-01-10 to 2016-02-15 with exposure time between 900s and 3600s, corresponding to S/N per pixel at 5500Åbetween 3 to 17.

All spectra were reduced with the online pipeline available at the telescopes. The spectra were then cross-correlated (Baranne et al., 1996; Pepe et al.,

Parameter	value and uncertainty
Period P [d]	$40.74 \pm 3.7 \text{ e-}04$
Orbital eccentricity e	0.2281 ± 0.0026
RV amplitude K $[ms^{-1}]$	$4.25\pm0.02~\rm km/s$
BD Mass [Jupiter Mass 4]	66.9 ± 1.7
BD Radius [Jupiter Radius 4]	0.75 ± 0.07
Density $[g/cm^3]$	191 ± 51
Stellar mass $[M_{\odot}]$	0.87 ± 0.03
Stellar radius $[R_{\odot}]$	0.90 ± 0.06
Surface gravity log g	4.47 ± 0.06
Efective temperature [K]	5517 ± 70
Iron abundance [Fe/H] [dex]	-0.16 ± 0.05

TABLE I. Some of EPIC201702477 system parameters.

Parameter	value and uncertainty
Period P [d]	19.3 ± 2.9
Planet mass [Earth Mass 5]	19.3 ± 2.9
Planet radius [Earth Radius 5]	2.73 ± 0.19
Planet Density $[g/cm^3]$	5.1 ± 1.3
Stellar mass $[M_{\odot}]$	0.75 ± 0.05
Stellar radius $[R_{\odot}]$	0.73 ± 0.03
Surface gravity log g	4.58 ± 0.13
Effective temperature [K]	4960 ± 60
Iron abundance [Fe/H] [dex]	-0.34 ± 0.03

TABLE II. Some of EPIC212521166 system parameters.

2002) with a template mask that corresponds to a G2V star. This template was chosen to be close in spectral type with the one of the host star. Radial velocities, bisector span and full-width half maximum (FWHM) were measured on the result of the cross-correlation function and their associated uncertainties were estimated following the methods described in Bouchy et al. (2001), Boisse et al. (2010), and Santerne, Diaz et al. (2015). SOPHIE radial velocities were corrected from the chargetransfer inefficiency (Bouchy, Isambert et al., 2009) using the equation provided in Santerne, Diaz et al. (2012). All the derived values are reported in the Table 1. In Spectroscopic follow-up of five k2 candidates for finding new exoplanet the same procedure were done using HARPS (ESO) from 2016-01-10 to 2016-03-10. Some of the derived values for exoplanet EPIC212521166 b are reported in the Table 2.

III. RESULTS

We analysed the radial velocity and photometric data of EPIC201702477 b and EPIC212521166 b with the Markov Chain Monte Carlo (MCMC) algorithm of the PASTIS software which is fully described in Daz et al. 2014 and Santerne et









FIG. 2. The mass-radius diagram (updated from C. Moutou et al. 2013) in the transition domain between brown dwarfs and stars. Isochrones for 10, 5, 1, and 0.1 Gyr are shown for comparison.

FIG. 3. Phase-folded radial velocities and phase-folded transit light curves of the exoplanet EPIC212521166 b with best fit

al. 2015a. We modeled the radial velocities with a Keplerian orbit and the photometric data with the JKTEBOP package (Southworth et al., 2011). We chose as prior for the stellar parameters the ones derived by spectroscopy on the Keck spectrum (HIRES). We used the Dartmouth stellar evolution tracks of Dotter et al. (2008) to derive the stellar fundamental parameters in the MCMC, in particular the stellar density which was used to constrain the transit parameters given the eccentricity constrained by the radial velocities (as in Santerne et al., 2014).

We assumed uninformative priors for the parameters, except for the orbital ephemeris that we matched with the ones provided by Montet et al. (2015), the spectroscopic parameters that we matched with the ones of the spectral analysis, and the orbital eccentricity for which we choose a Beta distribution as recommended by Kipping (2013). The data and best fit model are presented in Figs 1 and 2 and the parameters for both system are presented in Table 1 and 2.

IV. DISCUSSION

Fig 3 indicate the mass and radius of brown dwarf EPIC201702477 b and other similar objects in the transition domain between giant planets and low-mass stars also the model of isolated BDs developed by Chabrier et al. (2000), Allard et al. (2001), and Baraffe et al. (2003). The EPIC201702477 b like KOI-415 b (Moutou et al. 2013) fits the predicted radius for a system age of 10 Gy. Now there is six BDs with mass of around 63 Mjup in this regime. It may exist a possible sub-population of BDs with Mass \approx 63 Mjup. In exoplanet case Fig. 4 shows mass-radius relation for planets with radii smaller than 2.7 R \pm and with masses determined to a precision better than 20% (updated from Motalebi et al. 2015).

The preliminary analysis shows that composition of this planet compatible with half rock, half water. So this is another small(2.8 R \mathfrak{z}) exoplanet (super-

FIG. 4. Mass-radius relation for planets with radii smaller than 2.7 R \pm and with masses determined to a precision better than 20% (updated from Motalebi et al. 2015). The shaded grey region in the lower right indicates planets with iron content exceeding the maximum value predicted from models of collisional stripping (Marcus et al. 2010). The solid lines are theoretical mass-radius curves (Zeng & Sasselov 2013) for planets with compositions of 100% H2O (blue), 25% MgSiO3 - 75% H2O (purple), 50% MgSiO3 - 50% H2O (green), 100% MgSiO3 (black), 50% MgSiO3 - 50% Fe (red), and 100% Fe (orange).

Earth) transiting a metal-poor early-K dwarfs. All of these small planets are very interesting objects to further investigation specially study of atmosphere using feature instrument in the UV, visible and near-infrared, from space and from the ground, especially in preparation for future measurements with larger facilities like JWST and TMT. (Motalebi et al. 2015)

We are grateful to our colleagues who have performed some of the observations presented here with the HARPS spectrograph: F. Motalebi, A. Wyttenbach, and B. Lavie. We thank in advanced Professor Sohrab Rahvar for his time reviewing this paper and his comments.

V. CITATIONS

Allard, F. et al., 2001, ApJ, 556, 357

Baranne, A. et al., 1996, A&AS, 119, 373

- Bouchy, F., Mayor, M., Lovis, C., et al. 2009b, A&A, 496, 527
- Bouchy, F., H
brard, G., Udry, S., et al. 2009c, A&A, 505, 853 $\,$
- Baraffe, I. et al., 2003, A&A, 402, 701
- Chabrier et al., 2000, ApJ, 542, 464C
- Diaz, R.F., Damiani, C., Deleuil, M. et al, 2013, A&A 551, L
- Deleuil, M., Deeg, H., Alonso, R. et al, 2008, A&A, 49, 889
- Dumusque, A. Bonomo, R. Haywood, L. Mala-
- volta, D. Segransan et al. 2014, ApJ, 789, 154D
- Diaz, R.F., Damiani, C., Deleuil, M. et al, 2013, A&A 551, L

Deleuil, M., Deeg, H., Alonso, R. et al, 2008, A&A, 49, 889

- Fortney et al., 2013, ApJ, 775, 80
- Johnson, J. A., Gazak, J. Z., Apps, K., et al. 2011, ApJ, 730, 79
- Kipping, D. M. 2013, MNRAS, 434, L51
- Kipping, D. 2010, MNRAS, 408, 1758
- Lissauer et al., 2011 Nature, 470, 53





2015, MNRAS, 451, 2337

نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵

دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



Motelobi E at al 2015 AlzA 584 A72	Santorno A. Moutou C. Teantaki M. et al.
Motaleol, \mathbf{r} . et al. 2015, A&A 564, A72	Santerne, A., Moutou, C., Isantaki, M., et al.
Moutou, C et al, A&A, 2013	2015b, ArXiv e-prints
Marcus, R. A., Sasselov, D., Stewart, S. T., &	Southworth, J. 2011, MNRAS, 417, 2166
Hernquist, L. 2010, ApJ, 719, L45	Stassun, K. G., Mathieu, R. D., & Valenti, J. A.
Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355	2007, ApJ, 664, 1154
Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002,	Triaud, A. H. M. J. 2011, A&A, 534, L6
A&A, 388, 632	Zeng, L., & Sasselov, D. 2013, PASP, 125, 227
Santerne, A., Daz, R. F., Almenara, JM., et al.	







Gravitational instability of molecular clouds, including ambipolar diffusion

Hoseini-Rad S.Mohammad and Naficy Kazem

Department of Physics, University of Birjand, PO Box 615/97175, Birjand, South Khorasan, Iran

Abbassi Shahram

Department of Physics, School of Sciences, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, PO Box 91775-1436, Iran and School of Astronomy, Institute for Studies in Theoretical Physics and Mathematics, PO Box 19395-5531, Tehran, Iran

In this paper, we study gravitational instability of a filamentary molecular cloud in non-ideal magnetohydrodynamics context. The filament is assumed to be in hydrostatic equilibrium. We add effect of ambipolar diffusion to the filament which is threaded by a primordial uniform axial magnetic field along its axis. We write down fluid equations in cylindrical coordinate and perform linear perturbation analysis. We integrate the resultant differential equations and then derive the numerical dispersion relation. We find that in a medium to highly magnetized filament, increasing of ambipolar diffusion effect makes the fastest growing mode to increase, as well as the fragmentation mass scale of the filament.

PACS numbers: 98.38.Dq

I. INTRODUCTION

One of the main intentions of astrophysicists is to find how stars form. It's widely believed that stars form in molecular clouds (MCs)(see McKee, Christopher F. and Ostriker, Eve C. [1] for a review). Due to the cosmic rays, MCs are partially ionized. Observations of MCs indicate the range of $n_i/n_n \simeq 10^{-6} - 10^{-8}$ for ions to neutrals number density. This very small ionization fraction, suggests that non-ideal magnetohydrodynamics (MHD) ought be invoked for explaining physical treatment of MCs. In most of previous studies, authors considered a uniform medium, although it's confirmed by many observations that active regions of star formation in MCs have filamentary like shapes (e.g. [2], [3]).

If the fluid is not highly ionized, charged particles would not well coupled to neutrals. This leads to introduction of non-ideal effects in MHD equations. MCs, which have very low ionization fraction, are apt to one of the most important effects known as ambipolar diffusion (AD). In this phenomena, relative drift of charged components within neutrals, leads to dissipation of magnetic field as well as driving the system into force-free states [4].

Gehman *et al.* [5] studied gravitational instability of a filament of gas with isothermal and turbulence equations of state. They acquired a mass scale of $\approx 14.5 M_{\odot}$ for fragmentation of a isothermal MC with thermal sound speed and core density characteristics of $c_s = 0.2 km s^{-1}$ and $\rho_c = 4 \times 10^{-20} g cm^{-3}$. In their next work, in framework of the ideal MHD theory, they added a uniform axial magnetic field and concluded that inclusion of a magnetic field along the axis of the filament, could increase it's stability [6].

In this paper, our purpose is to investigate a more realistic recipe by going through the non-ideal regime. Here, as a first attempt we add effect of AD to the MHD equations and applied them to a cylinder of isothermal gas as a representation of a filamentary MC. We make use of linear perturbation analysis to linearize equations and solving them in the first order approximation.

II. GENERAL FORMULATION

The equations of non-ideal MHD in so-called *strong* coupling approximation [7] with self-gravity and AD term are

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0,$$
 (1)

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \left(\mathbf{u} \cdot \nabla \right) \mathbf{u} + \nabla p + \rho \nabla \psi - \frac{1}{4\pi} \left(\nabla \times \mathbf{B} \right) \times \mathbf{B} = 0, \ (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{u}) - \nabla \times \left\{ \left[\eta_A \left(\nabla \times \mathbf{B} \right) \times \mathbf{B} \right] \times \mathbf{B} \right\} = 0,$$
(3)

$$\nabla^2 \psi = 4\pi\rho. \tag{4}$$

where ρ is the mass density, **u** is the fluid velocity, p is the pressure, ψ is the gravitational potential and **B** is the magnetic field strength. η_A is also the AD coefficient indicated by

$$\eta_A = \frac{1}{4\pi\gamma\rho_i\rho_n}\tag{5}$$

[8], where ρ_i , ρ_n and γ are ions density, neutrals density and a drag coefficient respectively. Draine *et al.* [9] proposed the value of

$$\gamma = 3.5 \times 10^{13} cm^3 g^{-1} s^{-1} \tag{6}$$

Due to the cosmic radiation, molecular clouds are partially ionized. Elmegreen [10] showed that one could approximate the relation between ions and neutrals density as

$$\rho_i = C\rho_n^{1/2},\tag{7}$$







where C is a constant equals to

$$C = 3 \times 10^{-16} cm^{-3/2} g^{1/2}.$$
 (8)

These assumptions lead to a fractional ionization of $n_i/n_n \sim 10^{-7}$ for $n_n \sim 10^4 cm^{-3}$, that is completely centered within 10^{-6} to 10^{-8} of observation of molecular cloud cores. The aforementioned fluid equations, form a complete set of equations for the fluid by addition of one equation of state, which is considered to be isothermal, i.e.

$$p = P(\rho) = c_s^2 \rho. \tag{9}$$

UNPERTURBED STATE III.

The unperturbed fluid is supposed to be in the hydrostatic equilibrium state $(\mathbf{u}=0)$. Therefore density and gravitational potential profile of the filament could be written in cylindrical coordinates (r, Φ, z) as

$$\rho(r) = (1 + r^2/8)^{-2} \tag{10}$$

and

$$\psi(r) = 2\ln(1 + r^2/8) \tag{11}$$

[11]. Note that although the radius of the filament extends to the infinity, the mass per unit length gets finite value of $\mu = 8\pi$ [5].

IV. AD COEFFICIENT IN DIMENSIONLESS UNITS

By considering 8, AD coefficient could be expressed as

$$\eta_A = \frac{1}{4\pi\gamma C\rho_n^{3/2}} = \frac{1}{4\pi\alpha\rho_n^{3/2}},\tag{12}$$

where α is a substitution for γC . Then the unit of α will be

$$\frac{1}{4\pi\hat{x}}\frac{\hat{B}^2}{\hat{u}\hat{\rho}^{3/2}} = \frac{1}{4\pi(\hat{t}\hat{u})}\frac{\hat{B}^2}{\hat{u}\hat{\rho}^{3/2}}.$$
(13)

If we comply Gehman et al. [6] dimensional analysis, the transformation will be

$$\alpha[cgs] \to \frac{1}{4\pi (4\pi G\hat{\rho})^{-1/2}} \frac{4\pi \hat{\rho} \hat{u}^2}{\hat{u}^2 \hat{\rho}^{3/2}} \quad \alpha$$
 (14)

$$\rightarrow \sqrt{4\pi G} \quad \alpha.$$
 (15)

The value of α in cgs units is simply calculated by equations 6 and 8

$$\alpha[cgs] = 10.5 \times 10^{-3} cm^{3/2} g^{-1/2} s^{-1}$$
 (16)

and therefore in the dimensionless units is about \simeq 11.465. This determines η_A in dimensionless units as

$$\eta_A \simeq 0.007 \rho_n^{-3/2}.$$
 (17)

V. LINEAR PERTURBATION

In this part for simplicity we take η_A as a constant. If we disturb the equations 1, 2, 3 and 4 by addition of small perturbations (shown with subscript 1), they could be written to the first order as [12]

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \rho_0 \cdot \mathbf{u}_1 + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}_1 = 0, \qquad (18)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + \nabla p_1 + \rho_0 \nabla \psi_1 + \rho_1 \nabla \psi_0 - \mathcal{L}_1 = 0, \qquad (19)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{u}_1) - \eta_A \nabla \times \left\{ \begin{bmatrix} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0 \end{bmatrix} \times \mathbf{B}_0 \right\} = 0$$
(20)
$$\nabla^2 \psi_1 = \rho_1, \qquad (21)$$

$$^{2}\psi_{1} = \rho_{1},$$
 (21)

where \mathcal{L}_1 is the mean Lorentz force per unit volume acting on the fluid and is given by

$$\mathcal{L}_1 = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_1 + (\mathbf{B}_1 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 - \nabla (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1).$$
(22)

The initial magnetic field is supposed to be uniform axial, i.e.

$$\mathbf{B_0} = B_0 \hat{z} \tag{23}$$

and the equation of state is assumed to be isothermal, so the pressure perturbation could be written as

$$p_1 = P'(\rho_0)\rho_1. \tag{24}$$

Linear property of the equations, allow us to decompose perturbations to their Fourier modes as

$$o_1(\mathbf{x},t) = f(r)e^{i(kz-\omega t)},$$
(25)

$$\mathbf{u}_1(\mathbf{x},t) = \mathbf{v}(r)e^{i(kz-\omega t)},\tag{26}$$

$$\mathbf{B}_1(\mathbf{x},t) = \mathbf{b}(r)e^{i(kz-\omega t)},\tag{27}$$

$$\psi_1(\mathbf{x},t) = \phi(r)e^{i(kz-\omega t)},\tag{28}$$

After doing some vector and algebraic operations, the complete set of equations which must be solved are yield as

$$-\rho_{0}w + fP''\frac{d\rho_{0}}{dr} + P'\frac{df}{dr} + \rho_{0}\frac{d\phi}{dr} + f\frac{d\psi_{0}}{dr} - \left(\frac{B_{0}^{3}k^{2}\eta_{A}}{\eta_{A}B_{0}^{2}k^{2} + \Omega}\right)\frac{db_{z}}{dr} - \frac{B_{0}^{2}k^{2}w}{\Omega(\eta_{A}B_{0}^{2}k^{2} + \Omega)} + B_{0}\frac{db_{z}}{dr} = 0,$$
(29)







$$r\rho_0 \frac{dw}{dr} + \rho_0 w + r(-\Omega^2 - k^2 P')f - rk^2 \rho_0 \phi + rw \frac{d\rho_0}{dr} = 0,$$
(30)

$$-\eta_A B_0^2 \left(b_z k^2 r - r \left(\frac{d^2 b_z}{dr^2} \right) - \frac{d b_z}{dr} \right) - \Omega b_z r$$
$$-B_0 r \left(\frac{-\Omega f}{\rho_0} - k^2 \frac{\phi}{\Omega} - k^2 \frac{f P'}{\Omega \rho_0} + \frac{w}{\Omega \rho_0} \frac{d \rho_0}{dr} \right) = 0 \quad (31)$$

and

$$r\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{d\phi}{dr} - rk^2\phi - rf = 0.$$
(32)

where we substitute $i\omega v_r$ as w and $i\omega$ as $-\Omega$. This system of four coupled ordinary differential equations (ODEs) could be disparted to seven first order ODEs which construct a two-point boundary value problem with k as eigenvalue. These equations must be supplied with seven boundary conditions that could be taken into account as

$$f = 1, \quad \frac{d\phi}{dr} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{db_z}{dr} = 0 \quad at \quad r = 0,$$

$$f = 0, \quad w = 0, \quad \frac{db_z}{dr} = 0 \quad at \quad r = \infty.$$
 (33)

The standard relaxation technique could be used to solve the problem. The NRK code is used to solve the aforementioned coupled system of ODEs [13].

VI. RESULTS

By solving the system of ODEs, a numerical dispersion relation for the system could be computed. To do that, at the first, the results of Gehman *et al.* [6] for different magnetic field strength of B, is successfully re-produced by using the same approach. These results are used as a guess for the new system of ODEs which includes effect of AD .We examined, various values for the magnetic field strength B and AD coefficient η_A to comprehend how dispersion relation (specially the fastest growing mode) could be affected by AD.

Figure 1a shows the result for low magnetic strength field limit B = 0.1. Here, AD could not be ever effective to alter shape of dispersion relation even for large value of η_A . In more strength magnetic filed B = 1 (figure 1b), low η_A values of 0.01 and 0.1 are still almost ineffective. But for larger value of $\eta_A = 1$, it has been able to increase the fastest growing mode (i.e the largest $|\omega^2|$) fairly (see figure 1c). Gehman *et al.* [6] showed that for B > 2, the magnetic field is not further able to destabilize the filament. Figure 2 depicts that this is also the case not only for larger values of B, but also for larger η_A quantities.

Since $\lambda_{fast} = 2\pi/k_{fast}$, place of the minimum of the dispersion relation k_{fast} , signifies a value for fragmentation length scale of the filament. Axial magnetic field could reduce this length scale by moving k_{fast} to larger values [6]. Figure 1 shows that this phenomenon could be weakened by addition of AD effect. As for an isothermal filament fragmentation mass scale is $M_{frag} = 8\pi\lambda_{fast}$ [6], AD could also shrinks this mass scale.

VII. CONCLUSION

Perturbation analysis is a powerful tool for exploring different kinds of instability in fluid dynamics. In this work, we have investigated effect of AD on gravitational instability of a magnetized filamentary MC with isothermal equation of state. We have computed numerically the dispersion relation by linearizing the governing equations and performing global perturbation analysis. By including AD, we have demonstrated that in the low magnetic strength regime, applying non-ideal MHD to the system could not alter its stability, whereas in the highly magnetized one, introduction of AD could destabilize it. Moreover, we have found that in the highly magnetized regime, the length scale of the fragmentation λ_{fast} , which is inversely related to the k_{fast} , could be increased. This in turn means the fragmentation mass scale must be increased.

- McKee, Christopher F. and Ostriker, Eve C., ARA&A 45, 565 (2007).
- [2] P. André, A. Men'shchikov, S. Bontemps, et al., A&A 518, L102 (2010).
- [3] S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally, et al., A&A 518, L100 (2010).
- [4] Zweibel, Ellen G. and Brandenburg, Axel, ApJ 478, 563 (1997).
- [5] C. S. Gehman, F. C. Adams, M. Fatuzzo, and R. Watkins, ApJ 457, 718 (1996).
- [6] C. S. Gehman, F. C. Adams, and R. Watkins, ApJ 472, 673 (1996).

- [7] Shu, F. H., ApJ **273**, 202 (1983).
- [8] F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano, ARA&A 25, 23 (1970).
- [9] B. T. Draine, W. G. Roberge, and A. Dalgarno, ApJ 264, 485 (1983).
- [10] B. G. Elmegreen, ApJ **232**, 729 (1979).
- [11] Ostriker, J., ApJ **140**, 1056 (1964).
- [12] In this section we add zero subscript for steady state quantities.
- [13] P. Garaud, Dynamics of the Solar Tachocline, Ph.D. thesis (2001).





FIG. 1: Dispersion relation for the filament for indicated B. In each figure the horizontal axis is the wave number k and the vertical axis is ω^2 that are normalized in the units of $(4\pi G\rho_c)^{1/2}/c_s$ and $4\pi G\rho_c$ respectively. Each curve demonstrates different values of η_A from top to bottom as 0, 0.01, 0.1, 1,10 and 100. The last curve represents dispersion relation for the case in which B = 0.



FIG. 2: Comparison between B = 1, 2 and 5 in strong AD regime $\eta_A = 100$. The last curve represents dispersion relation for the case in which B = 0









M/L - [Fe/H] Relation of Globular Clusters in M31

Hosein Haghi¹, Akram Hasani Zonoozi¹, Pavel Kroupa² *IASBS* ²Univversity of Bonn









Design, Construction and Fabrication of an Astronomical High Resolution Spectrograph

Mehdi Khakian Ghomi, Mojtaba Taheri

mehdi.khakian@gmail.com, mojtaba.taherii@gmail.com

Amirkabir University of Technology, 15875-4413, Tehran, Iran

Abstract

This paper is a report for design, construction and an introductory fabrication of a high resolution spectrograph. In this way it is designed the optical system by Zemax software, the mechanical design by SolidWorks software. In continue after construction, it is calibrated by comparing the D1 and D2 Sodium yellow lines, it shows that the resolving power of the spectrometer is R = 12000. Also another most important aspect of the project is the price of the production. In this project we paid 1000 US\$ but the price of the commercial similar spectrographs are about 6000 US\$.

Introduction

Difference between astronomy and other subjects in Physics, is accessibility of the data in our experiments and our labs. In astronomy only we should detect the data which comes from very far sources in the sky. Photons from the astronomical sources are the only accessible and detectable messengers. So we should try to extract the highest amount of data from the arrived photons. In photometry it is accumulated integration of the arrived photons from the observed source. Therefore for a little amount of light which comes from a celestial source, photometry is a very suitable method. This method usually used when there is a very faint source or a poor instrumentation for gathering enough light from the source. Since it is integrated over a broad band of a radiated spectrum of a source, actually it is missed so much details from the spectrum. If we try to obtain more details from the spectrum of the celestial source, we are able to detect temperature of the star, the fingerprint of stellar atmospheric elements of the source, its radial velocity, its magnetic field, its rotational velocity, and so much other information. Since the width of the absorption and emission lines of the arrived photons is very narrow, so it is needed a high resolution spectrograph for detection of the lines. By definition; resolution power of a spectrometer or a spectrograph is $R = \Delta \lambda / \lambda$ which shows the accuracy of the spectrum in separation of the spectral region in the arrived photons spectrum. Where $\Delta\lambda$ is the smallest detectable wavelength width in the spectrum and λ is the central wavelength of the studied region. Therefore it should be gathered more photons to obtain better Signal to Noise ratio (S/N) in each pixel of CCD. Therefore for faint celestial objects R~500 is used, for brighter ones R~5000 is used and for bright objects it is used R>10000.

In this project we designed, constructed and fabricated a high resolution spectrometer with R~12000 by the aim of bringing down the price of it; and of course preparing more accessibility of the spectrograph for general users like amateur astronomers.

Spectrograph optics

The spectrograph for separation of different colors needs a parallel light. But since there is some noise with the input light, at first we focus the light in the focal point, and pass it through a small hole exactly on the







focal point; after collimating the divergent light from the focal point, we have a less noise light and most of the light is only from the considered object. Diffraction of the parallel light from a "grating" separates different colors in diffracted parallel lights. To make a picture from the separated colors, it should be focused the separated colors by a focusing lens on a CCD camera (Fig.1). Usually for the input light, it is used the output light of an achromatic lens or a concave mirror. The optimistic design is using a telescope.



Figure 1: Optics of a spectrographic system

Lyttro design

Lyttro design has some benefits in the design. Four of its benefits are very important and interesting.

Its weight Its total price Its dimensions Its optimum using from optical elements

More optical details about Lyttro design are: Slit, Collimator/Focuser, Grating and a small mirror, which the last one is not shown in the Fig. 2. In part a, it is seen an abstract Lyttro design without any aberration. But in reality we should pay attention to positions of source and recording plate. If we want to have less aberration, it should have less off-axial rays. So it is used a small mirror for separation of the two rays, before and after reflection from grating (Fig. 3).





Figure 3: Lyttro design with the least off-axial angle of input ray and reflected ray from optical axis.

Source

General calculations for Blaze angle

Blaze grating obeys the formula.

$$a\left(\sin\theta_m - \sin\theta_i\right) = m\lambda$$

Where *a* is the grating steps, θ_i and θ_m are incident and m^{th} order diffraction pattern angles respectively, and λ is the characteristic wavelength of the grating. In Lyttro design the two angles are equal: $\theta_m \sim -\theta_i = \theta_B$. So it is obtained $2asin\theta_B = m\lambda$. So the blaze angle θ_B is equal to:

$$\theta_B = sin^{-1}\left(\frac{m\lambda_B}{2a}\right).$$

For the I^{st} order diffraction (m = I), the grating with 1800 lines per millimeter ($a = 1/(1800*10^3) = 5.56*10^{-7}m$) and central wavelength $\lambda = 500 \text{ nm}$, the blaze angle will be $\theta_B = 26.73^{\circ}$.

Therefore, the obtained reflection angle of each wavelength respect to the grating perpendicular line, is $\theta_m = sin^{-1} \left(\frac{m}{a} \left(\lambda - \frac{\lambda_B}{2} \right) \right).$





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



$$a(\sin\theta_m + \sin\theta_B) = m\lambda \rightarrow \theta_m = \sin^{-1}\left(\frac{m\lambda}{a} - \sin\theta_B\right)$$

Optical design with "Zemax" software

This software works based on the tracing of an incident ray from all of the optical elements in compound optical systems. Our optical elements in the spectrograph optical system, are an achromatic doublet lens with f = 180 mm, an optical flat mirror for deviation of incident light to the lens, a square shape grating with the dimension of 25 mm and a small slit. The Zemax design is shown in Fig. 4:



Figure 4: Zemax design of the spectrograph optical system.

Mechanical design by using "SolidWorks" software

In this design, it is considered most important aspects of designs for the optical system, as

Body of the spectrograph Mirror holder system Varying slit width Focusing system Varying angle of the grating

In this system we used a *Canon EOS 5D*, *Mark II* camera as the recording system for taking picture from the spectrum. The combined Mechanical and Optical design with the dimensions of $180*235*85 \text{ mm}^3$ and weight 2050 gr is shown in Fig. 5 part a, in part b of the picture it is shown the constructed spectrograph.









Obtained solar spectrum

Our experiment as a result of the project was done by using a very small telescope for receiving of the solar spectrum. Since for having high resolution in the spectrum, the spectrum width becomes narrow, therefore the obtained width of the spectrograph in visible band is *80 nm*, and for covering all of visible spectrum it should be taken at least 5 pictures. The instrument and the obtained solar spectrum are shown in Fig. 6 and 7 respectively.



Figure 5: a) The combined design of the optical and Mechanical system, in addition to the camera as a recording system. b) The constructed spectrograph from outside.



Figure 6: Our experimental setup, for taking solar spectrum. It contains the constructed spectrograph, EOS 5D camera and a small



Figure 7: The obtained solar spectrum by attaching 5 received spectrums from the sun in the visible band.









Angular resolution and resolving power (R)

By investigation of the obtained spectrum via image processing methods in the couple lines of sodium in *588.995nm* and *589.592nm* (Fig. 8), we obtained 38 pixels between the two lines. It means that the plate scale of wavelengths is 0.157 Angstrom per pixel at central wavelength 550nm.

$$PS \equiv \frac{\Delta\lambda}{\Delta Pixels} = \frac{5.97\text{\AA}}{38} = 0.157\frac{\text{\AA}}{\text{pixel}} @ \sim 550 \text{ nm}$$

Also to obtain the resolving power of the spectrum (R), it is calculated the mean FWHM of the absorbed lines which is 3.1 pixels; so it is obtained R = 12000.



Figure 8: Calibration of the obtained spectrum by D1 and D2 yellow lines of sodiom

Conclusion

In this report it was presented the procedure of design, construction and calibration of the spectrograph by two sodium lines. But in general it is an astronomical spectrometer. Our design is quite compatible with telescope outputs. Because of the subject we used it under a very small telescope for recording the solar spectrum. But we should try it behind large telescopes for obtaining stellar spectrums. But the most important accomplishments of the project were our familiarity with spectrometers and stellar spectrums and its low price and possibility of its development.

References

Hearnshaw, John. Astronomical Spectrographs and Their History. *Astronomical Spectrographs and Their History*. 2009, p. 56.
Hecht, Eugene. Optics. *Optics*. s.l. : Pearson Education, 2015.
James, J F. Spectrograph Design Fundamentals. *Spectrograph Design Fundamentals*. s.l. : Cambridge University Press, 2007.
Harrison, Ken M. Astronomical spectroscopy for amateurs. *Astronomical spectroscopy for amateurs*. s.l. : New York Springe, 2011.
Kitchin, C.R.Optical Astronomical Spectroscopy. s.l. : Taylor and Francis, NY, 1995.







The Mystery of Multiple Stellar Populations in Globular Clusters

Pouria Khalaj University of Queensland, Australia

Abstract

It has been long thought that stars in globular clusters (GCs) form in close proximity to each other and in well-mixed molecular clouds by a rapid star formation process. Hence they are expected to have the same astrophysical properties such as the age or the chemical abundance of different elements in stars, i.e. stars in a GC belong to the same stellar population. However, the discovery of a large fraction of chemically peculiar stars in several GCs of the Milky Way as well as other galaxies such as the Fornax dwarf spheroidal galaxy has challenged this perception. This discovery, which is supported both spectroscopically and photometrically has led us to view GCs as systems with multiple stellar populations (MSPs). So far, numerous observational, theoretical, and computational studies have been conducted and several scenarios have been put forward to explain the origin of MSPs in GCs. However, no consensus has been reached and the existence of such systems still remains as one of most challenging mysteries in Astrophysics. My talk is a review of the proposed formation scenarios of MSPs in GCs, their shortcomings and the extent of their consistency with observational constraints.







Modulation of the solar cycle: the effect of parity interactions

Raphaël Raynaud¹ and Steven M. Tobias²

¹School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O. Box 19395–5531, Tehran, Iran ² Department of Applied Mathematics, University of Leeds, Leeds LS2 9JT, UK

We consider dynamo action driven by three-dimensional rotating anelastic convection in a spherical shell. Motivated by the behaviour of the solar dynamo, we examine the interaction of hydromagnetic modes with different symmetries and demonstrate how complicated interactions between convection, differential rotation and magnetic fields may lead to modulation of the basic cycle. For some parameters, Type 1 modulation occurs by the transfer of energy between modes of different symmetries with little change in the overall amplitude; for other parameters, the modulation is of Type 2 where the amplitude is significantly affected (leading to grand minima in activity) without significant changes in symmetry. Most importantly we identify the presence of supermodulation in the solutions where the activity switches chaotically between Type 1 and Type 2 modulation; this is believed to be an important process in solar activity.

Note: all the results contained in this manuscript have been submitted for publication in the Journal of Fluid Mechanics, Rapids.

I. INTRODUCTION

The Sun displays a cyclic magnetic activity with an average period of 22 yr whose amplitude is modulated on a longer time-scale of 80 yr (Gleissberg cycle). Sunspot records dating back to the 17th century indicate a period of reduced activity between 1645 and 1715 (the Maunder minimum), and the abundances of cosmogenic isotopes reveal 27 grand minima in the past 11 000 yr, separated by aperiodic intervals of about 200 yr [1].

Most stellar magnetic fields are thought to be maintained again ohmic dissipation by dynamo action through the flow of an electrically conducting fluid. Numerous mean-field dynamo models attempt to reproduce the solar cycle, whose temporal modulations could originate from stochastic fluctuations [2] or deterministic chaos. However, nonlinear behaviours can be strongly dependent on mean-field modeling details, and a generic approach relies on low-order systems based on symmetry considerations. These complementary studies distinguish parity and amplitude modulations, referred to as Type 1 and 2, respectively [3]. We intend to compare these results to the magnetic field dynamics obtained by direct numerical simulations of a convection in spherical geometry.

II. MODELLING

We consider electrically conducting fluid in a spherical shell of width d and aspect ratio $\chi = r_i/r_o$, rotating at angular velocity $\Omega \mathbf{e}_{\mathbf{z}}$. We rely on the LBR anelastic approximation [4] to model a perfect gas with kinematic viscosity ν , turbulent entropy diffusivity κ , specific heat c_p and magnetic diffusivity η (all assumed to be constant). The gravity is given by $\mathbf{g} = -GM/r^2$, where G is the gravitational constant and M the central mass. The equilibrium polytropic solution of the anelastic system defines the reference state pressure $\overline{P} = P_c \zeta^{n+1}$, density $\overline{\varrho} = \varrho_c \zeta^n$ and temperature $\overline{T} = T_c \zeta$, with $\zeta = c_0 + c_1 d/r$, $c_0 = (2\zeta_0 - \chi - 1)/(1-\chi), c_1 = (1+\chi)(1-\zeta_0)/(1-\chi)^2$ and $\zeta_0 = (\chi+1)/(\chi \exp(N_{\varrho}/n)+1)$. The constants P_c , ϱ_c and T_c are the reference-state pressure, density and temperature mid-way between the inner and outer boundaries. These reference values serve as units for these variables, whilst length is scaled by d, time by d^2/η , entropy by Δs (the entropy drop across the layer) and magnetic field by $\sqrt{\Omega \varrho_c \mu \eta}$, where μ is the magnetic permeability. Then, the governing equations are [5]

$$\begin{split} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= P_m \left[-\frac{1}{E} \nabla \frac{P'}{\zeta^n} + \frac{P_m}{\Pr} \operatorname{Ra} \frac{\mathbf{s}}{\mathbf{r}^2} \mathbf{e_r} - \frac{\mathbf{2}}{\mathbf{E}} \, \mathbf{e_z} \times \mathbf{v} + \mathbf{F}_{\nu} \right. \\ &+ \frac{1}{E \, \zeta^n} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right], \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nabla^2 \mathbf{B}, \\ \frac{Ds}{Dt} &= \zeta^{-n-1} \frac{P_m}{\Pr} \nabla \cdot (\zeta^{n+1} \, \nabla s) \\ &+ \frac{Di}{\zeta} \left[E^{-1} \zeta^{-n} (\nabla \times \mathbf{B})^2 + \mathbf{Q}_{\nu} \right], \end{split}$$

with the constraints $\nabla \cdot (\zeta^n \mathbf{v}) = 0$ and $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. In the Navier-Stokes equation, P' denotes the pressure perturbation and the viscous force \mathbf{F}_{ν} is given by $\mathbf{F}_{\nu} = \zeta^{-\mathbf{n}} \nabla \mathbf{S}$, with $S_{ij} = 2\zeta^n \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{v} \right)$ and $2e_{ij} = \partial_j v_i + \partial_i v_j$. The expressions of the dissipation parameter Di and the viscous heating Q_{ν} are $Di = c_1 \Pr/(\Pr_m \operatorname{Ra})$ and $Q_{\nu} = 2 \left[e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right]$. We impose stress-free boundary









FIG. 1. Phase portraits showing the projection of the system trajectory onto the space (E_b^S, E_b^A, E_Z) for different Rayleigh numbers.

conditions for the velocity field, and the magnetic field matches a potential field inside and outside the fluid shell. The convection is driven by an imposed entropy difference Δs between the inner and the outer boundaries. The above system involves seven control parameters: the Rayleigh number Ra = GMd $\Delta s/(\nu\kappa c_p)$, the Ekman number $E = \nu/(\Omega d^2)$, the Prandtl number $\Pr = \nu/\kappa$, the magnetic Prandtl number $P_m = \nu/\eta$, together with the aspect ratio χ , the polytropic index n and the number of density scale heights $N_{\varrho} \equiv \ln [\overline{\varrho}(r_i)/\overline{\varrho}(r_o)]$. We set $E = 10^{-4}$, $\Pr = 1$, $P_m = 1$, $\chi = 0.35$, n = 2 and choose a relatively weak density stratification $N_{\varrho} = 0.5$, to limit the computational time. The critical Rayleigh for the linear onset of convection is then $\operatorname{Rac} = 3.34 \times 10^5$ [6].

The anelastic equations are integrated for between 5 and 60 magnetic diffusion times, which is certainly long enough to establish dynamo action, utilising the benchmarked pseudo-spectral code PARODY [7]. We define the kinetic energy $E_k = \frac{1}{2} \int \zeta^n \mathbf{v}^2 \, \mathrm{dV}$ and the magnetic energy $E_b = P_m/(2E) \int \mathbf{B}^2 \, \mathrm{dV}$. This enables us to define the magnetic Reynolds number $= \sqrt{2E_k/V}$, V being the volume of the fluid shell. Crucially for this investigation, which is concerned with the symmetries of the solutions about the equatorial plane, we also decompose both the kinetic and magnetic energies according to their symmetry about the equator $(E_k^S, E_k^A, E_b^S \text{ and } E_b^A \text{ respectively}).$

III. RESULTS

We aim to study the symmetry interactions and low frequency modulations of the dynamo waves that are characteristics of the so-called multipolar dynamo branch [6]. This branch is the only one that can be sustained at low magnetic Reynolds number ~ 40 . Close to the onset of dynamo action, these dynamos take the form of oscillatory solutions characterized by a period of the order of 0.1 magnetic diffusion time. We stress at the outset that the dynamo magnetic fields we consider here, independent of their symmetry about the equator, are dominated by their m = 1 component and note that this is different behaviour from the Sun — although the Sun does show a tendency for active longitudes. By considering almost Boussinesq models with $N_{\rho} = 0.1$, [8] showed that the non-axisymmetry is related to the choice of a gravity profile corresponding to a central mass distribution. Note that at the low values of considered here the advective time is comparable with the ohmic diffusive time (in contrast to stars). These solutions are usually interpreted in terms of Parker waves, both in the Boussinesq and anelastic frameworks, though this interpretation relies on crude estimates of the α -effect via the flow helicity. It is well known that the $\alpha\Omega$ dynamo instability generically sets in as a Hopf bifurcation leading to oscillatory solutions. Our aim here is to identify the changes in the symmetry of the solutions as Ra is increased with other parameters held fixed. At $Ra = 1.39 \times 10^6$, the flow does not break the equatorial symmetry, and the magnetic field is either purely symmetric or antisymmetric. Depending on the choice of the initial conditions, we effectively observe a bistability between solutions of different parities, illustrated by the red cross and the red dot in Fig 1. In this figure, the trajectory of the system is projected for different Rayleigh numbers onto the space spanned by the symmetric and antisymmetric magnetic energy E_b^S and E_b^A , and the zonal wind energy measured by the axisymmetric toroidal kinetic energy E_Z — a projection introduced by [3]. We stress that the aforementioned bistability must not be confused with the hysteretic transition between the dipolar and the multipolar branches resulting from the use of stress-free boundary conditions. When the magnetic field is predominantly antisymmetric, the flow is characterized by a m = 8 convection mode; on the other hand, when the magnetic field is predominantly symmetric, the flow is then characterized by a m = 9 convection mode and larger fluctuations of the kinetic energy.

Increase of the Rayleigh number from 1.40×10^6 to 1.45×10^6 leads to the destabilization of the antisymmetric solution (blue dot in Fig. 1) and the discovery of an asymmetric solution that takes the form of a limit cycle in this phase space (green solid line); the basic dynamo wave is modulated by change in the underlying symmetry of the solution. This solution coexists with the symmetric solution (green cross) and is characterized by symmetry breaking of the flow coupling magnetic modes of different parity. Indeed, we can identified a periodic exchange of energy between modes of dipolar and quadrupolar symmetry, which could be described as a Type 1 modulation, in reference to the terminology introduced by [3].

Figs 2-3 show projections of the radial magnetic field at times when the solution is mixed and antisymmetric. In Fig. 2, we note that when the solution is a mixed









FIG. 2. Snapshot of B_r at the surface for $Ra = 1.47 \times 10^6$ when $E_b^A < E_b^S$.



FIG. 3. Snapshot of Br at the surface for $Ra = 1.47 \times 10^6$ when $E_b^S << E_b^A.$

mode the magnetic field tends to be localized in one hemisphere. We believe that this mixed mode solution is born in a subcritical secondary Hopf bifurcation from the antisymmetric state. Evidence for this arises from the hysteresis that can be identified; as we can see in Fig. 1, this state indeed coexists with both the symmetric and antisymmetric states down to $Ra = 1.40 \times 10^6$, where it disappears (presumably in a saddle-node bifurcation). The period of modulation is sensitive to the value of Rabut becomes less sensitive as the Rayleigh number approaches the critical bifurcation value. What sets the dependence of the period both of the basic cycle and that of the modulation of the dynamos for strongly nonlinear solutions is an open problem and one that is important for understanding stellar activity. Fig. 1 shows that this mixed mode limit cycle eventually loses its stability when the Rayleigh number is further increased to 1.49×10^6 (dashed black line) and the solution develops more sign of spatio-temporal complexity, as described below.

When the Rayleigh number is further increased, we find that the dynamics of the magnetic field progressively



FIG. 4. Phase portrait for $Ra = 1.55 \times 10^6$.



FIG. 5. Phase portrait for $Ra = 1.65 \times 10^6$.

switches from parity to amplitude modulations, i.e. from Type 1 to Type 2 modulation. This transition is particularly clear when comparing the three-dimensional phase portraits represented for increasing values of the Rayleigh number in Figs 4-6, in which the trajectory of the system has been smoothed by applying a moving average, which removes the basic dynamo cycle and short period oscillations. For $Ra = 1.55 \times 10^6$ (see Fig. 4), the dynamics is mainly governed by the energy exchange between E_{h}^{S} and E_b^A (i.e. Type 1 modulation), and we only distinguish the first signs of the Type 2 modulation through intermittent decays of the magnetic energy, always followed by an increase of the zonal wind. In stark contrast, we see in Fig. 6 that the system trajectory in the space (E_b^S, E_b^A, E_Z) is actually confined near the anti-symmetric subspace (i.e. $E_b^S \ll E_b^A$) and characterized by the strong amplitude modulation of the antisymmetric energy by the zonal wind for $Ra = 1.85 \times 10^6$. This is clear Type 2 modulation. Most interesting however is the attractor for $Ra = 1.65 \times 10^6$ in Fig. 5. This clearly shows the solution exhibiting both types of modulation; Type 1 modulation where there are no minima in activ-









FIG. 6. Phase portrait for $Ra = 1.85 \times 10^6$.



FIG. 7. E_Z and E_b time series for $Ra = 1.65 \times 10^6$.

ity but energy transfer between the modes of different symmetries and Type 2 modulation where the antisymmetric solution regularly visits grand minima in activity through interactions with the zonal wind. The transition between these two types of modulation has been termed supermodulation and is believed to be prominent in solar activity records [9].

Energy timeseries of the supermodulation are shown in Fig. 7. This highlights how the nonlinear solution naturally transitions between the different types of modulational processes. For example between $t \approx 9$ and $t \approx 11$ the solution undergoes changes in symmetry with no deep minima (Type 1 modulation) whilst between $t \approx 6$ and $t \approx 9$ clusters of grand minima are found. From a mathematical perspective it is no surprise that a chaotic nonlinear dynamo solution exhibits such behaviour which has indeed been predicted [9].

IV. CONCLUSION

We have examined the hydromagnetic interactions between dynamo modes generated by rotating anelastic convection in a spherical shell. Motivated by direct and indirect observations of solar magnetic activity, our primary aim was to investigate the interactions between modes with different equatorial symmetries. Mathematically these dynamos display a dynamical behaviour reminiscent of the results obtained with (axisymmetric) mean-field models or low-order systems, with the caveat for the comparison being that the dynamo solutions presented here are dominated by a non-axisymmetric (m = 1) mode. Hemispheric dynamos of the type reported by [10], and studied in more detail by [11], have also been found. The present study demonstrates that this hemispheric configuration is also pertinent to understand the dynamics of oscillatory dynamos, and thus could be relevant to explain the hemispheric magnetic configuration which has been observed on the Sun at the end of the Maunder minimum [12].

Our primary result however is that we have demonstrated that the interactions between such modes can lead naturally to a pattern of supermodulation [9] where the system alternates between modulation with little change of symmetry (with clusters of deep minima) and modulation that involves significant changes in the symmetry of the magnetic field.

- P. CHARBONNEAU, Solar and Stellar Dynamos, Springer-Verlag (2013).
- [2] A.R. CHOUDHURI & B.B. KARAK, Phys. Rev. Let., 109, 171103 (2012).
- [3] E. KNOBLOCH, S.M. TOBIAS & N.O. WEISS, *MNRAS*, 297, 1123–1138 (1998).
- [4] S.I. BRAGINSKY & P.H. ROBERTS, *GAFD*, **79**, 1–97 (1995).
- [5] C.A. JONES et al., Icarus, 216, 120–135 (2011).
- [6] M. SCHRINNER, L. PETITDEMANGE, R. RAYNAUD & E. DORMY, A&A, 564, A78 (2014).
- [7] E. DORMY, P. CARDIN & D. JAULT, Earth Planet. Sci. Lett., 160, 15–30 (1998).
- [8] R. RAYNAUD, L. PETITDEMANGE & E. DORMY, A&A, 567, A107 (2014).
- [9] N. O. WEISS & S. M. TOBIAS, MNRAS, 456, 26542661 (2016).
- [10] E. GROTE & F. H. BUSSE, Phys. Rev. E, 62, 4457 (2000).
- [11] B. GALLET & F. PÉTRÉLIS, Phys. Rev. E 80 (3) (2009).
- [12] D. SOKOLOFF & E. Nesme-Ribes, A&A, 288, 293 (1994).







Fine-tuned Habitable Universe

Sohrab Rahvar Sharif University of Technology

Abstract

In this talk, I will introduce the fine-tuning of the Habitable Universe within the context of initial condition of the Universe. The standard paradigm for the beginning of the Universe in the inflationary cosmology will be discussed to have a suitable condition for the formation and development of life. Also I will discuss about the habitable planets and the fine-tuning condition of these planets.









Post Newtonian Parameter(PPN) Formalism for an Interacting Model of Gravity under Solar System Constraints

Haidar Sheikhahmadi* Institute for Advance Studies in Basic Sciences (IASBS), Gava Zang, Zanjan 45137-66731, Iran

The post Newtonian parameter is considered in an interacting scalar tensor gravity framework. An arbitrary function for $f(\Phi)$, which indicates the coupling between matter and scalar field, is introduced to investigate solar system constraints on interacting Brans-Dicke parameter, ω . It is shown that such an interacting model able to satisfy the solar system constraints and gives us an ω parameter of order 10⁴, which is in good agreement with observations.

PACS numbers:

I. INTRODUCTIONS

The quintessence mechanism is a light scalar field mass which couples to matter directly with gravitational strength, lead to undesirable large violation of the equivalence principle[1, 2]. Therefore authors of [3] have introduced a scalar field which had a coupling to matter, namely chameleon. Chameleons are scalar fields whose mass depends on the environment mass density. Indeed the chameleon proposal produces a way to an effective mass to a light scalar field via field self interaction, and interaction between matter field and scalar field. Therefore the Brans-Dicke action with non-minimal coupling between matter scalar field so called interacting Brans-Dicke model[4]. Studying these works and also the works of Moffat et al. [6], where they have studied PPN-parameter in Jordan-Brans-Dicke cosmology, and the work of Perivolaropoulos [7] motivated us to consider constraints of solar system in such an interacting Branes-Dicke model. The organization of this work is as follows: In section two, the action is introduced, and then the linearized equations and the general solution for γ parameter are obtained. In section three, the results for *Electronic address: h.sh.ahmadi@iasbs.ac.ir;@gmail.com

an exponential function for $f(\Phi)$, are investigated. Finally section four is devoted to the conclusion.

II. GENERAL FRAMEWORK

The interacting Brans-Dicke action is considered as

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\Phi R - \frac{\omega}{\Phi} \partial_\mu \Phi \partial_\nu \Phi - V(\Phi) + f(\Phi) \mathcal{L}_m \right),$$
(1)

where g is the metric determinant, R is the Ricci scalar, and ΦR has been replaced with the Einstein-Hilbert term is such a way that $G_{eff}^{-1} = 16\pi\Phi$ [8]. Also Φ is the scalar field, ω is the dimensionless constant and $V(\Phi)$ is the potential. An example for it maybe considered as a power law potential in the follows form

$$V(\Phi) = M^4 \left(\frac{M^2}{\Phi}\right)^n,\tag{2}$$

[9]. Variation the action (1) with respect to the metric $g_{\mu\nu}$ gives

$$\Phi(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R) = f(\Phi)T_{\mu\nu} + \frac{\omega}{\Phi}(\partial_{\mu}\Phi\partial_{\nu}\Phi - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(\partial_{\alpha}\Phi)^{2}) + [\nabla_{\mu}\nabla_{\nu} - g_{\mu\nu}\Box]\Phi - g_{\mu\nu}\frac{V(\Phi)}{2}$$
(3)

where $T_{\mu\nu}$ is the energy-momentum tensor. By varying the action with respect to Φ , one gets

$$(2\omega+3)\Box\Phi = T(f(\Phi) - \frac{1}{2}\Phi f_{,\Phi}) + (\Phi V_{,\Phi}(\Phi) - 2V(\Phi)).$$
(4)

In weak limit, the parameters could be expanded around a constant uniform background scalar filed Φ_0 , and a Minkowskian metric tensor $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ as

$$\Phi = \Phi_0 + \phi, \tag{5}$$

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu},\tag{6}$$

where $h_{\mu\nu}$ is keeped to the first order only. The linearized solution for Eq.(3) is as







$$-\frac{\Phi_0}{2} \Big[\Box (h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h) \Big] = f(\Phi) T_{\mu\nu} + \partial_\mu \partial_\nu \phi - \eta_{\mu\nu} \Box \phi - (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}) V(\Phi)$$
(7)

and the scalar field equation of motion in the weak limit is

$$(2\omega + 3)\Box\phi = T(f(\Phi) - \frac{1}{2}\Phi f(\Phi)) + (\Phi V_{,\Phi}(\Phi) - 2V(\Phi)) = \xi T + \zeta.$$
(8)

Now, we expand the potential function (2) around Φ_0 , so

$$V(\Phi) = \frac{M^{4+2n}}{\Phi_0^n} \left(1 - \frac{n\phi}{\Phi_0}\right) \tag{9}$$

Also, by some manipulation one has

$$\xi = (f_0 - \frac{1}{2}\Phi_0 f'_0) + \frac{\phi}{2}(f'_0 - \Phi_0 f''_0) = C_1 + C_2\phi, \quad (10)$$

$$\zeta = -(n+2)M^4 \left(\frac{M^2}{\Phi_0}\right)^n \left(1 - \frac{n\phi}{\Phi_0}\right) = -C_3 \left(1 - \frac{n\phi}{\Phi_0}\right).$$
(11)

where $f_0 = f(\Phi_0)$, f'_0 and f''_0 are the first and second derivative of $f(\Phi)$ respectively. By Substituting above results in the eqs.(7) and (8) the differential equation for ϕ and $h_{\mu\nu}$ are arrived as

$$\nabla^2 \phi - \frac{C_3}{\Phi_0(2\omega+3)} \phi = -\frac{C_1 + C_2 \phi}{(2\omega+3)} \rho - C_3, \qquad (12)$$

$$\nabla^2 H_{00} - \frac{2M^6}{\Phi_0^2} H_{00} = -(f_0 + \phi f_0')\rho + \frac{2M^4}{\Phi_0}, \quad (13)$$

$$\nabla^2 H_{ij} - \frac{2M^6}{\Phi_0^2} H_{ij} = -\delta_{ij} \left((f_0 + \phi f_0')\rho + \frac{2M^4}{\Phi_0} \right), \quad (14)$$

where $H_{00} = \Phi_0 h_{00} - \phi$ and $H_{ij} = \phi + \Phi_0 h_{ij}$, and note that we have taken n = 1 [7, 11]. Set $\rho = M_e \delta(r)$, one has

$$\phi(r) = \frac{\frac{C_1 M_e}{4\pi(2\omega+3)r} e^{-kr}}{1 - \frac{C_2 M_e}{4\pi(2\omega+3)r} e^{-kr}},$$
(15)

$$h_{00} = \frac{M_e e^{-k'r}}{4\pi\Phi_0 r} \Biggl\{ f_0 + \Biggl(\frac{M_e f_0' e^{-k'r}}{4\pi r} + 1\Biggr) \frac{\frac{C_1}{2\omega+3} e^{-(k-k')r}}{1 - \frac{C_2 M_e e^{-kr}}{4\pi(2\omega+3)r}} \Biggr\},$$
(16)

$$h_{ij} = \delta_{ij} \frac{M_e e^{-k'r}}{4\pi\Phi_0 r} \left\{ f_0 + \left(\frac{M_e f_0' e^{-k'r}}{4\pi r} - 1\right) \frac{\frac{C_1}{2\omega+3} e^{-(k-k')r}}{1 - \frac{C_2 M_e e^{-kr}}{4\pi(2\omega+3)r}} \right\}$$
(17)

where $k = \sqrt{\frac{3}{2\omega+3}} \frac{M^3}{\Phi_0}$ and $k' = \frac{\sqrt{2}M^3}{\Phi_0}$. From the standard expansion of metric, namely

$$g_{00} = -1 + 2u, \tag{18}$$

$$g_{ij} = (1 + 2\gamma u)\delta_{ij}.$$
(19)

where u is the Newtonian potential. The γ -post Newtonian parameter can be expressed as the ratio of (ii) and (00) component of $h_{\mu\nu}$

$$\gamma = \frac{f_0 + \left(\frac{M_e f'_0 e^{-k'r}}{4\pi r} - 1\right) \frac{\frac{C_1}{2m+2} e^{-(k-k')r}}{1 - \frac{C_2}{4\pi (2\omega+3)r}}}{f_0 + \left(\frac{M_e f'_0 e^{-k'r}}{4\pi r} + 1\right) \frac{\frac{C_1}{2\omega+3} e^{-(k-k')r}}{1 - \frac{C_2}{4\pi (2\omega+3)r}}}$$
(20)

As, it has been said the effective gravitational constant can be expressed by scalar field as

$$G_{eff} = \frac{1}{16\pi\Phi} = \frac{1}{16\pi\Phi_0} \left(1 - \frac{\phi}{\Phi_0}\right)$$
$$= \frac{1}{16\pi\Phi_0} \left(1 - \frac{\frac{C_1M_e}{4\pi\Phi_0(2\omega+3)r}e^{-kr}}{1 - \frac{C_2M_e}{4\pi(2\omega+3)r}e^{-kr}}\right). \quad (21)$$

III. TYPICAL EXAMPLE

In this section we choose a specific function for $f(\Phi)$ as

$$f(\Phi) = \exp(\frac{\Phi}{\Phi_0}). \tag{22}$$

By making use of this definition, the constants C_1 and C_2 are obtained as

$$C_1 = \frac{1}{2}e^1$$
 and $C_2 = 0$.







Now we investigate the results of this case for both M = 0and $M \neq 0$.

• If M = 0When we take M = 0, the constant C_3 vanishes. Hence, for scalar field ϕ and components of $h_{\mu\nu}$, one attains

$$\phi(r) = \frac{e^1 M_e}{8\pi (2\omega + 3)r} \tag{23}$$

$$h_{00} = \frac{M_e e^1}{4\pi\Phi_0 r} \left\{ 1 + \frac{1}{2(2\omega+3)} \left(\frac{M_e e^1}{4\pi\Phi_0 r} + 1 \right) \right\}, \quad (24)$$

$$h_{ij} = \delta_{ij} \frac{M_e e^1}{4\pi \Phi_0 r} \Biggl\{ 1 + \frac{1}{2(2\omega + 3)} \left(\frac{M_e e^1}{4\pi \Phi_0 r} - 1 \right) \Biggr\}.$$
(25)

And for γ -post Newtonian parameter and effective gravitational constant one respectively obtains

$$\gamma = \frac{(4\omega + 5) + \frac{M_e e^1}{4\pi \Phi_0 r}}{(4\omega + 7) + \frac{M_e e^1}{4\pi \Phi_0 r}}$$
(26)

$$G_{eff} = \frac{1}{16\pi\Phi_0} \left(1 - \frac{M_e e^1}{8\pi\Phi_0 (2\omega+3)r} \right).$$
(27)

• If $M \neq 0$

Here, one can obtain the scalar field function and the component of $h_{\mu\nu}$ as follows

$$\phi(r) = \frac{M_e}{8\pi (2\omega + 3)r} e^{1-kr}$$
(28)

$$a_{00} = \frac{M_e}{4\pi\Phi_0 r} e^{1-k'r} \left\{ 1 + \left(\frac{M_e}{4\pi\Phi_0 r} e^{1-k'r} + 1\right) \frac{e^{-(k-k')r}}{2(2\omega+3)} \right\},\tag{29}$$

$$h_{ij} = \delta_{ij} \frac{M_e}{4\pi\Phi_0 r} e^{1-k'r} \left\{ 1 + \left(\frac{M_e}{4\pi\Phi_0 r} e^{1-k'r} - 1\right) \frac{e^{-(k-k')r}}{2(2\omega+3)} \right\}$$
(30)

Now one can easily obtain the γ -post Newtonian parameter and effective gravitational constant respectively as

$$\gamma = \frac{1 + \left(\frac{M_e}{4\pi\Phi_0 r}e^{1-k'r} - 1\right)\frac{e^{-(k-k')r}}{2(2\omega+3)}}{1 + \left(\frac{M_e}{4\pi\Phi_0 r}e^{1-k'r} + 1\right)\frac{e^{-(k-k')r}}{2(2\omega+3)}}$$
(31)

and

$$G_{eff} = \frac{1}{16\pi\Phi_0} \left(1 - \frac{M_e e^{1-kr}}{8\pi\Phi_0(2\omega+3)r} \right).$$
(32)

In this step, one can estimate the Φ_0 from effective gravitational constant relation. According to the relation (32), the gravitational constant is equal to

$$G_0 = \frac{1}{8\pi M_{pl}^2} = \frac{1}{16\pi\Phi_0}.$$

As it is clear, $M_{pl} = 2.44 \times 10^{18} GeV$ [12], therefore, the value of Φ_0 can easily be estimated as of order 10^{36} . Now, we try to consider allowed values of ω for $\gamma_{obs} - 1 = (2.1 \pm 2.3) \times 10^{-5}$ [7, 10] with the help of (31). So, ω can be written as

$$\nu = \frac{1}{4} \left(\frac{2\Phi_0 m_{AU}}{-\sqrt{6}M^3} W \left[\frac{-\sqrt{6}M^3}{2\Phi_0 m_{AU}} \left\{ \frac{A(m_{AU}) - \gamma B(m_{AU})}{\gamma - 1} e^{\frac{k'}{m_{AU}}} \right\}^{\frac{-1}{2}} \right] \right)^{-2} - \frac{3}{2},$$
(33)

where $A(m_{AU}) = \frac{M_e m_{AU}}{4\pi\Phi_0} e^{1-\frac{k'}{m_{AU}}} - 1$, $B(m_{AU}) = \frac{M_e m_{AU}}{4\pi\Phi_0} e^{1-\frac{k'}{m_{AU}}} + 1$, and W is the Lambert (or product-log) function. From the above relation, one realizes that there is a complex value for ω , for $\gamma > 1$, which is not acceptable, so $\gamma > 1$ is illegal for this model. In figure above, the ω parameter and effective gravitational constant have been plotted

ω

versus scalar field Φ_0 and mass scale m_{AU} , which corresponds to the $r = 1AU = 10^8 km$.

IV. CONCLUSION

For an exponential function of $f(\Phi)$, the γ -post Newtonian parameter and effective gravitational constant have









FIG. 1: The ω parameter and G_{eff} , effective gravitational constant, have been plotted versus Φ_0 and M_{AU} , respectively (a) and (b) (where $\Phi_0 = 10^{36}x$, $m_{AU} = 10^{-27}y$, $\omega = 10^4z$, and $G_{eff} = 10^{-38}G$). In this case, we set $\gamma = 1 - 0.2 \times 10^{-5}$. We clearly see that ω takes the values of order 10^5 , and G_{eff} tends to the values of order 10^-39 , the same order of Newtonian gravitational constant G_0 .



FIG. 2: The plot on the left hand, (a), is realted to the ω parameter and the plot on the right hand, (b), is related to the effective gravitational constant, G_{eff} . For this case, we set $\gamma = 1 - 2.5 \times 10^{-5}$, and as we see, the ω parameter takes the values of order 10^4 . The effective gravitational constant is as same to the previous case, because the modified term, on the parenthesis of relation (32), is so small.

been acquired in the presence of potential. When the ω parameter for two observational values of γ , is plotted one has realized that, ω took the value of order 10^4 which satisfies the solar system constraint. This is an achievement of interacting Brans -Dicke model in solar system limit. Also, we could plot the effective gravitational constant as well. We found out that there is a small difference between gravitational constant and effective gravitational constant.

acknowledgements

HS would like to thank Iran's National Elites Foundation for financially support during this work. He expresses his appreciation to the Prof. Y. Sobouti for sharing their pearls of wisdom with him during the course of this research. Also He would like to thank IASBS for warm hospitality during his PostDoc duration.

- B. Feng, X. L. Wang and X. Zhang, Phys. Lett. B 607, 35 (2005).
- [2] Ph. Brax, C. van de Bruck, A. C. Davis, J. Khoury and A. Weltman, [astro-ph/0410103].
- [3] D. F. Mota and J. D. Barrow, Phys. Lett. B 581, 141 (2004).
- [4] T. Clifton and J. D. Barrow, [gr-qc/0603116]; S. Das and N. Banerjee [gr-qc/0803.3936].
- [5] A. Sheykhi, M. Jamil, Phys. Lett. B 694, 284288, (2011).
- [6] J. W. Moffat and V. T. Tout, [arXiv:1001.1564].
- [7] L. Perivolaropoulos, Phys. Rev., D 81, 047501 (2010).
- [8] K. Karami, A. Sheykhi, M. Jamil, Z. Azarmi, M. M. Soltanzadeh, Gen. Relativ. Gravit. 43 (2010).
- [9] J. Yokoyama, and K. Maeda, Phys. Lett. B 207, (1988);
 Y. Fujii, Prog. Theor. Phys. 99, (1998).
- [10] B. Bertotti, L. Iess, and P. Tortora, Nature 425, 374 (2003).
- [11] M. D. Klimek, Class. Quant. Grav. 26, 065005 (2009).
- [12] T. P. Waterhouse, [arXiv:astro-ph/0611816].
- [13] A.S. Eddington, The Mathematical Theory of Relativity, (Cambridge University Press, Cambridge, 1923).





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردىيەشىت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصيلات تكميلى علوم پايه زنجان



BIPOLAR JETS LAUNCHED FROM ACCRETION DISKS. FORMATION OF SYMMETRIC AND ASYMMETRIC JETS AND COUNTER JETS

Somayeh Sheikhnezami 1,2 & Christian Fendt 2,

Draft version April 11, 2016

ABSTRACT

We investigate the launching process of jets from accretion disks, extending our previous study to the case of truly bipolar outflows. We perform axisymmetric MHD simulations of the disk-jet interaction on a computational domain covering both hemispheres. We present global models of bi-polar jet launching, in particular addressing the question of an intrisic origin of asymmetric jet / counter jet systems. Treating both hemispheres simultaneously, we overcome the equatorial plane symmetry boundary condition which naturally implies a symmetric evolution. We investigate two options, i) a disk with (initially) different thermal scale heights in both hemispheres, and ii) a symmetric disk into which a local disturbance is injected in one hemisphere. We observe that in both cases the disk asymmetry results in asymmetric mass fluxes in the jets differing by 10-20%.

Subject headings: accretion, accretion disks – MHD – ISM: jets and outflows – stars: pre-main sequence – galaxies: jets – galaxies: active

1. INTRODUCTION

strophysical jets as highly collimated beams of high velocity material and outflows of less degree of collimation and lower speed are an ubiquitous phenomenon. The jets are observed over a wide range of luminosity and spatial scale, originating from young stars, micro-quasars, or active galactic nuclei. The common understanding is that magnetohydrodynamics (MHD) are responsible for launching, accelerating, and collimating these jets. Furthermore, it is clear that accretion and ejection is related to each other - one efficient way to remove angular momentum from a disk is to eject it vertically into a jet or outflow. Observational data have confirmed the coexistence of bipolar jets in most jet forming regions. Jet and counter jet appear, however, typically asymmetric in shape with very few exceptions. One exception is the jet source HH 212 which ejects an almost perfectly symmetric bipolar structure Zinnecker et al. (1998), suggesting that the causal origin of jet knots should be located very close by central engine. On the other hand, if jets form naturally asymmetric, and if thus asymmetric jets would need special conditions to be formed, we may ask what is this kind of "natural" ejection process and what are the additional conditions for symmetry?

It is therefore interesting to investigate the evolution of both hemispheres of a jet-disk system in order to see whether and how a global asymetry in the large-scale outflow can be governed by the disk evolution.

2. MODEL SETUP

We model the launching of MHD jets from slightly sub-Keplerian disks, which are initially in pressure equilibrium with a non-rotating corona. We extend our approach of Sheikhnezami et al. (2012) to simulations on a computational domain including *both hemispheres*. This allows us to investigate the *truly bipolar* launching and how the launching symmetry can affect the symmetry characteristics of jet and counter-jet.

We apply the MHD code PLUTO Mignone et al. (2007) solving the time-dependent resistive MHD equations. Again, the simulations are performed in a 2.5-dimensional setup (thus in 3D axisymmetry) applying cylindrical coordinates.

3. RESULTS AND DISCUSSION

We first present jet launching simulations resulting in symmetric bipolar jets. The first example is the evolution of jets following a magnetic diffusivity description which is fixed in time and space (see Sheikhnezami et al. (2012)). This case "b1" serves as reference simulation for this paper, and also allows for a comparison to the onehemispheric simulations of paper I. The inflow-outflow evolution is shown in Fig 1.

Indeed, the outflow evolves perfectly symmetric in both hemispheres for almost 2000 dynamical time steps, until the outer disk starts to deviate from symmetry due to numerical effects. However, even for these late time steps, the inner disk, which is the main jet launching area, is still highly symmetric.

As a next step , we have applied two options for disturbing the disk symmetry - either by a *global* asymmetric initial state, or by a *localized* overpressure (an explosion at certain time).

3.1. An asymmetric disk scale height

Option I is to prescribe an initial disk structure following a global pressure asymmetry in both hemispheres. In our model, we achieve this by applying a different thermal disk scale height for the initial disk in each hemishere. In particular, we have applied $\epsilon = H/r = 0.1$ for the upper hemisphere and $\epsilon = H/r = 0.15$ for the lower hemisphere (called run b2). Consequently, we have a density and a pressure jump across the equatorial plane, $\Delta P/P = 0.2$.

The disk evolution is asymmetric right from the beginning. The disk evolves into a warped structure along the midplane (Fig. 2). The amplitude of the disk warp is



snezami@ipm.ir, fendt@mpia.de

¹ School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran, Iran

 $^{^2}$ Max Planck Institute for Astronomy, Heidelberg, Germany







Figure 1. Time evolution of the bipolar jet-disk structure for reference simulation " b1". Shown is the evolution of mass density (color) and the poloidal magnetic field (contours of poloidal magnetic field w(r, z)) for the flux levels for the dynamical times steps t = 0, 100, 2000.



Figure 2. Time evolution of the bipolar jet-disk structure for simulation with asymmetric height scale. Shown is the evolution of mass density (color) and the poloidal magnetic field linesfor the flux levels for the dynamical times steps t = 0, 100, 2000.

about 1-2 disk scale heights. A series of warps is visible along the disk with warp amplitude of a few local disk scale heights. After about 1000 dynamical time steps the warp amplitudes start to decrease, first along the inner disk while the outer disk still in a warped state.

The disk asymmetry is reflected in the jet evolution. Along with the initial asymmetric disk evolution, the jets launched from the inner disk are asymmetric as well. This is clearly visible in the poloidal magnetic field structure (Fig. ??), but also in the mass fluxes we measure. We also note a different time scale in the jet progagation. The upper jet reaches the grid boundary earlier than the lower jet which is delayed by about $\Delta t = 10\%$ (note that this happens rather early at t < 50).

Figure 3 shows the time evolution of the mass fluxes. Comparing both jet fluxes we find that at early stages, t < 700, the lower outflow carries about 80% of the mass load of the jet into the upper hemisphere. This is the initial outflow period, during which an overall accretion flow has is not yet established. From $t \simeq 700 - 1500$ an asymmetric inflow-outflow system is established. The differences mass fluxes are now about 10%. After $t \simeq 1500$, the difference in the outflow rates decreases, and the inner disk has again established a symmetric structure.



Figure 3. Shown is evolution of the mass ejection rates from the upper (solid) and lower (dashed) disk surfaces (all in code units) for run "b2".



Figure 4. Shown is evolution of the mass ejection rates from the upper (solid) and lower (dashed) disk surfaces (all in code units) for run with a localized asymmetry "b3".

3.2. A localized disk asymmetry in one hemisphere

We start simulation "b3" with a symmetric initial disk structure. As for reference run "b1" the outflows evolve into a symmetric jet-counter jet structure. However, at t = 400, when a quasi steady state of the inflow-outflow structure is reached, we disturb the symmetric disk structure by inserting a localized over pressure in the upper disk hemisphere, which may be considered as a kind of explosion. The injection is localized within a box of size $(\Delta r \times \Delta z) = (1.5 \times 0.4)$ located at (r, z) = (11.25, 1.2), and is switched on for $\Delta t = 20$, corresponding to 0.1 of an orbital period at this radius. The injected material has on average a 20 times higher density and a 2000 times higher pressure compared to the ambient disk material.

The injected material disturbs the disk symmetry as it expands across the disk. The disturbance is slowly advected into the jet launching region. Figure 4 shows the time evolution of the mass fluxes. The ejection rates are integrated along the disk surface between r = 1.5and r = 10 thus inside the radius where the explosion







happens. Still the explosion disturbs the launching site such that we see a 5-10% effect in the outflow mass fluxes. This effect is somewhat delayed from the explosion time since the disturbance needs time to be advected inwards.

However, we observe that the disk asymmetry decays faster than it is advected along the disk into the jet launching area at small disk radii. This is easy to understand.

In summary, although the initially symmetric disk is clearly dirsturbed by the asymmetric explosion, the asymmetry decays faster than it propagates to the inner jet launching site. Thus, the asymptotic, collimated jet, which originates in the inner disk area is only marginally asymmetric, moreover as the main mass flux is launched along the innermost field lines.

4. CONCLUSION

In particular, we have obtained the following results.

(1) A test case with a symmetric setup gave a perfectly symmetric bipolar evolution of disk and outflow for several thousand rotations, until numerical affects by the outer disk boundary condition start to disturb the symmetry of the outermost disk.

(2) We then prescribed an initially asymmetric disk applying a different pressure scale height in both disk hemispheres, $\epsilon_{up} = 0.1$, $\epsilon_{down} = 0.15$.

(3) We then started the simulation with symmetric initial setup, but disturbing the symmetric disk structure by a localized explosion at a certain time when the outflow is already well established.

Acknowledgements We wish to thank We thank the Andrea Mignone and the PLUTO team for the possibility to use their code. S.S. acknowledges the hospitality by the Max Planck Institute for Astronomy. The simulations were performed on the THEO cluster of Max Planck Institute for Astronomy.

REFERENCES

Abell, G. O. & Margon, B. 1979, Nature, 279, 701

- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974, MNRAS, 167, 31P Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., Matsakos, T., Tesileanu, O., Zanni, C., & Ferrari, A. 2007, ApJS, 170, 228 Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, Nature, 371, 46
- Mundt, R. & Fried, J. W. 1983, ApJ, 274, L83 Rhoads, J. E. 1997, ApJ, 487, L1
- Sheikhnezami, S., Fendt, C., Porth, O., Vaidya, B., & Ghanbari, J. 2012, ApJ, 757, 65
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Rayner, J. T. 1998, Nature, 394, 862





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



Pulsation study of KIC2696703 components, a Kepler SB2 Gamma Doradus Pulsator Eclipsing Binary system

A. Samadi Ghadim,^{1,2}A. Tkachenko,² D. M. Jassur,¹ C. Aerts,^{2,3}

¹ Department of theoretical Physics and Astrophysics, Physics Faculty, University of Tabriz, P.O.Box 51664, Tabriz, Iran ² Instituut voor Sterrenkunde, KU Leuven, Celestijnenlaan 200D bus 2401, B-3001 Leuven, Belgium

³ Department of Astrophysics, IMAPP, Radboud University Nijmegen, 6500 GL Nijmegen, The Netherlands

The combination of High-Signal to Noise spectroscopy with a series of Kepler photometry light curves for a nearly full range of four years have been used for the study of Kepler SB2 eclipsing binary KIC2696703 with the period of $P_{orb} \approx 6.0945d$. The asteroseismology studies revealed that the system contains two γ Dor pulsating stars with a $\Delta P = 1934s$ with two series of g-mode patterns mostly included with frequencies of Larger amplitudes and SNR > 4 and $P_{max} \approx 0.97$ and 2.73 d for each star. Splitting frequencies have happened with two $\Delta \nu \approx 0.043$ and $0.077 d^{-1}$ for two stars as a result of rotation with core rotation period of $P_{rot} = 11.64$ and $P_{rot} = 6.50 d$. Best pulsation and consequently binary Model was made base on 3000 prewhitened frequencies with SNR > 2.

PACS numbers: 255

I. INTRODUCTION

Near the intersection of the red edge of the classical instability strip and the main sequence, uncertainties happen for theoretical stellar structure and evolution modeling. Theoretical modeling of the stellar evolution is critically dependent on the chemical composition of the star and the internal mixing processes along with their numerical treatment [19]. This is also more critical for intermediate mass stars, with masses larger than $1M_{\odot}$ and smaller than $2M_{\odot}$, which are inside the transition region of lower mass stars with a fully radiative core and high mass main sequence stars with convective cores.

The evolution of the radiative and convective core, brings in front a significant need of scientific tools which can make the necessary pieces of stellar evolution puzzle complete. Nowadays after MAST [28], COROT [2], [18] and *Kepler* [5], [15] and in the future with Plato and other space missions, providing high precision unprecedented photometry data, asteroseismology of γ Dor pulsators can be a precise approach in calibrating and improving upon the existing stellar structure and evolution theories in the mentioned mass range.

 γ Dor pulsators, located at the transition region on HR Diagram, with masses around 1.4 to 2.5 M_☉ [12], [14], are exhibiting non radial g modes [14] which are so sensitive to conditions in the deep interior of star and are excited by the convective flux blocking mechanism at the bottom of the convective core surrounded by a chemically homogeneous radiative envelope [12], [8]. These group of modes, belonging to γ Dors, mainly of spectral type A and F [13], with convective envelopes, have finite amplitudes moreover in the outer parts of the star and hence can be observed at surface, e.g. [12], [8]. Accordingly, they can offer a detailed profile of their hosting stars. For $n \gg l$ there is an asymptotic relation for g modes pointing out that they are approximately equally spaced in period [25]. They can have multiperiodic oscillations, which in the absence of very large stellar rotations the periods of pulsations can be between 8h to 3 days [4], [19]. Although γ Dor pulsators are very slow rotators, with projected rotational velocity around 50 Km/s-100 Km/s [9], [11], There could be some frequency splitting happened on their Fourier spectrum as the result of their slow rotation. The effective temperature for ZAMS γ Dor pulsators has confirmed to be 7200-7700K which for above it has appeared to be 6900-7500K [13].

The asteroseismic modeling needs the most reasonable and physical parameters for each star in order to help in understanding structure and evolutionary tracks for an extended mass group of stars. Though getting the fundamental parameters like mass of the star independently needs a great effort which is not efficiently possible always. Here plays the main role, Eclipsing Binaries. Nonradial oscillation studies in EBs, combining high precision time series of *Kepler* photometry with high resolution spectroscopic data, at the mean time, enables us to get model independent binary, dynamic and atmospheric properties of both components in a binary system all at once and together. These days, considering the light and radial velocity curves happens with uncertainties below 1% in the best case [23].

II. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

KIC2696703, BD+373347, Kepler magnitude of 9.580, has been labeled a Kepler object of interest, KOI, on









Sampling	<i>LC</i> : 280	μHz
Time span	1470.462245	d
$f_{ m res}$	0.000680	d^{-1}

TABLE I. KIC2696703 Photometry Observations.

MAST^{*} Kepler catalogs, before. Soon after the first spectroscopic considerations, it was inferred by Tkachenko, A. This object is an double-lined eclipsing binary (SB2) rather than a transiting planet. The observational data of KIC2696703 includes space photometry and ground based spectroscopy data. The spectroscopic studies of the target has been studied before by author from different methods,GSSP single and composite Modules, Least square deconvolution profiles, FDBinary and fitting a keplerian orbit RV curves, working on 10 HERMES[†] Spectra which would not discussed in this paper.

KIC2696703 photometry data, includes four year Kepler light curves since May 2009 to April 2013. The Light curves are *Kepler* Long Cadence integrated fluxes for 18 quarters, Q0-Q17. Each of LC light curves contain a series of 270 frames, each including a 6.02 s exposure time and a 0.52 s readout time, with an integration of 29.4 minutes and $\nu_{Nyq} \approx 280 \ \mu Hz$. [1].

III. METHODOLOGY

Pulsation with study started performing a Lomb-Scargle periodogram [1]. Iterative prewhitening was done on Fourier spectrum of target system, where peaks with higher SNR through a box size of 1 c/d were demanded (more details in code and frequency choosing method can be found in [7]. The code has been extended by Péter Papics further). It's noticeable that number of the prewhitened frequencies could be significant in performing a good pulsation model and having the most realistic binary model consequently. As the next step, the frequencies were sorted based on the highest amplitudes to look for pulsation frequencies with both larger amplitudes and SNRs, mostly SNR > 4. For detailed description on error estimation of amplitude, frequency and phase of prewhitened frequencies, based on assumption of white noise in data, one can refer to [20] and [24]. $1/P_{orb}$ and integer multiples of it should be designated to orbital variations be disentangled from variations as a result of pulsation. Here the search was done among the highest amplitude frequencies which have relatively higher SNRs based on $f_{obs} - nf_{orb} > 1/T$, where T is the time span of observations. Where ever

there was a missing frequency to complete the pattern in period regime, the search for frequency was done looking for among the rest of prewhitened frequencies with amplitudes smaller than 300ppm. However, the combination frequencies as a result of nonlinear pulsations can be highly dominant on Fourier spectrum of some γ Dor pulsators as described and confirmed by [16] and [21]. They have used the concluded fact to explain typical skewed non-sinusoidal light curves of most of γ Dor and SPB pulsating stars. 52 frequencies with the most largest amplitude was chosen as the parent frequencies. The possible combinations with parent frequencies were calculated for $nf_i + mf_j = f_k$ and $n + m \leq 4$. Harmonic frequencies detected by having n or m equals with zero. Kepler full 4 year photometry data, connects the width of one frequency peak with Rayleigh limit of 1/T, equals with 0.00068 d^{-1} . Then all possible linear combinations of frequencies under the above condition was compared to be within Rayleigh criterion. As a matter of fact there could be still many combinations with different n and m or different parents, in g-mode region, in effect of the dense frequency spectrum of γ Dor stars. This has lately been admitted by [21], too.

 γ Dor pulsators have the potential to show both g-mode and solar like p-mode pulsations, as they are located in high mass end of main sequence where solar like pulsations can happen also [1]; for this reason the Fourier spectrum of KIC2696703 was divided in small sections to closely look for g-mode and p-mode frequencies. Due to different noise levels in higher frequency and lower frequency segments of spectrum, a careful study of spectrum was done in several small segments of some cycles per days, not to lose any information on probable p-modes in frequency range higher than 2.5 $\frac{c}{d}$. Statistical calculations was done to check the number of frequencies with amplitudes higher than a special value which has inferred iteratively.

Due to asymptotic theory of pulsations high order gmodes, $n \gg l$, are equidistantly sequenced in period and spacing $\Delta P = P_{n+1} - P_n$, decreases with increasing l, [25], where n is the radial order and l is the mode degree. Hence forth the Fourier spectrum was converted from frequency-amplitude to period-amplitude so that we can detect possible period patterns among g-modes. The histogram of pairwise period differences, was carefully checked and presented initially to have an estimation on the dominant period spacing using some trial-and-error. Indeed the histogram has been plotted for the differences between $400 \ll \Delta P \ll 5000$ sec. The concentration on period spacings average ranges, helped in extracting two series of g-modes. Relating the g-mode patterns to a special component in binary was made possible by taking the advantage of splitting frequencies as a result of rotation. Nevertheless deviations from a constant ΔP , showing off it self in calculations of period spacings of g-modes, contain information on the chemical composition gradient







^{*}Mikulski Archiev for Space Telescope

 $^{^{\}dagger} http://www.mercator.iac.es/instruments/hermes/$





left by a convective core evolving on main sequence [19]. There are periodic dips in the period spacing diagram versus period for high order g-modes which implies to the size of convective core and the stratification structure in target stars and the mixing processes which can change the chemical composition gradient during the evolution, [19] and [1].

It was discussed by [17] for a uniformly rotating star Coriolis effect can split the frequencies in a way that

$$\nu_{nlm} = \nu_{nl0} + m(1 - C_{nl})\frac{\Omega}{2\pi}$$
(1)

where ν_{nlm} is the observed frequency and ν_{nl0} is the unperturbed central frequency of the multiplet with m = 0. Here Ω is the angular velocity and $\Omega/2\pi$ corresponds to a rotation frequency. Triplets were detected as a result of slow rotation for both stars with two different $\Delta \nu$. Some deviations from a constant frequency spacing were come around both quantities. This was expected from the fact that Ledoux constant, C_{nl} has a small dependency radial order n [3]. Happened splittings are non-symmetric around m = 0, central frequency, which could be the case when second order rotational effects [22] or magnetic splitting [10] are getting involved. The different two $\Delta \nu$ quantities helped to discriminate between g-modes of two stars which we Labeled them A and B, the small splitting was related to the primary and the reverse for secondary star B. The rotation period now can be estimated on the $\Delta \nu$ values and the multiplets. For g-modes the Ledoux constant equals with $C_{nl} = \frac{1}{l(l+1)}$. [4] concluded that Period spacing can't be constant any more as the star rotates. Its average value through a pulsation process can be changed with increasing period. Similar results has been detected for some targets in [3] and [26,27].

The photometry study was started with period estimation of the binary system. The estimation was done by extracting out the inside eclipses data points considering 100 days of the light curve. Hence, each data in time series, which happened at the minimum brightness, was taken to calculate the time difference estimation with the point in the same case for the next eclipse. The time differences was averaged and further the period estimation was concluded in $P_{\rm orb} \approx 6.09445$ days. Fourier spectrum of KIC2696703 photometry light curve on the whole time span of the observations shows that there aren't any considerable feature as high amplitude peaks in higher frequency part of the Fourier spectrum. Thus it can be inferred that the primary and the secondary stars are just pulsating with lower frequencies, smaller than 3 c/d. Studying the spectrum in small c/d sections convinced us to believe there are no p-mode pulsations for both components in the absence of any considerable higher frequency peaks.

Prewhitening was done three times with SNRs: 4, 3, and 2 within the box size of one c/d. The final output contains 3000 peaks with $SNR \ge 2$. 198 frequencies with

the amplitudes higher than 300 ppm were chosen for pulsation study which SNR for all of the list are mostly $SNR \ge 4$, which satisfies [6] criterion, where there are frequencies in the amplitude range, $Amp \ge 300$ ppm, but 2 < SNR < 4.

There were only six frequencies found to be the multiple of orbital frequency, $f_{orb}=0.1641~d^{-1}$. None of these frequencies take part in g-mode patterns, except for $f_{73}\approx 9f_{orb}$ and $f_{120}\approx 4f_{orb}$. They are related to g-mode patterns for stars A and B, respectively. Three of these frequencies have SNR<4 and those three which settle in g-mode patterns have larger SNRs.

Twelve groups of frequency splitting were detected. There were two series of frequency splitting which appeared with $\Delta \nu_{ave} \approx 0.04293 \ d^{-1}$ and $\Delta \nu_{ave} \approx 0.07695 d^{-1}$ and could be related to primary (A) and secondary (B) components, respectively. There are some deviations from a constant $\Delta \nu$ for both stars with the standard deviations of $\sigma_A \approx 0.0047$ and $\sigma_B \approx 0.0032$. The core rotation period was then calculated based on triplets approximately equals with 11.64 d for primary and 6.50 d for the secondary, which is around the P_{orb} and we expect it before from the spectroscopy studies. Échelle period diagram confirms the presence of triplets which has been distorted a bit by rotation. Similar effects were seen before on [3] Figures 3 and 2. With the rotation periods in hand for primary and secondary components, now we can estimate the range of $v \sin i$ for both stars assuming that the typical radius for this kind of pulsators is about $\frac{R}{R_{\odot}} = 1.5$. Keeping in mind the mathematical principle of $\sin i \leq 1$ with $P_{rot} = 11.64$ for the Primary the projected rotational velocity needs to be $v \sin i \le 6.50$ and the reverse for the secondary, $v \sin i \le 11.65$. The estimated ranges of $v \sin i$ brings out an inclination about 85° for the system configuration.

Fifty two highest amplitude frequencies, f_{146} to f_{198} , with the amplitudes higher than 600 ppm were concerned as parent frequencies. In order to detect frequencies, f_k , to be possible combinations of parent frequencies, f_i and f_j . Harmonics of the parent frequencies was detected concerning n or m equals with zero and $n + m \leq 3$. It's important to note that all the rotational splitting frequencies, except f_{77} and f_{115} , are either among the parent frequencies or are a combination or multiple of them (harmonic frequencies).

The study continued with looking for pulsation frequencies in lower frequency part of the spectrum. The more significant and largest amplitudes happen for frequencies between 0.45 – 0.8 d^{-1} . Looking for g-modes initially done with the largest amplitude prewhitened frequencies. The highest peaks in frequency spacing in the histogram of spacings happens for the range 1950-2000 seconds. The other significant peak happens between 650-700 seconds. Two patterns for g-modes in period regime were detected with $\Delta P_{aveB} = 654.9242 \ s$ and







 $\Delta P_{aveA} = 1975.203~s.$ Where ever the number of frequency is not implied, the frequency is among the list with amplitudes smaller than 300 ppm. Discriminating between the g-modes of two components was done by comparing the frequencies with the ones which took part both in rotational splitting and g-mode patterns. The period spacing doesn't show any descending (prograde) or ascending (retrograde) trend with increasing period except in some short period intervals with retrograde modes for larger frequencies. The échelle diagram for both stars were performed with the period modulo of $\Delta P = 1934~s.$ The marker size has set to $10^3 \sqrt{Amp_i}$ with i = 1 - 117 implies to number of g-modes.

IV. CONCLUSION

The Fourier spectrum study of KIC2696703 contains a short number of frequencies which are multiple of orbital frequency. This confirms weak effect of orbital eccentricity of the system on the pulsations and implies to a circular binary orbits which has inferred from spectroscopy too, $e = 0.0223 \pm 0.0007$. It seems that splitting multiplets are not happening symmetric around m = 0. At most splitting patterns the m = 0 owes a smaller amplitude than $m = \pm 1$. Here the second-order asymptotic theory and magnetic field effects could get involved through pulsation processes. The estimated ranges of $v \sin i$ inferred from rotational splitting gives an inclination about 85° for the system configuration. Two patterns for g-modes in period regime were detected with $\Delta P_{aveB} = 654.9242 \ s$ and $\Delta P_{aveA} = 1975.203 \ s$. The periodic dips on period spacing patterns, Figure ?? can imply to existence of sharp features in chemical structure gradient at the base of convective layers close to the cores of companion stars where g-modes are excited, [19]. However, the period spacing oscillates around a mean spacing value, mentioned above. It seems that the rotation doesn't affect modes' frequency so significantly. The échelle diagram confirms the most of pulsation modes are zonal modes. The pattern is distorted a bit as the result of slow rotation for both stars. The low amplitudes of not distorted zonal modes (m = 0) show that the inclination angle of the system observed should be very close to the lowest limit of the necessary inclination angle in an eclipsing binary $\approx 80^{\circ} - 85^{\circ}$.

Acknowledgements This research is based on the data gathered with NASA's Discovery mission *Kepler* with the HERMES spectrograph, installed at the Mercator telescope, operated on the island of La Palma by the Flemish Community, of the spanish observatorio del Roque de Los Muchachos of the Instituto de Astrofícia de Canarias and supported by the Fund for Scientific Research of Flanders (FWO), Belgium, the research Council of KU Leuven , Belgium, The Fonds National de Recherche Scientific(F.R.S.-FNRS), Belgium, the royal

Observatory of Belgium, the Observatoire de Géneve, Switzerland, and the Thueringer Landssternwarte, Tautenburg, Germany.

- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., Kurtz, D. W., 2010, Asteroseismology, Astronomy and Astrophysics Library, Springer Berlin Heidelberg
- [2] Baglin, A., The COROT Team, 2006, in ESA Special Publication, Vol. 624, Proceedings of SOHO18 / GONG 2006 / HELAS I, Beyond the Spherical Sun
- [3] Bedding, T. R. *et al.* 2014, EPJ Web of Conferences, 101, 2015
- [4] Bouabid, M. P. et al., 2013, MNRAS, 429, 2500
- [5] Borucki, W. J. et al., 2010, Sci, 327, 977
- [6] Breger, M. et al., 1993, A & A, 271, 482
- [7] Degroote, P. et al., 2009, A & A, 506, 471
- [8] Dupret, M. A. *et al.*, 2005, A & A, 435, 927
- [9] Fukuda, I. *et al.*, 1982, PASP, 94, 271
- [10] Goode, P. R. *et al.*, 1992, APJ, 395, 307
- [11] Groot, P. J. et al., 1996, A & A S, 118, 545
- [12] Guzik, J. A. *et al.*, 2000, ApJ, 542, L57
- [13] Handler, G. 1999, MNRAS, 309, L19
 [14] Kave, A. B. *et al.*, 1999, PASP, 111, 840
- [14] Kaye, A. B. et al., 1999, FASF, 111, 840
 [15] Koch, D. G. et al., 2010, APJS, 713, L79
- [16] Kurtz, D. W. *et al.*, 2015, MNRAS, 450, 3, 3015-3029
- [17] Ledoux, P. 1951, APJ, 114, 373
- [18] Mathias, P. et al., 2006, Meorie della Societa Astronomica Italian, 77, 470
- [19] Miglio, A. et al., 2008, MNRAS, 386, 1487
- [20] Montgomerey, M. H. et al., 1999, Delta Scuti Star Newsletter, 13, 28
- [21] Pápics, P. I. et al., 2015, APJ, 803, L25
- [22] Saio, H. 1981, APJ, 244, 299
- [23] Southworth, J. et al., 2005, MNRAS, 363, 529
- [24] Schwarzenberg-Czerny, A. et al., 2003, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 292
- [25] Tassoul, M. et al., 1988, APJS, 43, 469
- [26] Van Reeth, T. et al., 2015a, A & A, 574, A17
- [27] Van Reeth ,T. et al., 2015b, APJS, 218, 27
- [28] Walker, G. et al., 2003, PASP, 115, 1023





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان





Figure 5. Deviations from constant frequency splitting for star A and B in g-mode range of frequencies. This was expected from the fact that the Ledoux constant, C_{nl} has a small dependency radial order *n*.



Figure 6. The histogram of pairwise period differences plotted for $500 \ll \Delta P \ll 5000$. Here vertical axes is the value of the probability density function at the bin, normalized such that the integral over the range is 1. The number of bins have been chosen to be 50.



Figure 7. Complete series of period spacing separately for each component in the binary system of KIC2696703. Top panel: Fourier spectrum in gmode range; Red and Blue colors are related to the frequencies in patterns for each star. The average period spacing for the Blue pattern is $\Delta P_{aveA} =$ 1975.203 *s* and for the red is $\Delta P_{aveB} = 654.9242 s$. The frequencies in black are the 198 largest amplitude prewhitened frequencies and the ones in grey are the frequencies with amplitudes between 100 - 300 ppm.



Figure 8. The échelle diagram for both stars were performed with the period modulo for $\Delta P = 1934 \ s$. The marker size has set to $10^3 \sqrt{Amp_i}$ for each frequency in pattern. The triplets could clearly be seen on the diagram. The pattern is distorted a bit as the result of rotation.





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



 ΔP sec Sta

A

A A A

A

A A A

A A $f_{197} = f_{149}$

 $m = 0; f_{172} - f_{162}; f_{156} + f_{146}$ $f_{168} - f_{166}; f_{181} + f_{180}$ m = 1m = 1

> m = 1m = 0

m = 0m = 0m = -1m = 1

 $f_{175} - f_{170}$ $f_{186} - f_{191}; f_{165} - f_{149}$ m = -1

m = 0

 $m = -1; f_{166} - f_{148}$

 $\begin{array}{c} f_{171}-f_{148} \\ f_{184}-f_{180} \end{array}$

 $\begin{array}{l} f_{174} - f_{146} \\ f_{169} - f_{182} \\ f_{177} + f_{188} \\ f_{192} - f_{157} \end{array}$

 $\begin{array}{ccc} f & \phi & S/N & \mathbf{P} \\ d^{-1} & 2\pi/\mathrm{rad} & d^{-1} & d \end{array}$

 0.6561
 0.4335
 3.067
 1.52.9
 216.44

 0.6466
 0.413
 2729
 1.54.44
 194.81

 0.6466
 0.413
 3.386
 1.3725
 2.33.64

 0.6220
 0.323
 3.886
 1.3221
 164.44

 0.6169
 0.4799
 3.284
 1.620
 203.13

 0.6069
 0.3138
 4.562
 1.6594
 1374.1

 0.6070
 0.3138
 4.562
 1.6594
 1375.1

 0.5900
 0.3138
 4.561
 1.6594
 1.579
 1662.5

 0.5700
 0.6384
 0.315
 1.616
 1.5494
 10.55
 1.6794
 10.55

 0.5780
 0.0426
 3.587
 1.735
 1.645.3
 1.718
 10.53

 0.5781
 0.0426
 3.430
 1.501
 1.7179
 1062.5
 1.553
 1.672
 12.819
 12.771
 165.3
 3.553
 1.672
 12.819
 12.771
 12.553
 1.553
 1.672
 12.819
 12.157
 12.553
 1.553

Table 2. Detected 12 groups of frequency splitting for both stars. There are two different frequency splitting groups with $\Delta v \approx 0.04293 d^{-1}$ and $\Delta v \approx 0.07695 d^{-1}$ Which labeled with primary (A) and secondary (B). Where ever the number of frequency is not labeled, it refers to lower amplitude list of prewhitened frequencies(with Amp < 300 ppm) which is not listed here to avoid filling the paper with numbers.

f_n	$\int_{d^{-1}}^{f}$	Amp	Δf d^{-1}	$\epsilon_{\Delta f}$	S/N $2d^{-1}$	Star
	<i>u</i>	ppm	u		20	
fiii	0.42906	465.68			3.53	A
f_{160}	0.46529	740.61	0.0362	4.187×10-4	5.11	A
f174	0.50759	982.79	0.0423	3.940×10 ⁻³	6.48	Α
f177	0.47555	1139.6			8.55	Α
f_{184}	0.51946	1500.8	0.0439	6.080×10 ⁻⁵	10.4	Α
f_{187}	0.55883	1676.1	0.0393	2.228×10^{-4}	11.4	Α
f181	0.48620	1440.1			8.58	А
f133	0.53145	540.40	0.0452	1.444×10^{-4}	4.56	Α
f_{186}	0.57208	1662.0	0.0406	1.437×10^{-4}	10.6	Α
fier	0.51304	707.78			4.69	А
f135	0.55247	559.05	0.0394	2.189×10^{-4}	4.30	A
f ₁₉₃	0.58671	2489.7	0.0342	5.434×10^{-4}	14.2	A
fue	0 59003	0801.5			40.1	4
J 198	0.59005	457.78	0.0454	1.587×10^{-4}	4 09	4
f107	0.68141	7964 /	0.0459	1.861×10^{-4}	37.9	Å
J 197	0.00141	7504.4	0.0457	1.001×10	51.5	A
f196	0.69371	7379.5			36.0	Α
f53	0.73396	352.10	0.0402	1.678×10^{-4}	3.57	Α
f170	0.78504	870.74	0.0510	5.093×10-4	6.11	Α
f195	0.70668	5175.6			27.9	А
f171	0.74926	917.52	0.0425	2.182×10^{-4}	6.19	Α
f_{182}	0.79806	1467.6	0.0487	3.663×10 ⁻⁴	9.87	Α
fun	0 71885	445.18			3.85	А
f101	0.75909	2394 7	0.0402	1.682×10^{-4}	14.5	A
f143	0.81033	587.22	0.0512	5.192×10^{-4}	4.51	A
	1.0261	2012.0			12.0	р
J189	1.0004	2015.9	0.0776	0.024.10-5	12.8	D
J122	1.1094	000.52	0.07/6	8.824×10 -	4.59	в
J172	1.1800	980.32	0.0794	5.080×10	0.78	Б
f_{183}	1.2714	1474.4			11.9	в
Ĵ167	1.3491	814.21	0.0733	4.559×10 ⁻⁴	6.77	в
	1.4285	209.21	0.0705	7.997×10-4	2.90	в
f ₁₈₅	1.2818	1507.2			11.9	в
f154	1.3630	670.58	0.0811	5.211×10-4	6.79	в
f_{136}	1.4405	560.33	0.0775	7.346×10 ⁻⁵	5.51	В
fue	1.2967	784.22			6.77	в
3 103	1 3733	1286.0	0.0765	4.735×10^{-5}	11.9	в
£170						

Table 3. frequencie	s which f	orm g-mod	e patterns.							Table 4. frequencies which fo	rm g-mode	e patteri
	fn	Amp ppm	d^{-1}	ϕ $2\pi/rad$	d^{-1}	P d	ΔP sec	Star	comment	f_{π}	Amp ppm	d^{-1}
	fue	478 49	1.4899	.0 4454	4 877	0.6711				f121	496.23	0.650
	172	379.88	1.4769	-0.2686	4.243	0.6770	511.18				184.24	0.646
	f17	311.94	1.4648	0.3557	3.894	0.6826	484.36			f107	457.78	0.635
	<i>f</i> 41	580.34	1.4528	0.2624	5.501	0.6883	487.74			f120	491.33	0.628
	f136	560.33	1.4405	-0.0420	5.510	0.6941	505.34	В	m = 1	J66	368.62	0.610
		209.21	1.4285	-0.2793	2.903	0.7000	505.37	В	m = 1	6	470.22	0.602
		226.35	1.4155	0.1197	3.214	0.7064	555.71			1112	217.30	0.596
	J152	1186.7	1.4005	-0.0308	0.190	0.7140	657.74			f198	9891.5	0.590
	f178	1286.0	1 3733	-0.3595	11.94	0.7281	556 55	R	m = 0	f80	404.61	0.581
	fun	444.40	1.3615	0.0917	5.107	0.7344	546.76	-	$f_{170} + f_{161}$	f161	769.42	0.576
	f167	814.21	1.3491	0.4942	6.778	0.7412	583.90		2110 - 2101	f186	1662.0	0.572
		172.29	1.3328	0.2918	2.756	0.7502	782.86			f153	663.14	0.565
		138.11	1.3210	-0.0643	2.798	0.7569	575.37			f187	1676.1	0.558
		283.77	1.3103	-0.4389	3.452	0.7631	533.86			1138	7811.0	0.554
	f163	784.22	1.2967	0.1442	6.772	0.7711	692.30	B	m = -1	J 162	297.62	0.535
	J185	1507.2	1.2818	0.1924	11.96	0.7800	775.43	B	m = -1	fun	5404.0	0.531
	J183	1474,4	1.2714	0.1222	5 108	0.7805	071.05	D	$m = -1; 2J_{107}$	f35	326.42	0.525
	3106	282.72	1 2381	0.1408	3.031	0.8076	858.40		$J197 \pm J186$	f184	1500.8	0.519
		213.64	1.2254	0.2005	2.926	0.8160	718.81			f156	707.78	0.513
	f75	385.10	1.2132	0.0186	3.815	0.8242	712.01		$f_{196} + f_{184}$	f174	982.79	0.501
	f91	427.10	1.2009	-0.2651	4.614	0.8326	728.31		$f_{197} + f_{184}$	fio	308.92	0.501
	f62	362.24	1.1891	-0.0296	3.895	0.8409	713.39		$f_{197} + f_{174}$	J145	5997.8	0.498
	f172	980.52	1.1800	-0.3376	6.781	0.8474	562.13	В	m = 1	J129	1440.1	0.491
	f32	323.57	1.1693	0.0024	3.454	0.8551	669.33		$f_{196} + f_{177}$	/136 f29	321.44	0.480
	J39	329.48	1.1569	-0.1298	3.885	0.8643	791.81		J ₁₉₄ + J ₁₆₀	f177	1139.6	0.475
	J36	320.83	1.1489	0.2426	4 977	0.8703	551 73		$\approx I_{Jarb}; J_{183} - J_{146}; J_{196} + J_{165}$		294.68	0.470
	J 109	284.94	1.1348	0.0820	3 191	0.8707	382.41		7171 + 7157	f160	740.61	0.465
	f47	372.14	1.1284	-0.2170	4.075	0.8862	437.88		$f_{120} + f_{144}$		188.98	0.460
	3.07	280.03	1.1207	0.3422	3.034	0.8922	526.19		5110 - 5148	f165	804.14	0.455
	f122	501.51	1.1094	0.4105	4.393	0.9013	780.21	B	m = 0	6.	229.91	0.452
	f73	379.95	1.0974	-0.3128	3.843	0.9111	852.81		$\approx 9 f_{orb}$	J176	188.48	0.441
	f37	326.92	1.0853	-0.0021	3.343	0.9213	875.47			f122	980.66	0.431
	<i>f</i> 56	352.80	1.0735	0.4864	3.511	0.9315	880.91			5115	167.62	0.433
	J127	207.20	1.0655	0.4497	2.071	0.9384	780.24			fm	465.68	0.429
		330.08	1.0352	-0.3540	3.462	0.9470	727.00		$f_{159} = f_{148}, f_{198} \pm f_{160}$		158.91	0.425
	144 fiyo	2013.9	1.0361	0.2819	12.88	0.9650	781.52	В	m = -1		299.37	0.421
	f49	343.55	1.0280	0.0585	3.508	0.9726	656.51		$3f_{145}; f_{155} \pm f_{155}; f_{175} \pm f_{173}$		264.88	0.418
											172.43	0.410
	f49	343.55	1.0280	0.0585	3.508	0.9726			$3f_{146}$; f_{186} + f_{165} ; f_{198} + f_{173}	far	529.00	0.406
		212.54	1.0086	-0.4385	2.847	1.0086	2272.4			/131 /14	310.19	0.402
	£45	340.37	0.9820	0.0057	3.483	1.0182	2323.7		$2f_4$; $f_{198} + f_{157}$	f142	584.12	0.399
		232.44	0.9621	-0.3189	2.897	1.0393	1820.5				274.22	0.395
		1/0.15	0.9567	0.2310	2.719	1.0032	2254.5			f157	712.25	0.392
		226.67	0.8889	0.1950	2 784	1 1249	2883.0				200.10	0.381
	fm	316.20	0.8714	0.3092	2.913	1 1475	1952.4		$2 f_{100}$: figs $\pm f_{100}$	f113	470.77	0.384
	3.00	230.60	0.8502	-0.3759	2.756	1.1761	2476.2		31013111 3240	6	280.95	0.382
		153.58	0.8354	-0.2827	2.781	1.1969	1790.8			5139 for	431.56	0.374
		179.90	0.8172	-0.0317	2.730	1.2236	2310.6			fea	429.09	0.372
	f_{182}	1467.6	0.7980	0.076	9.876	1.2530	2537.4	Α	$m = 1; 2f_{142}$	200	257.70	0.369
	f170	870.74	0.7850	0.172	6.113	1.2738	1795.3	А	m = 1	f82	406.92	0.366
	J166	812.58	0.7729	-0.201	5.495	1.2937	1720.2					
	J192	2394.7	0.7590	-0.588	6 100	1.3173	2042.8	A	<i>m</i> = 0			
		352.10	0.7492	-0.018	3 579	1.3540	2404.6	A	m = 0 m = 0; fug = fug + fug			
		445.18	0.7188	0.018	3.857	1.3911	2475.0	A	$m = -1; f_{152} - f_{197}; f_{196} + f_{140}$			
	f195	5175.6	0.7066	0.234	27.91	1.4150	2069.0	Α	m = -1			
	f196	7379.5	0.6937	0.418	36.04	1.4415	2285.6	A	m = -1			
	f_{197}	7964.4	0.6814	0.162	37.90	1.4675	2247.9	A	m = 1			
	f190	2053.3	0.6695	-0.305	13.10	1.4936	2256.0					







نقش هندسهٔ میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس در ساختار دینامیکی شاره های برافزایشی داغ

مریم صمدی مجرد و شهرام عباسی

دانشگاه فردوسی مشهد

چکیدہ

با در نظر گرفتن جمله نیروی مغناطیسی در معادله حرکت و استفاده از معادله القا، می توانیم اثرات دینامیکی آن را بر ساختار داخلی و فوتوسفر سیستم برافزایشی مطالعه نماییم. هندسه میدان را با سه حالت ممکن یعنی تقارن فرد، تقارن زوج و نامتقارن حول استوا می نویسیم. در دو حالت متقارن، ساختار دینامیکی شاره نیز متقارن نتیجه می شود اما در مورد سوم، شاره نیز به تبعیت از میدان خارجی به شکلی ظاهراً نامتقارن متمایل می شود.

مقدمه

موتور بسیار قوی در بسیاری از پدیده های شگرف شناخته شده در گیتی، فرآیندی به نام برافزایش است که بسیار مؤثرتر از نیروی هسته ای عمل می کند که البته هرچقدر جسم مرکزی متراکم تر (همچون ستاره نوترونی، سیاهچاله) باشد بازدهی آن چشمگیرتر می شود. در رده ای از این سیستم ها با نام شاره های برافزایشی پهنرفت غالب، انرژی تولید شده ناشی از فرآیند مذکور با توجه به ضخامت اپتیکی زیاد،راهی به بیرون نیافته و درون محیط محبوس می شود به همین دلیل آنها را با نام شاره های برافزایشی تابشگر ناکارآمد نیز می خوانند[5]. عوامل بسیاری در دینامیک این محیطها تاثیرگذارند که از جمله آنها میدان مغناطیسی است. میدان مغناطیسی به عنوان منشا تلاطم در این سیستم ها (در مدل و شکسانی) مطرح شده است. عقیده بر آنست که از قبال تکانه زاویهای به سمت بیرون از قرص برافزایشی به عملکرد (چه مستقیم و چه غیرمستقیم) میدان مغناطیسی باز می گردد. در این میان، برون ریزش مواد می تواند یکی از خاستگاههای مهم در مطالعه میدان مغناطیسی بزرگ مقیاس باشد که بسته به پیکره بندی آن در استوای قرص می تواند باعث تقویت و یا تضعیف برون ریزش مواد شود [1].

معادلات يايه

یک شارهٔ پایای (0 ≡ 10/6) تقارن محور(0 ≡ 0/6¢) داغ را در مختصات کروی (r,θ,φ) نظر می گیریم. میدان گرانشی را تنها ناشی از جسم مرکزی فرض می کنیم همچنین از خودگرانشی شارهٔ برافزایشی و اثرات نسبیتی صرفنظر می کنیم. معادلات پایهٔ سیستم متشکل از معادلات پیوستگی، حرکت و معادلهٔ القاء است. معادلهٔ پیوستگی (۱)، معادلهٔ بقاء تکانه (۲) که در آن D/Dt = ∂/∂t + V.T و نهایتاً قانون القای فارادی(۳):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \vec{V} \right) = 0, \tag{1}$$

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}p - \rho \; \vec{\nabla}\phi + \vec{F}^{\nu} + \frac{1}{c} \left(\vec{J} \times \vec{B}\right), \tag{(Y)}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \left(\vec{V} \times \vec{B} - \eta \vec{\nabla} \times \vec{B} \right), \tag{(4)}$$








 $q_{adv} = q_{+} - q_{-} = fq_{+}, \ \phi$ پتانسیل گرانشی، \vec{V} بردار سرعت و \vec{B} بردار میدان مغناطیسی است. معادلهٔ انرژی ϕ پتانسیل گرانشی، \vec{V} بردار سرعت و \vec{P} بردار میدان مغناطیسی است. معادلهٔ انرژی ϕ پتانسیل گرانشی، \vec{V} بردار سرعت و \vec{P} بردار میدان مغناطیسی است. معادلهٔ انرژی q_{-}, ϕ_{+} بردار q_{adv} و q_{-}, q_{+} است که در آن ب q_{-}, q_{-} و q_{-}, q_{-} به ترتیب عبارتند از: آهنگهای گرمایش، سرمایش و پهنرفت و f پارامتر پهنرفت است که نشاندهندهٔ کسری از انرژی تولید شده در سیستم است که در قرص باقی می ماند[5].

در این تحقیق فرض می کنیم که تنها مؤلفهٔ φr تانسور تنش وشکسانی مهم است که $T_{r\varphi} = vp \ r\partial(V_{\varphi}/r)/\partial r$ از رابطهٔ $T_{r\varphi} = Vp \ r\partial(V_{\varphi}/r)/\partial r$ این تحقیق فرض می کنیم که تنها مؤلفهٔ φr تانسور تنش وشکسانی مهم است که $T_{r\varphi} = V_{r\varphi} \ r/\rho V_{\varphi}/r$ این $V = \alpha \ r/\rho V_{K}(p+p_{m})$ بدست می آید که در آن V ضریب وشکسانی و $V_{K} = \sqrt{GM/r}$ سرعت کپلری است و $p_{m} = B^{2}/8\pi$ فشار مغناطیسی است و برای η داریم؛ $\eta = \eta_{0}r/\rho V_{K}(p+p_{m})$ که در آن η_{m} یک مقدار ثابت است. می توان با روش ساده خودمشابه به حلهای تقریبی این معادلات رسید. در این روش وابستگی کمیات فیزیکی سیستم نسبت به مختصهٔ شعاعی مطابق روابط زیر در نظر گرفته می شود:

 $\rho \propto r^{-n} , \quad V_i \propto r^{-1/2}, \quad p \propto r^{-n-1}, \quad B_i \propto r^{-(n+1)/2} \quad (\varepsilon)$

معادلات نهایی با وجوداستفاده از جوابهای خودمشابه، غیرخطی خواهند بود که در بخش بعد به حل عددی آنها می پردازیم[1]. **شرایط مرزی**

با فرض تقارن حول صفحهٔ استوایی قرص و اینکه کمیات ρ , p, ρ و $\sqrt[q]{v}$ همگی توابعی زوج از θ هستند یعنی تحت تبدیل θ به $\theta - \pi$ تغییر v_{ρ} میران حول صفحهٔ استوایی قرص و اینکه کمیات v_{ρ} , p, ρ و $\sqrt[q]{v}$ همگی توابعی زوج از θ هستند یعنی تحت تبدیل θ به $\theta - \pi$ تغییر علامت نمی دهند، داریم: $0 = 0 = \frac{d\rho}{d\theta} = \frac{d\rho}{d\theta} = \frac{d\rho}{d\theta}$. در کل برای ساختار میدان مغناطیسی، دو شکل متقارن وجود دارد یکی با تقارن فرد و دیگری با تقارن زوج[2,3].

الف– میدان مغناطیسی متقارن فرد

در ابتدا، میدان مغناطیسی را با تقارن فرد (که مطابق با منشأ دینامو است) فرض می کنیم. در ترکیب فرد میدان مغناطیسی داریم در ابتدا، میدان مغناطیسی را با تقارن فرد (که مطابق با منشأ دینامو است) فرض می کنیم. در ترکیب فرد میدان مغناطیسی داریم $B_{\mu}(\pi - \theta) = +B_{r}(\theta)$, $B_{\theta}(\pi - \theta) = -B_{\theta}(\theta)$, $B_{\phi}(\pi - \theta) = +B_{\phi}(\theta)$ می کنیم اما برای تقارن فرد میدان مغناطیسی باید روی استوا، مولفهٔ B_{θ} صفر باشد بنابراین 0 = 0 و برای دو مولفهٔ دیگر می توانیم از روابط $B_{\theta 0} = -\sqrt{8\pi\beta_{\sigma 0}p_{0}}$ و برای دو مولفهٔ دیگر می توانیم از روابط B_{μ}



 $n = 1.2, \ \alpha = \eta_0 = 0.1, \ f = 0.5, \ \gamma = 3/2$ شکل ا : تغییرات مولفهٔ شعاعی سرعت بر حسب زاویهٔ قطبی در حضور میدان مغناطیسی با تقارن فرد، با فرض 2/2 $\gamma = -1.2, \ \alpha = \eta_0 = 0.1, \ f = 0.5, \ \gamma = 3/2$









ب– میدان مغناطیسی متقارن زوج

برای میدان مغناطیسی با تقارن زوج حول استوا داریم: $B_{\rho}(\pi - \theta) = -B_{\rho}(\theta), B_{\theta}(\pi - \theta) = +B_{\theta}(\theta), B_{\phi}(\pi - \theta) = -B_{\phi}(\theta)$. بنابراین مولفه های شعاعی و سمتی میدان در استوا باید صفر باشند و تنها مولفهٔ نصف النهاری میدان به صورت $B_{\theta 0} p_{0} = \sqrt{8\pi\beta_{\theta 0}p_{0}}$ ، میدان مغناطیسی کل را می شعاعی و سمتی میدان در استوا باید صفر باشند و تنها مولفهٔ نصف النهاری میدان به صورت $B_{\theta 0} p_{0} = \sqrt{8\pi\beta_{\theta 0}p_{0}}$.



 $n=1.2, \ lpha=\eta_0=0.1, \ f=0.5, \ \gamma=3/2$ شکل : تغییرات مولفهٔ شعاعی سرعت بر حسب زاویهٔ قطبی در حضور میدان مغناطیسی با تقارن زوج، با فرض

ج- میدان مغناطیسی نامتقارن

برای آنکه شرط مرزی لازم را برای این حالت بیابیم باید از متقارن بودن قرص حول θ=π/2،که همان محل قرارگیری استوای قرص است، استفاده کنیم در نتیجه خواهیم داشت:

$$\frac{dB_{\varphi}}{d\theta}|_{0} = (n - \frac{1}{2})B_{r0}$$
(5)











شکلm : تغییرات مولفهٔ شعاعی سرعت بر حسب زاویهٔ قطبی در حضور میدان مغناطیسی نامتقارن حول استوا، با فرض $n=1.2,\; lpha=\eta_0=0.1,\; f=0.5,\; \gamma=3/2$

نتيجه گیری

با حل کامل دستگاه معادلات دیفرانسیل و رسم نمودارها (مطابق شکل۱) می توان نتیجه گرفت که شرط لازم برای وقوع برونریزش در حضور میدان مغناطیسی ای با تقارن فردآنست که β_{ro} بصورت قابل ملاحظهای کوچکتر از β_{φ0}باشد (یا β_{φ0}∞ 0.1B) . بطور کلی مولفهٔ شعاعی میدان مغناطیسی مانعی در مقابل راهیابی مواد به خارج از قرص ایجاد می کند.

در شکل ۲ مشاهده می نماییم که سرعت شعاعی با مولفهٔ نصف النهاری میدان، نسبت مستقیم دارد ولی با مشتق مولفه سمتی میدان در استوا، نسبت عکس را نشان می دهد.

اما اگر میدان مغناطیسی ترکیبی از هر دو حالت زوج و فرد (و به عبارت دیگر نامتقارن مطابق شکل ۳) حول استوای قرص باشد، باعث نامتقارن شدن کلی قرص می شود بطوریکه نیم پهنای قرص در بالای استوا متفاوت با پایین استوا خواهد بود. و نکته چشمگیر که در این شرط مرزی رخ می دهد آنست که یک میدان مغناطیسی نامتقارن می تواند باعث برون ریزش مواد در یک سمت استوای قرص شود اما از سوی دیگر، مانع برون ریزش مواد در سمت دیگر استوا شود!



1. Jiao C. L., Wu X. B., 2011, *ApJ*, **733**, 112

2. Lovelace R. V. E., Mehanian C., Mobarry C. M., Sulkanen M. E., 1986, ApJS, 62, L1 3. Lovelace R. V. E., Wang J. C. L., Sulkanen M. E., 1987, ApJ, 315, 504

- 4. Mosallanezhad, A., Bu, D., & Yuan, F. 2016, MNRAS, 456, 2877M
- 5. Narayan R., Yi I., 1994, *ApJ*, **428**, L13
- 6. Samadi, M., & Abbassi, S. 2016, MNRAS, 455, 3381S







Propagating disturbances in coronal loop structures observed by AIA/SDO

A.Abedini¹

¹ Department of Physics, University of Qom, P.O. Box 3716146611, Qom, I. R. Iran

Propagating disturbances along coronal loops that are interpreted as signatures of magneto-acoustic waves are observed frequently in different coronal structures. The aim of this paper is to estimate the physical parameters of the slow waves and the quantitative dependence of these parameters on their frequencies in the solar corona loops that are situated above active regions with the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) onboard Solar Dynamic Observatory (SDO). The observed data on 2012-Feb-12, consisting of 300 images with an interval of 24 seconds in the 171 Å and 193 Å passbands is analyzed for evidence of propagating features as slow waves along the loop structures. Signatures of propagating disturbances that are damped rapidly as they travel along the loop structures were found, with periods in the range of a few minutes to few tens of minutes. Also, the projected (apparent) phase speeds, projected damping lengths, damping times and damping qualities of filtered intensities centred on the dominant frequencies are measured in the range of $C_s \simeq 38 - 79 \text{ km s}^{-1}$, $L_d \simeq 23 - 68 \text{ Mm}$, $\tau_d \simeq 7 - 21 \text{ min and } \tau_d/P \simeq 0.34 - 0.77$, respectively. The theoretical and observational results of this study indicate that the damping times and damping lengths increase with increasing the oscillation periods, and are highly sensitive function of oscillation periods.

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

I. INTRODUCTION

The observational results of satellites such as Yohkoh, Solar and Heliospheric Observatory (SoHO), Transition Region And Coronal Explorer (TRACE), Hinode, and SDO indicate that there are now clear examples of lowamplitude quasi-periodic intensity oscillations with longoscillation periods in different coronal structures (see, e.g., Ofman et al. [13], [14]; DeForest and Gurman [3]; De Moortel et al. [6]; Wang et al. [19]). These low-amplitude intensity oscillations may be caused by propagating or standing slow magneto-acoustic waves. Propagating intensity oscillations in coronal holes high above the limb were first observed by Ofman et al. [13]. Deforest and Gurman [3] observed similar propagating intensity oscillations (compressive waves trains) in the plumes. Ofman et al. [14] suggested that these propagating oscillations may be caused by magneto-acoustic wave due to their propagating speeds that are close to the sound speed in the corona. Also, intensity oscillations with large Doppler-shift velocities and strong oscillatory damping detected in hot coronal loops. These oscillations were interpreted as signatures of longitudinal slow magnetoacoustic mode excited impulsively in the corona loops. They had periods from about 7 to 31 minutes and decay times in the range of 6-37 minutes (see, *e.g.*, Wang et al. [20]; Erdélyi et al. [7]). There have been many theoretical studies examining the standing and propagating longitudinal slow magneto-acoustic waves in coronal loop structures. Theoretical studies investigating the damping of the slow waves have concentrated on the effects of thermal conduction, compressive viscosity, optically thin radiation, gravitational stratification and magnetic field divergence. In general, thermal conduction is found to be the dominant mechanism for dissipation of slow waves in the corona (see, e.g., Ofman et al. [15]; De Moortel and Hood [4], [5]; Verwichte et al. [18]; Abedini and Safari, [1]; Abedini et al. [2]). The idea of coronal seismology was first suggested by Uchida [17]. Then, this idea has been both widely and successfully employed to determine coronal properties and MHD waves. For example, Marsh and Walsh [11] presented the three-dimensional observations of coronal slow magneto-acoustic wave propagation. The magnitude of 132 ± 9 and 132 ± 11 km s⁻¹ was found for coronal longitudinal slow mode speed with STEREO A and STEREO B observation. Marsh et al. [12] determined the density profile of the loop system using Hinode observations and measured the three-dimensional amplitude decay length of the slow wave. The magnitude of the three-dimensional decay length of slow wave was found 20 and 27 Mm for STEREO A and STEREO B observation, respectively. Recently, Krishna Prasad et al. [10] studied both theoretically and observationally the quantitative dependence of projected damping length of the magneto-acoustic wave on its frequency. They found that damping length on loop structures over a sunspot and an on-disk plume like structure increases with oscillation period. The plume and interplume structures at the south pole damping length decrease with oscillation period. Although damping of slow waves has been studied extensively in different coronal structures, but, studies on the periodicity dependence of their damping are relatively limited. In this paper, a new method is applied to investigate the nature of longitudinal inten-







sity fluctuation in active-region coronal loop structures observed with AIA/SDO. The averages and ranges of both the apparent and real physical parameters of longitudinal intensity fluctuation for six different paths along the corona loops such as projected damping length, projected phase speed, oscillation periods, damping time and damping quality has been extracted in 171Å and 193Å passbands. Moreover, both theoretically and observationally the quantitative dependence of damping of the intensity fluctuation on its frequency is studied.

II. OBSERVATIONS

The observations of interest for this study are based upon AIA/SDO data. The AIA data consist of high cadence (12 s) images of the solar corona in 10 UV and EUV wavelengths. The images must be cleaned and calibrated using a number of reduction procedures before the data can be analyzed. The data used here is at level of 1.5. On the other hand, flat-fielding, co-aligned, filter, vignette, and bad pixel/cosmic-ray corrections have already been applied on the data. Furthermore, the images have been rescaled to a standard 0.6" plate scale, and have been rotated so that solar north is up in the image. In order to obtain the physical properties of longitudinal intensity fluctuation in the large active -region loops, we need an active region loop system which supports slow-mode wave propagation. The data under analysis here is taken on 12 February 2012, from 18:30 UT until 20:30 UT and it consists of a series of 800×460 pixel, Sun-centered, subfield images on the 171Å (Fe IX) and 193Å (Fe XIV) passbands with a time-distance 24 s. All of coronal loop structures observed are situated above an interesting active region; this region is numbered AR11416 (12 February 2012). Figure 1 shows an image of AR 11416 at 18:30 UT on which we are concentrating in this paper. The two different loop segments in Fig. 1 show the paths we will be looking at in detail for analysis.

III. DATA ANALYSIS

In order to investigate the oscillatory nature of the intensity propagations along the coronal loop system, the marked regions along the path of the loops are joined by successive macropixels, 3×3 pixels wide along the loop strands. The intensity of each macropixel along the loop system is integrated and divided into the number of pixels at each macropixel. A quasi-static background must be removed from original intensity for enhancing the contrast of intensity variation. Following Yuan and Nakariakov [21] a background intensity of the form

$$I_b(s,t_n) = \sum_{h=-N/2}^{+N/2-1} I(s,t_{n+h})/N,$$
(1)



FIG. 1. A snapshot of the active region (AR11416), observed by AIA/SDO in 171Å on 2012-Feb-12, 18:30 UT. Locations of the selected coronal loop paths that are situated above this active region, are also marked. These paths also are subdivided by successive macropixels with 3×3 pixels wide along the paths.



FIG. 2. Time-distance maps of loop 1 for original intensity (top row), and for background-subtracted intensity (bottom row) are shown in 171 (a) and c) panels) and 193 (b) and d) panels) channels of AIA.

is subtracted from time series of intensities, where N is the number of time frames, t_n represent the time frame index of the image series $(n = 1, t_1 = 0 \text{ corresponds to})$ the first image, $n = 2, t_2 = 24s$ corresponds to the second image, \dots) and s determines the location of macropixels along the indicated paths in Fig. 1 (starting at first sector). An appropriate background constructed from the 100 time frames (48 min) running average in time is subtracted from the original intensities, because a sufficient enhanced time-distance maps is found by setting the N = 100. It is worth noting that the periods greater than 48 minutes will be suppressed from power spectra of intensities time series by choosing N = 100. For example, time-distance maps of intensity along the loop 1 for 171Å and 193 Å before (top panels a) and b)) and after (bottom panels c) and d)) removal of the background intensity are shown in Fig. 2. Intensity as a function of time at each macropixels of two different loop segments which are shown in Fig. 1 is calculated. Also, variation of background-subtracted intensities with time at the 5th macropixel along the loop 1 are shown in the top row panels (a) and b)) of Fig. 3 and, their period-distance maps





AIA/SDO

13 17 21 25 29 33 3

length, damping time and damping quality are extracted by analyzing the time series of filtered intensities and

A. The measurement of the projected phase speed

results are compared with the previous studies.

During the last years several methods are used to determine the speed of a propagating disturbances. Here, the time-distance maps of filtered intensities that have periodic features, are used to estimate projected phase speeds of propagating disturbances. For example, Fig. 4 shows the time-distance of the loop 1 in 171 Å (left panels) and 193Å (right panels) with the Gaussian filter centered on the dominant oscillation periods of intensity. The points that have a maximum upward displacement are indicated with red color star signs. The solid blue lines represent a linear function that are fitted to the red star signs, and the gradient of solid lines are used to estimate average projected speeds of propagating disturbances for some particular oscillation periods, also the derived speed for a particular period have been written in the respective panels of Fig. 4. It can be seen that oscillation at a particular period propagates with an almost constant speed along the loop 1 in both passbands. The averages and ranges of observed speeds along the two dif-

ferent paths are compiled in Table I. The averages and ranges of observed speeds comfortably overlap with previous finding by other authors who analyzed similar observations of propagating fluctuations (see, e.g., [11]; Kiddie et al. [9]; Yuan et al. [21]; Threlfall et al. [16]). This method has several advantages. (1) The time-distance maps of filtered intensities clearly show evidence that acoustic waves propagate upwardly into coronal loops (see Fig.4). (2) To distinguish the points with maximum displacement (or points with similar displacement) from these maps is very much easier than the time-distance maps of unfiltered intensities, then this method can produce reliable results. (3) Furthermore, this method reveals how the magnitude of physical parameters vary depending on the oscillation periods.

B. The measurement of damping of slow waves and the dependence of damping value on its frequency

Damping of MHD waves have been studied extensively in coronal structures both theoretically and observationally since their first detection. However, studies on the dependence of damping value on its frequency are limited. Fourier power spectral densities of backgroundsubtracted intensities show that Fourier components of the intensity time series at each macropixel along the two different paths are only significant at some specified period in the range of P = 10 - 35 minutes. For example,



FIG. 3. The variation of background-subtracted intensities with time at the 5th macropixel along the loop 1 are shown in the top row panels (a) and b)) and, their Period-distance maps densities in the bottom row(c) and d))

oop1- AIA/SDO 171

21 25 29 33 374

in the bottom row(c) and d)). The Fourier power spectra and period-distance maps of background-subtracted intensity reveal periods in the range of P = 8-40 minutes (Fig. 3, middle and bottom row panels). The perioddistance maps of intensities show that significance levels (> 0.5) are in the P = $12 - 35(\min)$ oscillation periods range. Furthermore, the spectral power densities factor of intensities are dominated at some periods between 12 min and 35 min.

IV. THE METHOD OF THE PHYSICAL PARAMETERS CALCULATION

Here, the physical parameters of propagating disturbances that are important tools for MHD coronal seismology are extracted with a new method. So, the Fourier components of the intensity time series at each macropixel along the loop structure are multiplied with a Gaussian function of the form

$$a'_{j} = \sum_{i=1}^{N_{f}} a_{i} \exp[-\frac{(\nu_{i} - \nu_{j})^{2}}{2\sigma^{2}}], \qquad (2)$$

where N_f is the number of the Fourier components, a_i one of the Fourier components, $a_{i}^{'}$ one of the interesting dominant component, σ standard deviation and a'_i transformed coefficients, respectively (subscript index i and j represent the rank of the harmonics). Also, ν_i and ν_i represent the frequency of the ith and ith harmonics. In the Fourier transformation, the component proportional to the dominant oscillation period is selected by using a Gaussian filter with standard deviation $\sigma \simeq (\nu_{i+1} - \nu_{i-1})/2$ to enhance time-distance maps. For example, Fig. 4 shows the time-distance maps of the loop 1 in 171 Å (left panels) and 193Å (right panels) with the Gaussian filter centered on the dominant oscillation periods of intensity. The time-distance maps of filtered intensities clearly show evidence that acoustic waves propagate upwardly into the coronal loop 1. In the next subsections, the physical parameters of propagating disturbances (slow waves) such as phase speed, damping









FIG. 4. Quasi-periodic longitudinal features along the loop1 in 171 (left panels) and 193 (right panels) channels of AIA. The location of the points that have a maximum upward displacement are indicated with red color * signs. The solid blue lines represent a linear function that are fitted to the red star signs, and the gradient of the solid lines in each panel are used to estimate average projected speed along loop 1 at a particular period.

the period-distance maps constructed for loop 1 in the 171 (bottom left panel) and 193 Å (bottom right panel), are shown in the Fig. 3. To estimate the damping length of MHD waves and the dependence of damping length on its frequency, the amplitude at a particular period in the range of P = 12 - 35 minutes is measured by taking the square root of its power component. The amplitude decay of filtered intensities at a certain period as function of distance along the two paths of Fig. 1 is fitted with an exponential function of the form

$$A(s) = A_0 exp(-\gamma_d s) + C_0, \qquad (3)$$

where, γ_d is the damping length coefficient, A_0 and C_0 appropriate constant. The projected damping length $(L_d = 1/\gamma_d)$ of filtered intensity is calculated by Matlab Statistics Toolbox Curve Fitting and Distribution Fitting. Figure 5 shows a typical example of the amplitude decay of oscillations as a function of distance along loop 1 (blue star signs) with P =28.43, 27.03, 20.14, 20.34, 13.14 and 13.42 min that an exponential function is fitted to the data (red lines) in both passbands (171 and 193 Å). The fitting parameters are written in the top of panels. Also, in order to compare the dependence of damping length on its periodicity in Fig. 5, the amplitude at each period is normalized to the amplitude of a segment along the path that oscillate with maximum amplitude. Amplitude decay lengths of oscillation as a function of period are shown for two different paths in Fig. 6. These results indicate that the projected damping lengths are in the range of 23 Mm to 68 Mm for periods in the rage between 12 and 35 min. The observed physical parameters such as oscillation period P, phase speed C_s, damping length (L_d), damping time $(\tau_d = L_{d,est}/C_s)$ and damping quality (τ_d/P) , for filtered oscillation part of intensity at a sequence of 300 images with 24 s time intervals are listed in TableI for two



normalized amplitude decay profiles $A(s)/A_{max}$ for loop 1 at P = 28.43, 27.03, 20.14, 20.34, 13.14 and 13.42 min are shown as function of the projected distance. The data is fitted by an exponential function, $A(s)/A_{max} = a_0 \exp(-\gamma_d s) + c_0$ (red lines), and fit parameters are written in the top of the panels. Top and bottom panels correspond to the data from 171 and 193 channels respectively.



FIG. 6. Variation of observed damping lengths L_d with period in 171 (left panels) and 193 (right panels) channels of AIA for 2 loop segments marked in the panel of Fig. 1.

different loop segments. The results of data analysis indicate that magnitude of phase speed and damping time along the two different loop segments are in the range of 38 - 79 km s⁻¹ and $\tau_d \simeq 7 - 21$ min, respectively. The magnitudes of damping quality for dominant oscillation periods in the two loop segments are in the range of $\tau_d/P \simeq 0.35 - 0.77$ which clearly show that damping regime is strong for dominant oscillation periods.

V. THEORETICAL CONSIDERATIONS

Theoretical studies investigating the damping of the slow wave have concentrated on the effects of thermal conduction, compressive viscosity, optically thin radiation, gravitational stratification and magnetic field divergence. Here, the coronal loops are considered a homogeneous plasma medium in the presence of thermal conduction, compressive viscosity and optically thin radiation dissipation mechanism with constant equilibrium values ρ_0 , T₀, p_0 and no flow ($v_0 = 0$), also with a uniform background magnetic field along the loops. Assuming all disturbances in terms of Fourier components for frequency (ω) and wave number (k) in z-direction, exp $i(kz - \omega t)$, combining linearized MHD equations in







TABLE I. Averages and ranges of physical parameters, such as periodicity, projected damping length, projected propagation speeds, damping time ($\tau_{\rm d} = L_{\rm d}/C_{\rm s.av}$), and damping quality (damping time per period, $\tau_{\rm d}/P$) of 2 paths along the coronal loops observed with AIA/SDO 171 and 193 Å passbands.

Loop 1							
Band(Å)	$P(\min)$	Cs	(km s	$^{-1})$	$L_{\rm d}({\rm Mm})$	$\tau_{\rm d}({\rm min})$	$\tau_{\rm d}/{ m P}$
		.min	.max	.av			
	28.43	39.88	44.95	42.30	41.55	16.37	0.58
171	20.14	54.97	64.51	58.52	33.31	9.48	0.47
	13.47	45.18	47.72	46.55	23.45	8.40	0.62
	27.03	38.48	44.99	41.25	43.65	17.63	0.65
193	20.34	47.10	49.65	47.51	36.72	12.88	0.63
	13.42	55.55	61.69	58.40	26.34	7.52	0.52
			Loo	p 2			
	25.56	39.88	44.95	42.30	35.08	13.82	0.49
171	20.54	48.14	53.86	50.40	32.16	10.63	0.53
	15.73	46.47	50.51	48.60	27.14	9.31	0.69
	25.61	38.48	39.99	39.36	39.12	16.56	0.61
193	20.52	48.24	31.25	49.28	31.32	10.60	0.52
	15.63	45.92	50.91	48.11	23.54	8.15	0.56

the presence of thermal conduction $(E_c = \frac{\partial}{\partial z}(k_{||} \frac{\partial T_0}{\partial z}))$, compressive viscosity $(E_\eta = \frac{4}{3}\eta_0(\frac{\partial v}{\partial z})^2)$ and optically thin radiation $(E_r = \chi n_e^2 T_0^{\alpha})$ leads to the following dispersion relation:

$$\begin{split} i\mathcal{A}k^{4} + i\mathcal{B}k^{2} + i\mathcal{C} &= 0, \tag{4} \\ \mathcal{A} &= -(\gamma - 1)k_{||} [\frac{4}{3} \frac{\eta_{0} T_{0}}{\rho_{0} p_{0}} \omega + \frac{T_{0}}{\rho_{0}}], \\ \mathcal{B} &= (\gamma - 1)[k_{||} \frac{T_{0}}{p_{0}} \omega^{2} + \frac{4}{3} \frac{\eta_{0}}{\rho_{0}} + i\omega \frac{\gamma p_{0}}{\rho_{0}}, \\ &+ \chi (i\omega \frac{4}{3} \alpha \frac{\eta_{0}}{p_{0}} - \alpha + 2) \frac{\rho_{0} T_{0}^{\alpha}}{\overline{m}^{2}}], \\ \mathcal{C} &= \omega^{2} [\alpha \chi (\gamma - 1) \frac{\rho_{0}^{2} T_{0}^{\alpha}}{\overline{m}^{2} p_{0}} - i\omega], \end{split}$$

Here, $\gamma = 5/3$, $\overline{m} = 0.6m_H$, $\eta_0 = 10^{-17}T_0^{5/2}$ kgm⁻¹s⁻¹, $k_{||} = 10^{-11}T_0^{5/2}$ Wm⁻¹K⁻¹ are taken and χ and α are temperature dependent [8]. Furthermore, the ω is assumed to be real and the wave number is imaginary ($k = k_r + ik_i$). The measured propagation speed of the intensity disturbances is a projected component of sound speed which is perpendicular to the LOS (lineof-sight). By analyzing the filtered intensity with particular periods in the range of (8 – 40 min), the average value of projected sound speed along the selected paths was found in the range of 38 – 79 km s⁻¹. So, it can be concluded that average value of real sound speed is greater than 38 km s⁻¹. The temperature associated with C_s = 38 km s⁻¹ is found 0.1 MK by using the theoretical relation $T_0 = \frac{\overline{m}C_s^2}{\gamma k_B}$, and by inserting the Boltzmann constant $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ JK⁻¹. In a propagating wave with a specific oscillation period P that has a

$T_0(MK)$	P(min)	$\chi \neq 0, \eta \neq 0, k_{ } \neq 0$					
		$\log(n_{\rm e}/n_0)$	$L_{\rm d,est}({\rm Mm})$	$\tau_{\rm d,est}({\rm min})$	$\tau_{\rm d,est}/{\rm P}$		
		Range	Range	Range	Range		
	10	3-5.6	≥ 19	≥ 8.5	≥ 0.72		
	15	3-5.4	≥ 48	≥ 20.5	≥ 1.16		
0.1	20	3-5.1	≥ 80	≥ 35	≥ 1.49		
	25	3-5	≥ 134	≥ 54.5	≥ 1.85		
	30	3-4.95	≥ 180	≥ 78	≥ 2.22		
	35	3-4.85	≥ 230	≥ 97	≥ 2.36		
	10	3.4-7.6	≥ 36	≥ 6	≥ 0.58		
	15	3.4-7.4	≥ 58	≥ 8.9	≥ 0.59		
0.5	20	3.4-7	≥ 76	≥ 12	≥ 0.6		
	25	3.4-6.8	≥ 150	≥ 24.5	≥ 0.93		
	30	3.4-6.6	≥ 221	≥ 36	≥ 1.14		
	35	3.4-6.4	≥ 332	≥ 54	≥ 1.47		
	10	4.6-8	≥ 50	≥ 5.54	≥ 0.53		
	15	4.5-7.8	≥ 80	≥ 8.86	≥ 0.57		
1	20	4.4-7.5	≥ 130	≥ 14.4	≥ 0.69		
	25	4.3-7.3	≥ 210	≥ 23.25	≥ 0.89		
	30	4.25-7.1	≥ 320	≥ 35.43	≥ 1.13		
	35	4.2-6.95	≥ 380	≥ 42.08	≥ 1.15		
	10	5-8	≥ 71	≥ 5.54	≥ 0.53		
	15	4.8-8	≥ 112	≥ 8.74	≥ 0.56		
2	20	4.4-8	≥ 180	≥ 14	≥ 0.67		
	25	4.8-8	≥ 350	≥ 27.3	≥ 1		
	30	4.8-8	≥ 440	≥ 34.32	≥ 1		
	35	4.8-7.8	≥ 532	≥ 41.5	≥ 1.14		

TABLE II. Ranges of physical parameters such as estimated damping length, damping time, damping quality

and electron number density within the acceptable regions

 $(2\pi/(k_r C_s) = 10, ..., 30 \text{ and } 35 \text{ min})$ are calculated at domi-

nant oscillation periods for different values of temperature.

damping length L_d , it is expected to have $P = 2\pi/(k_r C_s)$, and $L_d = 1/k_i$. In order to estimate damping length, the wave number of propagation wave associated with oscillation period (5 - 40 min) at different values of temperature $(T_0 = 0.1, 0.5, 1 \text{ and } 2 \text{ MK})$ is calculated based on numerical solutions of dispersion relation (4). These results reveal that treatment of estimated damping due to the presence of dissipation mechanism is complex and its value depends not only on the oscillation period but also on the electron number density and temperature. Moreover, the results based on numerical solutions of dispersion relation illustrate that, although the damping length and damping time can be increased with increasing the oscillation periods, the dependence on periodicity and value of these quantities strongly depend on the temperature and the electron number density.

VI. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The aim of this paper is to study the physical parameters of longitudinal intensity variations in the large active-region loop systems by AIA/SDO. So, 300 high







cadence images of loop systems with an interval of 24 seconds in the 171Å and 193 Å are analyzed. The some results of analysis in the 171 Å and 193 Å passbands are listed in Table I for different loop segments. These observed results show that:

- The average values of projected speeds for dominant oscillation periods of two different loop segments are in the range of 38 79 km s⁻¹.
- The average values of damping lengths and damping times are in the range of 23 68 Mm and 7 21 min, respectively. Also, its values are sensitive to the oscillation period and increase with increasing T₀ and P.
- The magnitude value of damping qualities are obtained in the range of < 1 for filtered intensity which correspond to strong damping regime.

Also, the magnitudes of estimated damping lengths and other physical parameters in the acceptable range $(2\pi/(C_s k_r) \simeq 5, 10, ..., 30, and 35 min)$ are listed in Table II. These results show that:

- In the presence of three dissipation mechanisms together damping lengths and damping times increase with increasing temperature and oscillation period but damping qualities decrease with increasing temperature (see Table II)
- These theoretical results reveal that treatment of estimated damping due to the presence of all three dissipation mechanisms is complex and its value depends not only on the oscillation period but also on the electron number density and temperature.

The magnitudes of observed damping times and damping qualities are independent of the LOS. comparing the observed damping times and dependence of damping times on their periods with the theoretically predicted values, it can be seen at low periods (P < 15 min), the damping times and the dependence of damping times on their periods of propagating slow magneto-acoustic waves in the gravitationally stratified loops that are situated above active regions may be explained by considering three dissipation mechanisms in an especial range of electron number density (n_e $\simeq 10^7 - 10^{12}$ cm⁻³) but at high periods the other dissipation mechanism must be considered. Also, It can be concluded that the behavior of propagating slow magneto-acoustic waves along the corona loops, in addition to the dispersion mechanism, can depend on the other quantities such as temperature, electron number density, and so on.

- [1] Abedini, A., Safari, H.: New Astron, 16, 317 (2011)
- [2] Abedini, A., Safari, H., Nasiri, S.: Sol. Phys., 280, 137 (2012)
- [3] DeForest, C.E., Gurman, J.B.: Astrophys. J., 501, L217 (1998)
- [4] De Moortel, I., Hood, A.W.: Astron. Astrophys., 408, 755 (2003)
- [5] De Moortel, I., Hood, A.W.: Astron. Astrophys., 415, 705 (2004a)
- [6] De Moortel, I.: Space Sci. Rev., 149, 65 (2009)
- [7] Erdélyi, R., Luna-Cardozo, M., Mendoza-Briceño, C.A.: Sol. Phys., 252, 305 (2008)
- [8] Hildner, E.: Sol. Phys., **35**, 123 (1974)
- [9] Kiddie, G., De Moortel, I., Del Zanna, G., McIntosh, S.W., Whittaker, I.: Sol. Phys., 279, 427 (2012)
- [10] Krishna Prasad, S., Banerjee, D., Van Doorsselaere, T.: Astrophys. J. , 789, 118 (2014)
- [11] Marsh, M.S., Walsh, R.W., Plunkett, S.: Astrophys. J. , 697, L1674 (2009)
- [12] Marsh, M.S., De Moortel, I., Walsh, R.W.: Astrophys. J., 734, 81 (2011)
- [13] Ofman, L., Romoli, M., Poletto, G., Noci, G., Kohl, J.L.: Astrophys. J. , 491, L111 (1997)
- [14] Ofman, L., Nakariakov, V.M., DeForest, C.E.: Astrophys. J., 514, 441 (1999)
- [15] Ofman, L., Nakariakov, V.M., Sehgal, N.: Astrophys. J. , 533, 1071 (2000)
- [16] Threlfall, J., De Moortel, I., McIntosh, S.W., Bethge, C.: Astron. Astrophys., 556, A124 (2013)
- [17] Uchida, Y.: Sol. Phys., 4, 30 (1968)
- [18] Verwichte, E., Haynes, M., Arber, T.D., Brady, C.S.: Astrophys. J. , 685, 1286 (2008)
- [19] Wang, T.J., Ofman, L., Davila, J.M., Mariska, J.T.: Astron. Astrophys., 503, L25 (2009)
- [20] Wang, T.J.: Space Sci. Rev., 158, 397 (2011)
- [21] Yuan, D., Nakariakov, V.M.: Astron. Astrophys., 543, A9 (2012)







Primordial Black Holes and their Formation

E. Erfani *IASBS*









Spatial segregation of early-, late-type and FIR-luminous galaxies in the 3C 6.1 cluster at z=0.84 *

Christian Westhues¹, Martin Haas¹, Zohreh Ghaffari², and Rolf Chini^{1,3}

¹ Astronomisches Institut, Ruhr-Universität Bochum, Universitätsstr. 150, D-44801 Bochum, Germany

² Lamerd Branch, Islamic Azad University, Lamerd, Iran

³ Instituto de Astronomía, Universidad Católica del Norte, Avenida Angamos 0610, Casilla 1280, Antofagasta, Chile

Received 29 January 2016 / Accepted 31 February 2016

ABSTRACT

We present results on the galaxy cluster surrounding the high-excitation radio galaxy (HERG) 3C 6.1 at z=0.84. We combine new photometry in the far-infrared (FIR, 70–160 μ m) from the *Herschel Space Observatory* with mid-infrared (MIR) photometry from the *Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE)* and optical-near-infrared data from Stanford et all (2002) and the Guide Star Catalog (GSC). By fitting suitable galaxy templates to the spectral energy distributions (SEDs) we identified 68 cluster members with matching photometric redshifts (0.735 < z < 0.945). The SED templates also allow us to distinguish between 35 early-type and 33 late-type galaxies. A ratio of early-/late-type galaxies of ~ 1 is typical for spiral-rich clusters of an irregular shape like Virgo. The density of early-type galaxies peaks towards 3C 6.1, the cluster center, while the projected radial distribution of spiral galaxies peaks at 30 – 40" off the center. Two FIR-luminous sources seen with *Herschel* were matched with cluster members. One shows a moderate star formation ($L_{FIR}/L_{Star} \approx 2$) while the other was identified with a dust-enshrouded starburst galaxy of an Arp 220 type with $L_{FIR}/L_{Star} \approx 60$.

Key words. galaxies: cluster, galaxies: active, infrared: galaxies , radio continuum: galaxies

1. Introduction

A key question of modern cosmology is the formation of structure in the universe – galaxies and galaxy clusters. Current models trace the growth of structure from tiny fluctuations in the cosmic microwave background to the complex and detailed web of galaxies in the local universe. Testing these models requires knowledge of the amount of clustering at different redshifts with detailed information of galaxy populations and evolutionary processes like star formation.

According to the hierarchical model of cluster assembly, massive clusters and massive individual galaxies should form at peaks of dark matter density. Luminous radio sources occur in massive galaxies (> $10^{11} M_{\odot}$, [Westhues et al] (2016)) and thus should be surrounded by clusters or proto-clusters. In addition, the bright radio lobes indicate the presence of a pronounced intergalactic medium they interact with and which could indicate also the presence of intracluster gas.

At high redshift (z > 1) a growing number of galaxy clusters (or not-yet virialized proto-clusters) has been detected. Thereby an efficient technique is to examine the environment of massive radio galaxy hosts (Miley & De Breuck 2008). Applying photometric redshifts or efficient color selection techniques to Spitzer Space Telescope data, over-densities of both early- and late-type candidate cluster galaxies around radio hosts have been found (e.g. Haas et al. (2009); Galametz et al. (2012); Wylezalek et al. (2013); Hatch et al. (2014)). Yet, de-

Send offprint requests to: C. Westhues, e-mail: christian.westhues@rub.de

* *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

spite numerous searches with the Herschel Space Observatory, at high-*z* little is known about FIR luminous cluster members (Seymour et al.) 2012; [Vision et al.] 2012; [Valtchanov et al.] 2013; Rigby et al.] 2014; [Dannerbauer et al.] 2014).

At low redshift (z < 0.5) various studies revealed a clear segregation of early- and late-type cluster members, early-type members concentrating towards the cluster center, while latetype members being preferentially located towards the cluster periphery (Dressler 1980; Dressler et al 1997). FIR studies of the Virgo cluster reveal also emission from dust-enshrouded star formation in late-type cluster members (Popescu et al 2002; Davies et al 2014).

At intermediate redshift (0.5 < z < 1), cluster studies are still mainly based on photometric techniques, e.g. aiming to identify the red sequence cluster members (Gladders & Yee (2005) and references therein). Studies combining photometric redshifts with inspecting the galaxy morphology on high-resolution HST images found again a spatial segregation of early- and late-type cluster candidates, being concentrated and extended, respectively (e.g. Stanford et al. (1998); van Dokkum et al. (2001)). Yet, at 0.5 < z < 1 the FIR properties of star-forming cluster members are essentially unknown.

Here we perform a pilot study of the cluster around the powerful FR II radio galaxy 3C 6.1 at z = 0.84. Stanford et al. (2002) have published a catalog of optical and NIR photometry of sources in a ~ 2' field around 3C 6.1, without any further analysis like search for cluster members. In the course of our FIR investigation of the 3C radio sources at z < 1, we have mapped 3C 6.1 with *Herschel* (2'×8') at rest-frame FIR wavelengths (Westhues et al. 2016). This unique data base should allow us to identify candidate cluster galaxies around 3C 6.1 via photometric redshifts using a library of galaxy templates, to ex-











plore both the spatial segregation of early- and late-type cluster candidates and to reveal simultaneously the FIR-bright sources with luminous dust-enshrouded star formation.

We adopt a standard ΛCDM cosmology ($H_{\circ} = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$, and $\Omega_m = 0.27$, Spergel et al. [2007]).

2. Data

Routines were developed in the Interactive Data Language (IDL) using the IDL Astronomy Library (Landsmar 1993) to download catalogued data automatically from various sources.

2.1. Optical – NIR photometry

Catalogued data from high resolution maps by Stanford et al. (2002) in R_C , I_C , J and K filters are available and were downloaded from Vizier (J/ApJS/142/153/hjir-k) with the IDL *query_vizier* routine. The catalogue contains 159 sources. Comparison with WISE images revealed that the Stanford coordinates are rotated by ~ 210' around the central source 3C 6.1, which lead to a clear offset for sources apart from the center. We derotated the positions used by Stanford to minimize the offset between Stanford and WISE catalogues (see Fig [1-2]).

We queried the GSC (Lasker et al. 2008) in *B*, *V*, *R* and *I* filters from Vizier (I/305/out) with the IDL *query_vizier* routine at the corrected Stanford positions within a radius at half distance to the next neighbour.

2.2. MIR – photometry

We queried the wise_allwise_p3as_psd data release from the Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE, Wright et al 2010) with the IDL query_irsa_cat routine around the corrected positions of the 159 Stanford sources. The allwise query delivers point source photometry in the 4 WISE bands (W1/W2/W3/W4 at 3.4/4.6/12/22 µm) and also the point source photometry from the 2MASS catalogue for *J*, *H* and *K* filters at 1.235, 1.662 and 2.159 µm.

2.3. FIR - photometry

The FIR data from the Herschel Space Observatory (Pilbratt et al. 2010) were downloaded from the Herschel Science Archive (HSA) within the framework of the Herschel Interactive Processing Environment (HIPE version 11.1.0, Ott 2010). 3C 6.1 was observed with the Photoconducter Array Camera and Spectrometer (PACS) (Poglitsch et al. 2010). Photometry on the 3C 6.1 maps in the blue, green and red PACS bands at 70, 100 and 160 μ m was performed as described by Westhues et al. (2016). The photometry and coordinates of two 3\sigma detections in the FIR and 3C 6.1 itself are given in Table []. maps are shown in Fig. [].

3. Photometric redshifts

We used the source list by Stanford et al. (2002) as master list and complemented the SEDs with the GSC, WISE and PACS to exclude fore- and background sources. We ensured unique matching. We used the EAZY software by Brammer et al. (2008) to determine photometric redshifts for each SED (see Fig. 1) by fitting the BR07 templates by Blanton & Roweis (2007) based on Bruzual & Charlot (2003) stellar population models. The templates are used to separate two types corresponding a morphological classification. Early-type galaxies show a SED similar BR07 template number 1 or 4 (average age *T* of stellar population and metallicity *Z* in Template number 1: $T_1 = 1.76 \cdot 10^9 \ yr, Z_1 = 0.05$, in number 4: $T_4 = 7.63 \cdot 10^9 \ yr, Z_4 = 0.02$). Late-type galaxies show bluer SED like BR07 template number 3 or 5 (template number 3: $T_3 = 1.19 \cdot 10^9 \ yr, Z_3 = 0.02$, template number 5: $T_5 = 4.8 \cdot 10^8 \ yr, Z_5 = 0.006$). Table \square show derived z_{Photo} with χ^2 for best fitting template.

4. Results and discussion

4.1. Projected radial distribution of galaxies in the cluster

We identified 68 cluster members within a photometric redshift range of 0.735 < z < 0.945 matching the know spectroscopic redshift for 3C 6.1 of z = 0.84 (Smith et al. [1979), thereof 35 matching an early-type and 33 a late-type SED template. We have determined the density distribution by inverting the area of Voronoi cells around each cluster member, and interpolated to a regular distance grid. In Fig 3 the distribution of all cluster members shows that 3C 6.1 is the central cluster source. The density falls continuously from $\approx 32 \ arcmin^{-2}$ reaching a fraction of $\frac{1}{e}$ at a distance from the center of $\approx 50''$. With a scale of 7.435kpc/" (Wrighl 2006) we determine the cluster e-folding diameter to $\approx 0.74 \ Mpc$. The cluster extent may be larger, but future larger maps are required to check that.

Separating the distributions by the galaxy classes reveals that the distribution of 35 early-type galaxies is concentrated at the cluster center. The projected average density distribution S_G can be modeled by a bounded Emden isothermal profile Bahcall [1996] with the core radius $R_C = 12'' \approx 90 \ kpc$ and $S_G^0 = 25 \ arcmin^{-2} \approx 125 \ Mpc^{-2}$.

$$S_g(r) = S_G^0 \left(1 + (r/R_C)^{1.5} \right)^{-1}$$

The central number density of galaxies is $n_G^0 = S_G^0/(2R_C) \approx$ 700 Mpc^{-3} . The central number density n_G^0 , core radius R_C and the power law index of the 3C 6.1 cluster are in line with the known properties of rich compact cluster as seen by Bahcall (1996).

The density of the 33 late-type galaxies at the center is only a fifth of the density of early-type galaxies and rising with distance by $\sim 50\%$ to it's maximum at 30 - 40'' off the center. Further outwards the density declines again similar the density of early-types. A early-type/late-type-ratio of 1 is typical for irregular spiral rich clusters like Virgo (Bahcall [1996). We find a concentration of early-types in the cluster center and late-types in the cluster periphery which was also seen in other clusters e.g. by van Dokkum et al. (2001).

4.2. FIR-luminous sources

Three sources are discernible from the PACS maps but the flux of 3C 6.1 (matched with Stanford-ID 14) falls below a 3σ detection limit. The two remaining sources are well detected in all three PACS bands and named after their position 3C 6.1_east and 3C 6.1_west. The matching with optical-NIR-MIR catalogs and the determined photometric redshifts strongly favor that the FIR flux is associated with cluster members.

The position of 3C 6.1-west matches best with the position of Stanford-ID 11. Within 6", the size of the WISE and PACS

¹ http://astro.u-strasbg.fr/~morgan/idllibs/









Fig. 1. *left*: PACS 70 μ m map of 3C 6.1, *right*: WISE map in W1 filter, green "x" mark corrected Stanford positions, large green circles (radius 6") mark PACS sources, small red and yellow circles (radius 1") with Stanford-ID mark cluster members with early-type template SEDs (yellow: BR07 template number 1, red: template number 4), small blue and cyan circles mark cluster members with late-type template SEDs (blue: template number 3, cyan: template number 5). PACS and WISE sources may be matched with more than one Stanford sources.



Fig. 2. K-band map of 3C 6.1 from Stanford et al. (2002) labeling as Fig. [] (manually added WCS coordinates).







Table 1. Sources on the 3C 6.1 PACS maps, values for 3C 6.1 taken from Westhues et al. (2016)

Name	Ra [J2000]	Dec [J2000]	<i>F</i> ₇₀ [mJy]	<i>F</i> ₁₀₀ [mJy]	<i>F</i> ₁₆₀ [mJy]
3C6.1	00 16 31.1	79 16 50.0	<14	<15	$<3085 \pm 1059 \pm 10$
3C6.1_east	00 16 37.0	79 17 04.2	32 ± 5	111 ± 5	
3C6.1_west	00 16 10.7	79 17 10.8	28 ± 5	77 ± 5	

beams, a second cluster member, Stanford-ID 7, is located. The SED of Stanford-ID 11 is best fitted with the BR07 template number 3 for the host and a modified blackbody ($\beta = 2, T =$ 45 K) for the FIR (see Fig. 4). We find a ratio of $(L_{\text{FIR}}/L_{\text{Star}} \approx 2)$ which can be interpreted as pronounced star formation in a large spiral galaxy (a local analog could be NGC 6946). The SED of Stanford-ID 7 is best fitted with the BR07 template number 5 which indicates a very young stellar population. The flux seen by the WISE telescope matches best with this source. The SED shape in the UV-optical and mid-infrared (MIR) emission could indicate the presence of an AGN. Due to the beam sizes and close distance of source 7 and 11 a confusion within the PACS and WISE beams is very likely. In the vicinity (< 12") three more cluster members can be found, two of them also of a latetype. The density plot of late-type galaxies in Fig. 3 shows an enhancement of late-type galaxies at the position of 3C 6.1_west. The interaction of this sub-group may trigger the star formation and explain the FIR flux seen by Herschel.

The position of 3C 6.1_east matches best with the position of Stanford-ID 86. Within 6" we find 3 other sources. Far in the north one foreground sources (ID 13). Also in the north but closer in spatial distance and redshift ($z_{Photo} = 0.61$) we find the source with Stanford-ID 140. In the south one source (ID 116) with $z_{\text{Photo}} = 1.07$ is also located within 6". The SED of Stanford-ID 86 is best fitted with the BR07 template number 4 for the host and a modified blackbody ($\beta = 2, T = 45 K$) for the FIR (see Fig. 4). We find a ratio of $L_{\rm FIR}/L_{\rm Host} \approx 60$ for 3C 6.1_east which can be explained by a dust-enshrouded starburst galaxy like Arp 220 (Klaas et al. 2001) which is overplotted as additional template. 3C 6.1_east and Stanford-ID 140 may be an interacting galaxy pair or an interacting group with Stanford-ID 116 if a greater photometric redshift range would be applied. That can only be clarified by spectroscopic redshifts. Also another close cluster member, Stanford-ID 139, could belong to this group.

5. Summary and conclusions

We discovered the galaxy cluster associated with the powerful radio galaxy 3C 6.1 at redshift z = 0.84 by fitting template SEDs to the photometric data available. We have shown that cluster members and galaxy types can be determined only with SED fitting techniques. Our results on spatial segregation of early- and late-type galaxies in the cluster are in line with findings by e.g., Stanford et al. (1995, 1997), 1998); wan Dokkum et al. (2001), who used a morphological classification on high-resolution *Hubble Space Telescope* (HST) data.

In Fig. 5 the color-magnitude-diagram shows that all earlytype cluster members show a common color regardless of their luminosity. The color range of $5 \leq R - K \leq 6$ matches the known colors of red-sequence galaxies at a similar redshift like M 1054.5 or GHO 1603+4313 from Stanford et al. (1995). The common color of all early-type members in a cluster is explained by all of them being formed at the same epoch and further equal passive development. Additionally we find a common but bluer color ($3 \leq R - K \leq 4$) for the late-type galaxies in the 3C 6.1cluster which could be interpreted as a second burst of galaxy formation or different evolution of galaxies in the cluster periphery which seems to be more likely.

From von der Linden et al. (2010) it is known for local clusters that star formation increases with distance from the cluster core which is mostly quiescent. From high-redshift radio galaxies (HzRG, (Rigby et al. 2014)) is known that proto-clusters around radio galaxies are not necessarily bright in the FIR and therefore star bursting. At intermediate redshifts little is yet known e.g., Santos et al. (2016) found a cluster at z = 0.35 with five additional sources detected in the FIR with Herschel. For the 3C 6.1-cluster we revealed that the two FIR detections are associated with cluster members, which lie outward the cluster core. For the western source a detailed analysis showed that the high FIR fluxes is caused by a close maybe interacting pair embedded in an over-density of late-type galaxies. The eastern source shows a SED similar a dust-enshrouded starburst galaxy. The analysis of the environment could not reveal a direct influence of an interacting neighbor but future spectroscopic redshifts are needed to clarify the origin of this FIR-bright source.

Acknowledgements. PACS has been developed by a consortium of institutes led by MPE (Germany) and including UVIE (Austria); KU Leuven, CSL, IMEC (Belgium); CEA, LAM (France); MPIA (Germany); INAF-IFSI/OAA/OAP/OAT, LENS, SISSA (Italy); IAC (Spain). This development has been supported by the funding agencies BMVIT (Austria), ESA-PRODEX (Belgium), CEA/CNES (France), DLR (Germany), ASI/INAF (Italy), and CICYT/MCYT (Spain).

This publication makes use of data products from the *Wide-field Infrared Survey Explorer*, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration.

This publication makes use of data products from the *Two Micron All Sky Survey*, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

This research has made use of NASA's Astrophysics Data System.

This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in <u>Ochsenbein et al</u> (2000.

References

٨۶

Bahcall, N. A. 1996, ArXiv Astrophysics e-prints [astro-ph/9611148]
Blanton, M. R. & Roweis, S. 2007, AJ, 133, 734
Brammer, G. B., van Dokkum, P. G., & Coppi, P. 2008, ApJ, 686, 1503
Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
Dannerbauer, H., Kurk, J. D., De Breuck, C., et al. 2014, A&A, 570, A55
Davies, L. J. M., Bremer, M. N., Stanway, E. R., et al. 2014, MNRAS, 438, 2732
Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
Dressler, A., Oemler, Jr., A., Couch, W. J., et al. 1997, ApJ, 490, 577
Galametz, A., Stern, D., De Breuck, C., et al. 2012, ApJ, 749, 169

Gladders, M. D. & Yee, H. K. C. 2005, ApJS, 157, 1 Haas, M., Willner, S. P., Heymann, F., et al. 2009, ApJ, 695, 724



نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصيلات تكميلي علوم پايه زنجان



4.51

28.76

17.25

11.50

5.75

2.95

10.79

8.63

48

4.32

2.16

00



.65 -40-400.00 -40 -20 0 20 40 60 -40 -20 0 20 40 60 ∆Ra [arcsec] ∆Ra [arcsec]

Fig. 3. top left: average projected radial density of galaxies in the 3C 6.1 cluster, top right: distribution of all cluster members relative to 3C 6.1, bottom left: distribution of early-type cluster members, bottom right: distribution of late-type cluster members, black "+"/ white "x" mark cluster members.

Hatch, N. A., Wylezalek, D., Kurk, J. D., et al. 2014, MNRAS, 445, 280 Ivison, R. J., Smail, I., Amblard, A., et al. 2012, MNRAS, 425, 1320 Klaas, U., Haas, M., Müller, S. A. H., et al. 2001, A&A, 379, 823

- Landsman, W. B. 1993, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 52, Astronomical Data Analysis Software and Systems II, ed. R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes, 246
- Lasker, B. M., Lattanzi, M. G., McLean, B. J., et al. 2008, AJ, 136, 735
- Miley, G. & De Breuck, C. 2008, A&A Rev., 15, 67

Ochsenbein, F., Bauer, P., & Marcout, J. 2000, A&AS, 143, 23

- Ott, S. 2010, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 434, Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX, ed. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, 139
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, A&A, 518, L1
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, A&A, 518, L2
- Popescu, C. C., Tuffs, R. J., Völk, H. J., Pierini, D., & Madore, B. F. 2002, ApJ, 567, 221
- Rigby, E. E., Hatch, N. A., Röttgering, H. J. A., et al. 2014, MNRAS, 437, 1882 Santos, J. S., Balestra, I., Tozzi, P., et al. 2016, MNRAS, 456, L99

Seymour, N., Altieri, B., De Breuck, C., et al. 2012, ApJ, 755, 146

- Smith, H. E., Junkkarinen, V. T., Spinrad, H., Grueff, G., & Vigotti, M. 1979, ApJ, 231, 307
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, ApJS, 170, 377
- Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R., & Dickinson, M. 1998, ApJ, 492, 461
- Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R., Dickinson, M., Holden, B. P., & De Propris, R. 2002, ApJS, 142, 153
- Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R. M., & Dickinson, M. 1995, ApJ, 450, 512
- Stanford, S. A., Elston, R., Eisenhardt, P. R., et al. 1997, AJ, 114, 2232
- Valtchanov, I., Altieri, B., Berta, S., et al. 2013, MNRAS, 436, 2505
- van Dokkum, P. G., Stanford, S. A., Holden, B. P., et al. 2001, ApJ, 552, L101 von der Linden, A., Wild, V., Kauffmann, G., White, S. D. M., & Weinmann, S. 2010, MNRAS, 404, 1231
- Westhues, C., Haas, M., Barthel, P., et al. 2016, AJ, 151, 120
- Wright, E. L. 2006, PASP, 118, 1711
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, AJ, 140, 1868 Wylezalek, D., Galametz, A., Stern, D., et al. 2013, ApJ, 769, 79



نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران



۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان





Fig. .1. SEDs with solid line for BR07 templates used to derive zphos



Fig. .1. continued

0





Fig. .1. continued





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵















Fig. .1. continue







نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران
۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵
دانشگاه تحصيلات تکميلي علوم پايه زنجان



able .1. Photometric redshifts for all Stanford s	sources	with chi-s	quare value	and best-fitting ter	umber Table .1. continued.					Table .1. continued.				
	Id	Zphoto	χ^2	Template #	Id	2	photo	χ^2	Template #		Id	Zphoto	<i>x</i> ²	Template
	1	0.001	3.5 · 10	2 1	55	(0.783	$2.2 \cdot 10^{1}$	3		09	0.837	$7.4 \cdot 10^{-1}$	4
	2	0.001	2.8 · 10	3	56	(0.874	$8.0 \cdot 10^{\circ}$	4	1	10	1.090	$5.6 \cdot 10^{0}$	3
	3	0.021	5.1.10	2 1	58	ċ	1989	$1.2 \cdot 10^{-1.2}$	4	1	11	0.765	$3.4 \cdot 10^{0}$	4
	5	0.001	2.4 - 10	2 3	59	ì	.070	$2.2 \cdot 10^{1}$	4	1	12	0.989	$4.9 \cdot 10^{0}$	4
	6	0.001	1.5 - 10	2 4	60	0	0.801	$1.5 \cdot 10^1$	4	1	13	1.264	$3.3 \cdot 10^{-1}$	3
	7	0.765	$1.9 \cdot 10^{-10}$	² 5	61	(0.874	$3.9 \cdot 10^{1}$	4	1	14	0.989	$1.5 \cdot 10^{0}$	3
	8	0.117	$2.2 \cdot 10^{-10}$	2 5	62	(0.819	$2.1 \cdot 10^{1}$	4	1	15	0.874	$1.5 \cdot 10^{1}$	3
	9	0.001	$1.8 \cdot 10$	² 4	63	- 9	0.748	$3.0 \cdot 10^{0}$	3	1	16	1.070	7.4 • 10	3
	10	0.001	$1.5 \cdot 10$	2 4	64		.029	$2.0 \cdot 10^{1}$ 1.1 10 ²	4	1	17	0.874	7.5 • 10 •	3
	11	0.874	1.8 - 10	3	03		011	5.0.10	3	1	10	0.750	1.0.10	4
	12	0.063	1.7 • 10	2 5	67	č) 614	$6.4 \cdot 10^{1}$	5	1	20	0.605	4.5.10	4
	13	0.001	2.9.10	- 4 2 4	68	ò	0.855	$4.0 \cdot 10^{1}$	4	1	21	0.090	$1.6 \cdot 10^{1}$	3
	14	0.930	1.3 - 10	2 4	69	ò	0.874	$3.1 \cdot 10^{1}$	4	1	22	1.111	$3.4 \cdot 10^{1}$	3
	16	0.084	5.3 - 10	2 1	70	0	.989	$5.8 \cdot 10^1$	4	1	23	0.874	$5.7 \cdot 10^{0}$	3
	17	0.001	3.8 - 10	2 1	71	- (0.783	$6.3 \cdot 10^{1}$	3	1	24	0.765	$6.4 \cdot 10^{0}$	3
	18	0.713	$6.8 \cdot 10$	4	72	(0.855	$4.8 \cdot 10^{1}$	4	1	25	0.713	$1.6 \cdot 10^{1}$	4
	19	0.001	$1.9 \cdot 10^{-10}$	² 4	73	(0.892	$4.1 \cdot 10^{1}$	4	1	26	0.892	$1.2 \cdot 10^{1}$	3
	20	0.021	$1.5 \cdot 10^{-10}$	² 4	74	(0.819	$1.9 \cdot 10^{10}$	4	1	27	0.713	$2.5 \cdot 10^{0}$	4
	21	0.117	$5.3 \cdot 10$	2 1	75		0.765	2.2 · 10 ⁹	3	1	28	1.132	$2.6 \cdot 10^{0}$	4
	22	0.084	$1.9 \cdot 10$	2 5	70		1855	$1.6 \cdot 10^{1}$		1	29	0.765	$2.5 \cdot 10^{0}$	1
	23	0.139	2.5 - 10	4	78	1	049	9.2 - 100	3	1	30	1.049	$7.2 \cdot 10^{0}$	3
	24	0.001	1.9 - 10	- 3	79	ć	0.819	$3.9 \cdot 10^{1}$	4	1	31	0.765	5.2 · 10 ⁻¹	3
	25	0.001	3.8 • 10	2 1	80	0	.989	$6.6 \cdot 10^{1}$	3	1	32	0.730	$1.8 \cdot 10^{9}$	4
	20	0.001	12.10	2 4	81	().911	$3.1 \cdot 10^{1}$	4	1	33	1.029	7.1 · 10 ⁻¹	1
	28	0.001	3.8 - 10	2 1	82	(0.892	$1.1 \cdot 10^{1}$	3	1	25	0.911	0.7 · 10 ⁻	2
	29	0.679	1.3 - 10	2 4	83	- (0.969	$6.5 \cdot 10^{1}$	3	1	36	0.637	$1.3 \cdot 10^{1}$ $1.7 \cdot 10^{1}$	5
	30	0.765	$1.2 \cdot 10^{\circ}$	² 4	84	(0.551	$1.2 \cdot 10^{1}$	1	1	37	0.748	$5.5 \cdot 10^{-1}$	3
	31	0.001	3.7 · 10	² 1	85		0.930	$1.6 \cdot 10^{\circ}$	4	1	38	0.950	$1.1 \cdot 10^{1}$	3
	32	0.031	$1.6 \cdot 10^{-1}$	² 4	80		1.837	0.4 · 10 ⁰	4	1	39	0.783	$2.4 \cdot 10^{0}$	4
	33	0.892	$8.5 \cdot 10$	4	88	Č	1855	$2.5 \cdot 10^{1}$	3	1	40	0.614	$3.5 \cdot 10^{0}$	4
	34	0.765	5.4 - 10	4	89	Ċ	0.582	$3.9 \cdot 10^{1}$	5	1	41	0.730	$7.9 \cdot 10^{0}$	4
	35	0.837	3.4 - 10	3	90	(0.783	$2.5 \cdot 10^{1}$	4	1	42	1.029	$9.2 \cdot 10^{-1}$	3
	30	0.001	2.5 . 10	2 1	91	1	.009	$3.2\cdot10^1$	3	1	43	0.476	$7.2 \cdot 10^{0}$	4
	38	0.855	2.5 • 10	2 3	92	1	.219	$2.3 \cdot 10^{1}$	4	1	44	0.783	$3.7 \cdot 10^{0}$	3
	39	0.063	1.3 - 10	2 5	93	0	0.663	$4.8 \cdot 10^{0}$	4	1	45	1.132	4.9 · 10 ⁻¹	3
	40	1.049	6.0 - 10	1 3	94		0.989	$6.7 \cdot 10^{1}$	3	1	46	1.009	$2.4 \cdot 10^{0}$	4
	41	0.783	$1.1 \cdot 10^{\circ}$	2 3	95		0.730	$6.0 \cdot 10^{-1}$	4	1	47	0.765	$2.3 \cdot 10^{\circ}$	4
	42	0.128	$1.6 \cdot 10^{\circ}$	2 3	96		730 730	$6.0 \cdot 10^{\circ}$	4	1	4ð 40	0.874	$3.9 \cdot 10^{0}$ 3.6 \ 10^{0}	4
	43	0.855	$6.7 \cdot 10$	4	97		0.679	$1.1 \cdot 10^{1}$	4	1	49 50	0.837	2.0 - 100	3
	44	0.646	$5.1 \cdot 10$	4	99	1	.241	$7.3 \cdot 10^{-1}$	4	1	51	1.000	$2.9 \cdot 10^{-10^{-10^{-10^{-10^{-10^{-10^{-10^{-$	3
	45	0.221	3.9 · 10	- 1	100) (0.855	$7.0 \cdot 10^{0}$	3	1	52	0.783	$6.6 \cdot 10^{-2}$	3
	46	0.892	5.4 · 10	4	101	0	0.911	$1.8 \cdot 10^1$	3	1	53	1.197	$6.2 \cdot 10^{-1}$	4
	47	0.801	0.3 - 10	· 4	102	2 ().989	$5.6 \cdot 10^{0}$	4	1	54	1.009	$1.2 \cdot 10^{1}$	3
	48	1.525	3.2.10	2 3	103	3 (0.801	$9.2 \cdot 10^{0}$	4	- 1	55	0.969	$3.0 \cdot 10^{0}$	3
	50	0.950	1.0 - 10	2 3	104	10	0.930	$1.9 \cdot 10^{1}$	4	1	56	0.950	$4.2 \cdot 10^{0}$	5
	51	1.049	1.1 - 10	2 4	105		0.783	$8.0 \cdot 10^{0}$	4	1	57	0.837	$8.9\cdot10^{-1}$	3
	52	0.969	1.9 - 10	2 3	106		1.909	5.7 · 10 [*]	3	1	58	0.713	$6.0 \cdot 10^{-1}$	4
	53	0.892	9.8 · 10	3	107	2 1	029	5.0 · 10 ⁰	3	1	59	0.855	$3.3 \cdot 10^{0}$	3
	54	0.801	$7.0 \cdot 10$	1 3	108	, ,	.529	5.0 . 10	5					







Constraining the concentration- mass relation of NFW dark matter halos using the galactic rotation curves

Amir Ghari, Hosein Haghi, Akram Hasani Zonoozi

IASBS

Abstract

In this contribution by assuming an NFW halo dark matter for a sample of spiral galaxies and by fitting the rotation curves we obtain a new $c - M_{vir}$ relation. Then we compare our results with the $c - M_{vir}$ relations that obtained with simulation of dark matter halos in large scale structure formation and semi analytical models of structure formation. We show that the extracted slope of the $c - M_{vir}$ relation from rotation curve analysis is different from the slope of the $c - M_{vir}$ relation derived from cosmological simulations. Finally we discuss on the possible solution for this inconsistency based on the modification of dark matter halo profile.





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصيلات تکميلی علوم يايه زنجان



Asteroseismic test for convective overshooting of the subdwarf B pulsator KIC 10553698A using the period spacing of gravity modes

H.Ghasemi,¹, E. Moravveji², C. Aerts^{2,3}, H. Safari¹

¹Department of Physics, University of Zanjan, P.O. Box 45195-313, Zanjan, Iran ²Institute of Astronomy, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium ²Department of Astrophysics, IMAPP, Radboud University Nijmegen, 6500 GL, Nijmegen, The Netherlands

KIC 10553698A is a g-mode subdwarf B (sdB) pulsator, was observed with the satellites Kepler. It illustrates high-order gravity modes correspond to nonradial dipole (l = 1) and quadrupole (l = 2) modes with an obvious period spacing structure. The period spacing patterns of high order gravity modes are reliable probes of the deep stellar interior. Deviations from a uniform period spacing distribution provide a detailed fingerprint of mode trapping in chemically stratified layers of the KIC 10553698A structure. The seismic properties of the KIC 10553698A provide an opportunity to test the stellar evolution models and determine mixing process such as convective overshooting beyond the helium burning core.

I. INTRODUCTION

Subdwarf B (sdB) stars are core-helium burning objects located on the extreme horizontal branch (EHB). Close binary interaction and Roche Lobe Overflow on the red giant branch are two competing scenarios for the formation of a sdB star which strip off the outer envelope. Common envelope interaction creates short period binary systems. Roche Lobe overflow (RLOF) mass transfer leads to form a wider binary systems. Low-mass stars lose nearly all their envelope masses, and become extreme horizontal branch stars [1]. Two subclasses of sdB stars were discovered: 1) EC 14026 pulsators exhibit short period pulsations [2]. Rapid oscillations in EC 14026 stars are compatible with a theoretical lowdegree pressure (p-) modes [3], driven by the mechanism due to iron opacity bump. Restoring force for p- modes is mostly pressure gradient. 2) PG 1716 variable stars exhibit long period oscilations [4]). Slow oscilations are interpreted as gravity (g-) mode pulsations [5]. Restoring mechanism for such instabilities is mostly buoyancy force which depends on the sdB detailed internal structure. The mechanism due to iron opacity bump predict theoretical instability strip for g-modes which is almost consistend with observations [6] [7].

The mixing of CO-rich and He-rich materials change the chemical discontinuity between the fully mixed core and the stable radiative and increase opacity beyond the convective boundary. Therefore, as helium burning proceeds in the core, the helium core size will increase. Mixed mass extended in a larger region beyond convective boundary were considered at the helium burning phase in a large number of evolutionary codes. Hence, a large semiconvection was predicted to be present on the outer side of the boundary between the convective core and the radiative region [8]. Several alternative scenarios have qualitatively different descriptions of convective core boundary treatment. In these cases, the boundary of the convective core is simply determined by the Schwarzschild criterion. mixing due to core overshooting by the penetration of convective eddies from the fully convective core into the radiative stable regions was proposed for core-He burning models. No induced large semiconvection region beyond the convective boundary were considered in these codes [9] [14].

Gravity modes probe much deeper layers inside stars to yield the collection of information related to the core properties of stars. KIC 10553698A is a rich gmode pulsator [11]. we study gravity modes behavior of KIC 10553698A using the stellar structure and evolution code MESA in combination with the pulsation code GYRE. Observed period spacings for gravity modes of KIC 10553698A have a very characteristic pattern. It is sensitive to the density stratification between the convective core boundary and envelope. Equipped with the measured period spacing pattern for gravity modes, we found out the dominant mixing process beyond convective core for KIC 10553698A.

II. THE CASE OF THE SDB PULSATOR KIC 10553698A

Evenly spaced long cadence Kepler data with 29.42min integration times provides excellent opportunity to study lower frequencies of g mode pulastors for which ground based surveys have not provided seismic solutions. Higher g-modes frequencies in sdB stars can be identified from short cadence Kepler data with 58.5 s integration times. Initial Kepler data for the sdB stars was investigated by [10] [12] [13].

KIC 10553698A observed with short cadence of Kepler for most of the duration of the Kepler Mission and









turned out to be a rich gravity-mode sdB primary in a short-period binary. østensen et al. (2014) analysed the light curve and revealed 156 significant frequencies identified as dipole (l = 1) and quadrupole (l = 2) modes. For the first time the observed period spacing for dipole modes provides a clear indication of mode trapping. The observed period spacing patterns of high-order gravity modes reveals large deviations from the uniform spacing.

III. COMPUTATION OF STELLAR MODELS

The evolutionary models were computed by the open source state-of-the-art stellar evolution code MESA (version 7385; Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) [14–16], in combination with the pulsation code GYRE [17] in its adiabatic linear approximation. We considered the input physics, and parameters listed below for a model with initial mass of 1.5 M_{\odot} :

Chemical composition were taken by A09 solar mixture [20], Schwarzschilds Criterion for convective instability was used with the mixing length parameter fixed to the value α_{MLT} = 1.8. OPAL Type 2 tables, including options for enhanced carbon and oxygen abundances were applied Iglesias and Rogers (1996). An exponential diffusive overshooting was applied to all convective boundaries during all evolutionary stages [19], [18].

$$D_{\rm ov} = D_{\rm conv} \exp\left(\frac{-2\,z}{f\,H_p}\right),$$
 (1)

where f is overshooting parameter and H_p denotes pressure scale height. Distance from the edge of the convective zone is denoted by z. $D_{\rm conv}$ is the diffusion coefficient inside the convective region near the convective boundary. Nuclear networks calculations include coverage of hot CNO reactions, tripple alpha and carbon/oxygen burning plus successive alpha captures and finally weak nuclear interactions. Rotation during entire evolution and mass loss during helium burning phase were neglected. Reimers wind ($\eta = 0.1$) was used in red giant branch phase. Atomic diffusion driven by gravitational settling, temperature and chemical gradient is included in one of the evolutionary scenarios.

IV. EVOLUTIONARY ASPECTS

MESA is able to evolve a model of a individual sdB star from the pre-main sequence phase to the tip of the red giant branch(TRGB). While a star ascends the red giant branch, the core contracts. Therefore, the mean separation between its particles decreases. Eventually, the mean separation becomes of order the de Broglie wavelength of the electrons and the helium core has become degenerate, while The gravitational energy release



FIG. 1. The evolutionary track of a $1.5 \, M_{\odot}$ star. The evolution from the pre-main-sequence to the tip of the RGB is plotted by a blue dash-dot line. The helium flash phase is plotted by the black dashed line, while the red solid line illustrates the extreme horizontal branch phase.



FIG. 2. Evolution of the convective core (dark) during the EHB phase, Temporal appearances and disappearances of convective shells on top of the core occur, with the radiative regions (white) in between.

is spent to expand the envelope. The evolutionary tracks are illustrated in Figure 1.

The evolutionary model convert helium into carbon through the triple-alpha process on the extreme horizontal branch (EHB). The convective core boundary is determined by the condition $\nabla_r > \nabla_{ad}$ (the so-called Schwarzschild criterion). No special algorithms were used to handle semiconvection or breathing pulses.

Moderate overshooting with f=0.01, which is shown in the figure2. The transfer of carbon and oxygen into the radiative part increases the opacities and hence the convective core grows progressively at first. After almost 30 years, in addition to the inner convective core, outer convective shells occur. At the inner part of the convective core. On one hand, the transfer of carbon and oxygen into the radiative part increases the opacities, but, on the other hand, the opacity follows Kramers' law, i.e., $\kappa \propto \rho T^{-3.5}$ and the temperature decreases as we go outer part of core. Because of mixing due to the overshooting between the convective shells and the outer He rich radiative zone, Convective shells move along outer regions, and finally disappear.









V. ASTEROSEISMIC ASPECTS

Asymptotic analysis predicts approximately equally spaced in period of g modes The period spacing of gravity modes is known to deviate from uniformity. Asymptotic analysis of the periods p_n of low-degree l, high-order nfor g modes of a stellar model with a convective core and a radiative envelope are determined by [21].

$$p_n = \frac{\pi^2}{\sqrt{l(l+1)} \int_{x_0}^1 \frac{|N|}{x} dx} (2n+n_e), \qquad (2)$$

where n_e is polytropic index of the the surface layer and x is the normalised radius. The Brunt-Väisälä frequency N^2 is given by

$$N^{2} = \frac{g^{2}\rho}{p} (\nabla_{ad} - \nabla - \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu})$$
(3)

with ∇ the temperature gradient, ∇_{ad} the adiabatic temperature gradient, and ∇_{μ} the chemical gradient. Therefore, the asymptotic periods are equally spaced in the order of the mode. Different mixing processes lead to different shapes of the chemical gradient outside the convective core and hence period spacing pattern depends on the detailed properties of the buoyancy frequency in the vicinity of convective core [22]. The period spacing patterns can be used to understand what kind of mixing is acting near the convective core, and how efficient the mixing processes are. Figure3 illustrate the period spacing of the moderate overshooting scenario.

VI. CONCLUSION

We investigated the influence of moderate overshooting on the evolution of convective cores of the sdB stars. This mixing leads to the fluctuations in the size of the convective core accompanied by the occurrence of convective shells. For the moderate overshooting scenario, the C-O/He transition layer has the most important influence on the period spacing pattern. Deep mode trapping patterns can be created by the convective shells.

Acknowledgements The first author wish to especially thank Roy Østensen and Maja Vuckovic for interesting discussions which helped to improve several part of this study. The work was initiated during a visit at KU Leuven University. Part of the research stay of HG at Leuven University was funded by the Francqui Prize offered to CA in 2012 by the Francqui Foundation, Belgium. This research was also partly funded from the European Community's Seventh Framework Programme FP7-SPACE-2011-1, project number 312844 (SPACEINN).

- [1] Hu, H. et al. 2007, A&A, 473, 569
- [2] Kilkenny, D. et al. 1997, MNRAS, 285, 640
- [3] Charpinet, S. *et al.* 1996, ApJ, 471, L103
 [4] Green, E. M. *et al.* 2003, ApJ, 583, L31
- [4] Green, E. M. et al. 2003, ApJ, 583, E5
 [5] Fontaine, G. et al. 2003, ApJ, 597, 518
- [6] Hu H. *et al.* 2008, A&A, 490, 243
- [7] Bloemen, S. *et al.* 2014, A&A, 569, A123
- [8] Castellani V. *et al.*, 1971a, Ap&SS, 10, 340
- [9] Sweigart, A. V. 1990, in Confrontation between Stellar Pulsation and Evolution, ASP Conf. Ser. 11, ed. C. Cacciari & G. Clementini (San Francisco: ASP), 1
- [10] Ostensen R. et al. 2010, MNRAS, 409, 1470
- [11] Ostensen R. H. et al. 2014, A&A, 569, A15
- [12] Kawaler, S. D. et al. 2010, MNRAS, 409, 1487
- [13] Reed, M. D. et al. 2010, MNRAS, 409, 1496
- [14] Paxton B. et al. 2011, ApJS, 192, 3
- [15] Paxton B. et al. 2013, ApJS, 208, 4
- [16] Paxton, B. et al. 2015, ApJS, 220, 15
- [17] Townsend R. H. D. et al. 2013, MNRAS, 435, 3406
- [18] Herwig, F. 2000, A&A, 360, 952
- [19] Freytag, B., Ludwig, H.-G., & Steffen, M. 1996, A&A, 313, 497
- [20] Asplund M. et al. 2009 ARA&A, 47, 481
- [21] Tassoul, M. 1980 ApJS 43, 469
- [22] Miglio A. et al. 2008, MNRAS, 386, 1487







f(T)-gravity and its cosmological implications

Kayoomars Karami

Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

In the framework of modified gravity (MG), recently a new MG theory, namely the so-called f(T)theory, attracted much attention in the community, where T is the torsion scalar [1,2]. It has been demonstrated that the f(T) theory can not only explain the present cosmic acceleration with no need of dark energy [2], but also provide an alternative to inflation without an inflaton [1]. f(T)theory is based on the old idea of teleparallel gravity (TG) [3], in which the Weitzenböck connection rather than the Levi-Civita connection is used. As a result, the space-time has only torsion and thus is curvature-free. In fact, this approach was taken by Einstein [3] in an attempt of unifying gravity and electromagnetism. Although TG is closely related to standard general relativity (GR), differing only in terms involving total derivatives in the action, i.e. boundary terms [4], there are some fundamental conceptual differences between them. According to GR, gravity curves the space-time and shapes the geometry. In TG however torsion does not shape the geometry but instead acts as a force. This means that there are no geodesic equations in TG but there are force equations much like the Lorentz force in electrodynamics [5]. f(T) theory is obtained by extending the action of TG in analogy to the f(R) theory. An important advantage of f(T) theory is that its field equations are second order as opposed to the fourth order equations of f(R) gravity [6]. This feature has led to a rapidly increasing interest in the literature [7]- [19]. Here, we review f(T)-gravity and discuss some theoretical and observational aspects of this kind of MG in cosmology.

(2011).

30 (2012).

131 (2016).

J.B. Dent, et al., JCAP **01**, 009 (2011); R. Zheng, Q.G. Huang, JCAP **03**, 002 (2011);

[12] T. Wang, Phys. Rev. D 84, 024042 (2011).

[15] K. Bamba, et al., JCAP **01**, 021 (2011);

Rev. D 87, 064025 (2013).

Phys. J. C 72, 1893 (2012).

Y.F. Cai, et al., Class. Quantum Grav. 28, 215011

[10] A. Behboodi, S. Akhshabi, K. Nozari, Phys. Lett. B 718,

[11] X.H. Meng, Y.B. Wang, Phys. Rev. D 84, 024042 (2011).

[13] S. Capozziello, et al., Phys. Rev. D 84, 043527 (2011).

[14] A. Aviles, A. Bravetti, S. Capozziello, O. Luongo, Phys.

R.X. Miao, M. Li, Y.G. Miao, JCAP 11, 033 (2011).

K. Karami, et al., Phys. Rev. D 88, 084034 (2013);

K. Karami, et al., Eur. Phys. J. C 73, 2565 (2013);

K. Rezazadeh, A. Abdolmaleki, K. Karami, JHEP 01,

P.Y. Tsyba, et al., Int. J. Theor. Phys. 50, 1876 (2011);

M.H. Daouda, M.E. Rodrigues, M.J.S. Houndjo, Eur.

[16] K. Karami, A. Abdolmaleki, JCAP 04, 007 (2012);

[17] R. Myrzakulov, Eur. Phys. J. C 71, 1752 (2011);

[18] R.J. Yang, Europhys. Lett. 93, 60001 (2011).

- [1] R. Ferraro, F. Fiorini, Phys. Rev. D **75**, 084031 (2007);
- R. Ferraro, F. Fiorini, Phys. Rev. D 78, 124019 (2008).
 [2] G.R. Bengochea, R. Ferraro, Phys. Rev. D 79, 124019 (2009);
 - G.R. Bengochea, Phys. Lett. B 695, 405 (2011).
- [3] A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Kl. 217 (1928);
 A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Kl. 401 (1930);
 - A. Einstein, Math. Ann. 102, 685 (1930).
- [4] C. Moller, Mat. Fys. Skr. Danske Vid. Selsk. 1, 10 (1961);
 C. Pellegrini, J. Plebanski, Mat. Fys. Skr. Danske Vid. Selsk. 2, 4 (1963);
 - C. Moller, K. Dan, Mat. Fys. Skr. Danske Vid. Selsk. **89**, 13 (1978).
- [5] K. Hayashi, T. Nakano, Prog. Theor. Phys. 38, 491 (1967);
 - K. Hayashi, Phys. Lett. B 69, 441 (1977);
 - K. Hayashi, T. Shirafuji, Phys. Rev. D 19, 3524 (1979);
- K. Hayashi, T. Shirafuji, Phys. Rev. D 24, 3312 (1981).
- [6] P. Wu, H. Yu, Phys. Lett. B **692**, 176 (2010);
- P. Wu, H. Yu, Eur. Phys. J. C 71, 1552 (2011).
 [7] E.V. Linder, Phys. Rev. D 81, 127301 (2010);
- [7] E.V. Linder, Phys. Rev. D 81, 127301 (2010) R.J. Yang, Eur. Phys. J. C 71, 1797 (2011).
- [8] P. Wu, H. Yu, Phys. Lett. B **693**, 415 (2010);
- H. Wei, X.P. Ma, H.Y. Qi, Phys. Lett. B 703, 74 (2011);
 Y. Zhang, et al., JCAP 07, 015 (2011).
- [9] S.H. Chen, et al., Phys. Rev. D 83, 023508 (2011);
 B. Li, et al., Phys. Rev. D 83, 104017 (2011);
 - B. LI, et al., Fliys. Rev. D 83, 104017 (2011);

[19] H.M. Sadjadi, Phys. Lett. B **718**, 270 (2012);
 H.M. Sadjadi, Phys. Rev. D **87**, 064028 (2013).

Transmission (C)





راهاندازی خوشه مرکزی آرایه پرتوهای کیهانی البرز-۱ مرتضوی مقدم، صبا^{روم} حیدریزاد، مصطفی^۳ بهمن آبادی، محمود^{روم} رستگارزاده، گوهر^۱

^۱ دانشگاه سمنان ۲ دانشگاه صنعتی شریف ۲ رصدخانه البرز

چکیدہ

خوشه مرکزی آرایهی البرز-۱ شامل پنج آشکارساز سوسوزن که بر روی رئوس یک پنج ضلعی قرار دارند، در زمستان سال ۹۶ راهاندازی شد. اهمیت بررسی دادههای این زیرآرایه به این دلیل است که در شبیه سازی هایی که برای طراحی آرایه البرز-۱ انجام شده است، در تمامی شروط راهاندازی آرایه البرز -۱ که بازده آشکارسازی در آنها بیشتر است همواره پنج آشکارساز خوشه مرکزی روشن هستند. در نتیجه بررسی دادههای خوشه مرکزی می تواند معیاری برای عملکرد آرایه البرز-۱ باشد. در این مقاله به کارهای انجام شده جهت بررسی عملکرد آشکارسازها و پیدا کردن خطای سیستماتیک آشکارسازها و الکترونیک پرداخته و همچنین دادههای گرفته شده از خوشه مرکز آرایه البرز-۱ ارائه می شود.

مقدمه

متداولترین روش آشکارسازی پرتوهای کیهانی با انرژی بیشتر از ۱۰۰TeV استفاده از آرایههایی از آشکارسازهای ذرات بر روی سطح زمین است. این ذرات در برهمکنش با جو بهمنی از ذرات ثانویه به نام بهمن هوایی گسترده ایجاد میکنند که آشکارسازهای ذرات درون آرایهها از این ذرات ثانویه نمونهگیری میکنند. با استفاده از اطلاعات ثبت شده توسط آشکارسازها میتوان به خصوصیات ذره اولیه مانند: جرم، انرژی و جهت ورود ذره کیهانی اولیه پی برد.

آرایه پرتوهای کیهانی البرز-۱ شامل ۲۰ آشکارساز سوسوزن است با چیدمان خوشهای برای دادهگیری در محدوده زانوی طیف پرتوهای کیهانی طراحی شده است (شکل۱). مکان این آرایه به مساحت '۱٦٠٠m، بر بام سالن غذاخوری دانشگاه صنعتی شریف و در ارتفاع ۱۲۰۰ ازسطح دریا در نظر گرفته شده است. طراحی آرایه البرز-۱ حاصل شبیهسازیهای دقیق بر روی پارامترهایهای آرایه از جمله محدوده انرژی که آرایه به آن



شكل ۱: آرايه البرز-۱

حساس است، شروط راهاندازی و دقت زاویهای است[۱]. با توجه به اهمیت خوشه مرکزی آرایه البرز-۱ (خوشه مرکزی) که در قسمت بعد به آن اشاره خواهد شد، در نخستین گام این زیرآرایه به شکل یک پنج ضلعی به ضلع om که o آشکارساز سوسوزن روی رئوس آن قرار گرفتهاند بر روی پشتبام دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف از بهمن ماه ۱۳۹٤ راهاندازی شد.









واضح است که برای داشتن دقت زاویهای مناسب برای تعیین جهت پرتوهای کیهانی باید خطای سیستماتیک تا حد امکان کاهش یابد. به این منظور سلسله آزمایشهایی انجام شده است که در بخش دوم به آنها اشاره خواهد شد. در بخش سوم نیز دادههای گرفته شده خوشه مرکزی آرایه البرز-۱ ارائه می شود.

دلايل انتخاب خوشه مركزى آرايه البرز–۱

در شبیهسازیهای انجام شده ۱۶ شرط راهاندازی بررسی شد که در تمامی شروطی که دارای بازده آشکارسازی بهتری بودند آشکارسازهای خوشه مرکزی روشن می شدند[۱]. بازده آشکارسازی نسبت تعداد بهمنهای آشکارسازی شده به کل تعداد بهمن فرود آمده بر روی آرایه است. در شکل ۲ بازده آشکارسازی در انرژیهای متفاوت برای دو شرط راهاندازی با بازده بالا نشان داده شده است که در یکی از آنها فقط خوشه مرکزی روشن می شود و در دیگری خوشه مرکزی به اضافه سهتا از مثلثهای محیطی روشن می شود. همانگونه که در شکل دیده می شود تفاوت زیادی بین این دو شرط دیده نمی شود و این به این معناست که خوشه مرکزی به تنهایی می تواند بازده آشکارسازی مناسبی داشته باشد. دقت زاویهای برای زوایای سرسویی و سمتی به صورت تابعی از زاویه سرسویی ذره اولیه برای سه شرط راهاندازی در شکل ۳ نشان داده شده است و دیده می شود که دقت زاویهای خوشه مرکزی با شروط راهاندازی دیگر می تواند بازده آشکارسازی مناسبی داشته باشد. دقت زاویه در ای زوایای



شکل ۲: بازده آشکارسازی شرط راه اندازی خوشه مرکزی و ۳ مثلث محیطی(راست)و بازده آشکارسازی خوشه مرکزی (چپ)



شکل ۳: دقت زاویه ای برحسب زاویه سرسویی ذره اولیه برای زاویه سرسویی(راست) و سمتی(چپ) بررسی آشکارسازها و بدست آوردن خطای سیستماتیک به صورت تجربی

آشکارسازها از نوع سوسوزنهای پلاستیکی با ابعاد ۵۰×۵۰ هستند که هر یک در محفظه هرمی شکل از جنس آهن گالوانیزه قرار دارند و سطح داخلی محفظه با رنگ سفید مات (با خاصیت پخشی) پوشیده شده است. ارتفاع هرم ۲۰cm است و در راس آن یک لامپ تکثیرکنندهی







نوری (PMT) قرار دارد. لازم به ذکر است که ابعاد و ارتفاع این آشکارسازها قبلاً بهینه شده اند [۲]. برای بررسی عملکرد این آشکارسازهازیر آرایه ای شبیه به خوشه مرکزی به مدت ۱سال در آزمایشگاه پر توهای کیهانی دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف داده گیری انجام داد و بررسی این داده ها یکنواخت کار کردن این آشکارسازها را تایید کرد [۳]. به دلیل استفاده از متد همزمانی بین دو آشکارساز برای ثبت داده ها قبلا خطای سیستماتیک برای دو آشکارساز به صورت تئوری ۸۲۱۵ محاسبه شده بود [۲] که اکنون باید به صورت تجربی هم آزموده شود. در واقع باید مشخص شود کدام یک از اجزای آشکارسازها و الکترونیک بیشترین سهم در پهن شدگی طیف همزمانی را دارا هستند. به این منظور دو آشکارساز بر روی یک پایه به گونه ای روی یکدیگر گذاشته شدند که سطح مقطع هرم ها دقیقاً روی هم قرار گرفتند. در هر آزمایش تمام اجزای مدار به غیر از یک جز ثابت گرفته شد ، هر جزء حداقل ٤ بار تعویض شد و هر آزمایش ۳ بار تکرار شد. به ترتیب اجزای زیر تغییر داده شد تا مشخص شود با تغییر کدام المان پهنای زمانی بیشتر می شود: ۱) سیتیلاتور ۲) محفظه نوری ۳) PMT ٤] طول سیم تاخیر ۵) کانالهای مجزاکنده پالس(Discriminator) ۲) مبدل زمان به دامنه (TAC) به طول سیم سیگنال (سیمی که از PMT ی اول سیم تاخیر ۵) کانالهای مجزاکنده مهمترین عامل در افزایش پهنای طیف همزمانی اختلاف طول سیم سیگنال (سیمی که از PMT به تونی آنهای است. در شکل ٤ پهنای زمانی بر حسب اختلاف طول سیم نشان داده شده است که با برازش آن به یک تابع چند ملمای این آنهای می دریاف که اگر به یای زمانی بر حسب اختلاف طول سیم نشان داده شده است که با برازش آن به یک تابع چند ملمای دریافت که اگر اختلاف طول سیم صفر باشد خطای سیستماتیک ما با مقداری که قبلا در شبیه سازی محاسبه شده بود در توافق کامل است.



دادههای خوشه مرکزی

در خوشه مرکزی که اکنون در حال ثبت داده است از مدار الکترونیکی که در شکل ۵ نشان داده شده است استفاده می شود. در این مدار ثبت رخدادهای همزمانی آشکارسازهای (۱و۳)، (۱و٤)و (۱و٥) مشروط به ثبت رخدادهای همزمانی بین آشکارسازها (۱و۲) است. با توجه به نقش اختلاف طول سیم در خطای سیستماتیک تمام سیمهای سیگنال دقیقاً یک اندازه و سیمهای تاخیر هم در حد امکان کوتاه انتخاب شدند. خطای سیستماتیک را برای هر آشکارساز با آشکارساز شماره ۱ به همان روشی که قبلا به آن اشاره شد و با الکترونیک و سیمهایی که در خوشه مرکزی از آنها استفاده می شود محاسبه شد که نتایج آن در جدول ۱ گزارش شده است. این خطا برای تعیین خطا در تعیین جهت ورود ذرات اولیه استفاده خواهد شد.

این آرایه در مدت ٤٩٢ ساعت ٥٦٢٠٧ رخداد بهمن هوایي گسترده را ثبت کرده است .متوسط آهنگ ثبت رخدادها، یک رخداد در هر ٠/٥٣ دقیقه







نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران





جدول ۱: خطای سیستماتیک برای آشکارسازهای خوشه مرکزی

آشکار سازها	او ۲	او ۳	او ع	او ہ
خطای سیستماتیک(ns)	۲/۱٥±۰/۰۳	۲/•٦±•/•۲	۲/۲V±•/•٤	۲/۱۷±۰/۰٥

است. از سوی دیگر توزیع فاصله زمانی بین دو رخداد متوالی به صورت تصادفی بوده و با یک تابع نمایی ، f(x)=f(0)exp(-t/t) داده می شود. همانطور که در شکل آپیدا است با برازش تابع فوق با توزیع فاصله زمانی بین دو رخداد متوالی مقدار ۲۰/۰۰ = ۲ بدست آمد که در توافق با متوسط آهنگ ثبت رخدادها است. شکل۷ توزیع گوسی نرخ رخدادها را در بازه زمانی ۳ ساعته نشان می دهد که در آن متوسط تعداد رخدادها در بازه زمانی اساعته، ۱۱۳ رخداد و پهن شدگی ۵/۰۱ = ۵ است.



نتيجه گيرى

با توجه به نتایج شبیهسازیهای پیشین میتوان گفت راهاندازی خوشه مرکزی در قدم اول اقدامی است که میتواند چشم اندازی در مورد عملکرد آرایه البرز-۱ در اختیار ما قرار دهد. درنتیجه این زیرآرایه راهاندازی شده و مشغول دادهگیری است.

خوشه مرکزی به منظور یافتن جهت ذره کیهانی اولیه شروع به کار کرده است و برای گزارش خطا نیاز به دانستن خطای سیستماتیک آشکارسازها الکترونیک است. بعد از انجام تعداد زیادی آزمایش مشخص شد که بیشترین سهم در پهن شدگی طیف همزمانی اختلاف طول سیمهای استفاده شده در دو آشکارساز است و اگر اختلاف طول سیم صفر باشد خطای سیستماتیک مینیمم ۱/۸۱ns بدست میآید که به مقدار بدست آمده در شبیهسازیها نزدیک است. خطای سیستماتیک برای آشکارسازها و الکترونیک مورد استفاده در خوشه مرکزی در جدول ۱ گزارش شده است. خوشه مرکز در ٤ هفته داده گیری تعداد ۲۰۷۰ رخداد بهمن هوایی گسترده را ثبت کرده است. و با توجه به توزیع فاصل زمانی رخدادها و پهن شدگی نرخ رخدادها میتوان گفت که این رخدادها کاملا تصادفی و یکنواخت هستند. شایان ذکر است که برای مطالعه بر روی توزیع زوایای سمتی و سرسویی نیاز به داده گیری در مدت بیشتری است.

مرجعها

1. S. Abdollahi, et al "Alborz-I array: A simulation on performance and properties of the array around the knee of the cosmic ray spectrum", *Astroparticle Physics* **76** (2016), 1-8

2. Y.Pezeshkian, et al "Scintillation detectors of Alborz-I experiment", NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS Research A 773, (2014) 117-123

صبا مرتضوی مقدم و همکاران " تابع توزیع زاویه سرسویی بهمنهای هوایی گستردهی آشکارسازی شده توسط زیرآرایه البرز-۱" کنفرانس فیزیک ایران،۱۳۹٤،مشهد









On the Relation Between Stellar Mass Assembly and Quenching of Galaxies Since z=2

MOEIN MOSLEH *IPM*

Abstract

In the local universe galaxies are observed to have diverse morphologies from disk-dominated galaxies like spirals to spheroid-dominated systems such as ellipticals. Likewise, bimodal color distribution of galaxies reflects their star-formation activity, from star-forming objects (blue cloud) to quiescent ones (red sequence). From the evolution of stellar mass function of galaxies, it has been shown that the number of quiescent galaxies increased by a factor of two since $z\sim1$, while number of star-forming ones (above M^*) did not changed, indicating galaxies move from the blue cloud to the red sequence. There has been many internal and external proposed mechanisms for describing their cessation of star-formation activity. In this talk, I will present how different types of galaxies assemble their stellar masses, using a new approach for deriving their mass profiles, and discuss how the structural evolution can affect their star formation activity over the last 10 Gyrs.









The formation of cosmic structures in the accelerated Universe

Mohammad Malekjani Department of Physics, Bu Ali Sina University, hamedan-Iran

Abstract

Recent developments in observational cosmology converge to cosmological models in a spatially flat geometry with a cosmic dark sector usually in the form of pressure less cold dark matter (CDM) and dark energy (DE), respectively, in order to interpret the observed flat rotation curves of spiral galaxies and the accelerated expansion of the Universe. DE not only accelerates the cosmic expansion but also changes the growth rate of structures through the modification of Hubble parameter and also due to its perturbations. In this talk I present the recent investigations of the scenario of cosmic structure formation in the framework of spherical collapse model (SCM) in a Universe dominated by DE. In particular, we will see that DE perturbations can affect the growth of structures both in linear and non-linear regimes. We will also observe that DE has a considerable effect on the mass function of dark matter haloes and the number of galaxy clusters counted within the formalism of Press-Schechter.







تحلیل تغییرات پریود و منحنی های نوری دو سیستم جدیدبا پریودهای فراکوتاه KIC۸۹۱۲۴۶۳ و KIC۱۰۲۸۸۵۰۲

منظوری^{1,2} داود؛ عباسوند، سالار¹

۱- اردبیل، انتهای خیابان دانشگاه، دانشکده علوم پایه دانشگاه محقق اردبیلی، گروه فیزیک ۲- قزوین، دانشگاه بینالمللی امام خمینی ، دانشکده علوم پایه- گروه فیزیک

چکیده: در این پژوهش تغییرات پریود مداری و منحنیهای نوری دو سیستم با پریود فراکوتاه که توسط تلسکوپ فضایی کپلر کشف گردیدهاند مورد بررسی و تحلیل قرار گرفتهاند. از نرم/فزار فوب برای تحلیل منحنیهای نوری استفاده شده است. نتایج حاصل از تحلیل پریود برای KIC۸۹۱۲۴۶۳ تغییراتی را نشان نمیدهد. اما سیستم KIC۱۰۲۸۸۵۰ تغییراتی را نشان میدهد که با چرخش قطر اطول مدار قابل توجیه است. بعلاوه تحلیل منحنیهای نوری سیستمها حل دقیقتری را در مد جدا نشان میدهند، و به نظر میرسد با نظر استی پین (و۲۰۱۲ و ۲۰۰۶ سازگاری خوبی داشته باشند)

مقدمه

در یک دهه اخیر کشف و آشکارسازی ستارگان دوتایی به چندین برابر، دهههای قبل رسیده است. پروژههای مختلف از قبیل میاه SWASP و غیره ستارگان نوترونی و غیره و یا به منظور پیدا کردن سیارههای زمین گونه رصد کردهاند. در این میان رصد و نورسنجی ستارگان دوتایی به ویژه ستارگان دوتایی، ستارگان غیره و یا به منظور پیدا کردن سیارههای زمین گونه رصد کردهاند. در این میان رصد و نورسنجی ستارگان دوتایی به ویژه ستارگان دوتایی، ستارگان دوتایی با پریود فراکوتاه از اهمیت ویژهای برخوردار بودهاند. حدود دو دهه ییش در سال ۱۹۹۲ روسی نسکی[۱] با مطالعه ستارگان دوتایی، ستارگان دوتایی با پریود فراکوتاه از اهمیت ویژهای برخوردار بودهاند. حدود دو دهه ییش در سال ۱۹۹۲ روسی نسکی[۱] با مطالعه ستارگان دوتایی، ستارگان واضح و تیزی در پریود کرتاه از اهمیت ویژهای برخوردار بودهاند. حدود دو دهه ییش در سال ۱۹۹۲ روسی نسکی[۱] با مطالعه ستارگان دوتایی تماسی واضح و تیزی در پریود کرتاه از اهمیت ویژهای برخوردار بودهاند. حدود دو دهه ییش در سال ۱۹۹۲ روسی نسکی[۱] با مطالعه ستارگان دوتایی تماسی واضح و تیزی در پریود کرتاه از اهمیت ویژهای برخوردار بودهاند. حدود دو دهه ییش در سال ۱۹۹۲ روسی نسکی[۱] با مطالعه ستارگان دوتایی تماسی واضح و تیزی در پریود کرتاه از اهمیت می در اسال (۱۹۹۵) ستارهای با پریود کمتر از این مشاهده نشد. در سال ۱۹۹۵ ادولسکی[۲] در دادههای واضح و تیزی در پریود ۲۰٫۰ روز شد، و تقریباً تا سال (۱۹۹۵) ستارهای با پریود کمتر از این مشاهده نشد. در سال ۱۹۹۵ ادولسکی[۲] در دادههای قرار گرفت که معلوم شد، برخلاف انظار، سیستمی جدا است و نه تماسی از آن تاریخ به بعد تعداد نسبتاً زیادی حدود صدها سیستم با پریود فرا کوتاه (کمتر از ۲/۰ روز) توسط افراد مختلف گزارش شده است. افراد مختلفی طی نظریههای متفاوتی سعی در توجیه وجود چنین سیستمهای دوتایی نزدیک با پریود کوتاه و جرم کم داشتهاند. از جمله این نظریهها، خود روسی نسکی[۱] بعد از مشاهده انقطاع واضح در پریود (یعنی ۲۰/۰ روز) علت را در حد جرم ستارگان با جرم اندک برای همرفتی کامل ستاره که منجر به محدودیت پارامترهای فیزیکی و مداری سیستم می شود

نظریه دیگر توسط استیپین[۴و۵] بیان شده است، بر طبق نظریه او در ستارگان با جرم کم، زمان لازم برای تحول ستاره و رسیدن به وضعیت پرکردن سطح رش و سرریز شدن (Overflow) ماده، از نقطه لاگران Lı آنقدر بلنداست، که ستاره زمان لازم را برای رسیدن به این مرحله از تحول بعد از شکلگیری اولیه با توجه به سن فعلی جهان (حدود ۱۳ میلیارد سال) در اختیار نداشته است. استیپین نظریه خود را براساس محاسبهی آهنگ از دست دادن تکانهزاویهای از طریق پلاسمای مغناطیده توسط بادهای ستارهای بیان کرد.









نظریه دیگر در این رابطه و برای توجیه انقطاع واضح در پریود (۲۲۲ روز) توسط ژییانگ و همکارانش [۶] ارائه شده است. بر طبق این نظریه براساس محاسبات آنها ستارهای با حد جرم همدم اولیه ۹۶/۰ جرم خورشید یا کمتر وقتی که به وضعیت پرکردن سطح رش خود برسد، ناپایداری دینامیکی آغاز گشته و پوش مشترک دو ستاره را باعث می شود، سپس دو ستاره ادغام شده و به یک ستاره منفرد تبدیل می شود. به همین علت ستارههای دوتایی کم جرم نادرند، زیرا آنها ادغام گشته و به یک ستاره تبدیل شدهاند، اما کشف تعداد نسبتاً زیادی از این ستارههای اخیر چنین مکانیزمی را زیر سوال می برد.

تحليل منحنىهاى نورى

برای تحلیل دادههای نورسنجی به منظور بررسی دو سیستم یاد شده، دادههای نورسنجی این سیستمها از سایت تلسکوپ فضایی کپلر که تلسکوپی با طرح اشمیت و به قطر آیینه ۹۵/۰ متر و میدان دید وسیع ۱۰۵ درجه مربع از آسمان را تقریباً به صورت ممتد پوشش داده و رصد میکند، طوری که بیش از ۱۵۶٬۰۰۰ هزار ستاره را همزمان و به طور ممتد مورد کاوش قرار می دهد. برای اطلاعات بیشتر خواننده می تواند به سایت (www.nasa.gov) میکند، طوری که بیش از ۱۵۶٬۰۰۰ هزار ستاره را همزمان و به طور ممتد مورد کاوش قرار می دهد. برای اطلاعات بیشتر خواننده می تواند به سایت (www.nasa.gov) مراجعه نمایید. این تلسکوپ از مارس سال ۲۰۰۹ تعداد زیادی ستارهها عمدتاً در قسمت برآمدگی بازویی کهکشان راه شیری در صورتهای فلک ۱۷۹۵ و Cygnus، مرکزیت میدان دید با بعد 19⁶20⁴40 هما عمدتاً در قسمت برآمدگی بازویی کهکشان داده هنیری در صورتهای فلک Lyra و Sold در معرفی در کریت میدان دید با بعد ¹⁰⁴40 هما عمدتاً در قسمت برآمدگی بازویی کهکشان راه شیری در صورتهای فلک Lyra و Cygnus، مرکزیت میدان دید با بعد ¹⁰⁴40 هما هما و در این تحلیل نظر به اینکه تعداد داده ها خبل زیاد و نیز در بعضی مواد پراکندگ ای در کل داده ها نسبتاً زیاد بود، و از طرفی با توجه به کوتاه بودن پریود سیستمها مورد بررسی، و برای داه های نورسنجی برای سه الی چهار روز متوالی را انتخاب کرده و مورد تحلیل قرار دادیم. همان طور (*Overcontact) و برای دو شاید و ای سیستم*های تماسی W *UMa* و برای دقت بیشتر ما فقط تعداد محدودی از داده های نورسنجی برای سی ای ورودی به نرم افزار علاوه بر پریود و افری یا نور سیسی و برای دو و برا رامه فوب (نسخه معال قرار دادیم. هرا مور اسیالی را انتخاب کرده و مورد ترای می و برای می ایندا در و می و ایند ما مورد استیا و با نور در مانه فوب (نسخه معان مرار دار و می و سیستمهای تماسی *W UMa* و این *سیند و برای مو د و مود و ای و در و مورد و مورد تروی و مورد و مورد بر و می و برای مو* و دارده می نور در مامه و رود دی می مرا و را گرفته است. برای توره ما بردی کرانه می مرده و توبلی و ای تران می می مرده و توبلی و ای بردی کرده مرده و توبلی و مورد ترم موه و را در مو و موان و با مورد و مرده و را مو مو و رود می مورد مربما و را مو مورد و مرده و مرا و را دار مرا و ما و را در مر مرده و مرده و مرو و و موودی و مو مر مرده و مرا و

نظر به اینکه این سیستمها طیفسنجی نشدهاند و دادههای طیفسنجی و سرعتهای شعاعی برایشان موجود نبود. لذا از طریق کاوش برای نسبت جرم (*q - Search*) مقدار نسبت جرم p را به صورت *۱*,۰، *۲*,۰، *۳*, و ... انتخاب کردهایم. سپس برای هر مقدار از p، پارامترهای اصلی سیستم، یعنی دماهای T_1 , T_2 و پتانسیل همدم اولیه Ω و *i*، تمایل صفحه مداری را به صورت پارامترهای آزاد قابل تنظیم، آنقدر تغییر دادیم تا χ و نیز خطاهای (Σ) مربوط به مجموع مربعات باقی مانده کمینه شوند. این کار را برای مقادیر مختلف p تکرار کردیم. سپس با رسم مقادیر محتلف p در برامه و نیز خطاهای (Σ) مربوط به مجموع مربعات باقی مانده کمینه شوند. این کار را برای مقادیر مختلف p تکرار کردیم. سپس با رسم مقادیر مختلف p برحسب کمینه خطاها (Σ) در شکلهای ا و ۲، و با انتخاب *p* متناظر با کمینه منحنی، آن را به عنوان مقدار پارامتر اولیهی *p* در برنامه مختلف *p* برحسب کمینه خطاها (Σ) در شکلهای ا و ۲، و با انتخاب *p* متناظر با کمینه منحنی، آن را به عنوان مقدار پارامتر اولیهی *p* در برنامه موارد با تنظیم پارامترهای آزاد سعی کردیم ² مراحم و به علاوه بهترین برازش دادههای تجربی به منحنی محاسباتی را بدست آورده و نیز خطاهای محاسباتی را بدست آورده و نیز محالهای محاسباتی را کمینه از کنیم و به علاوه بهترین برازش دادههای تجربی به منحنی محاسباتی را بدست آورده و نیز عطاهای محاسباتی را کمینه مازی کنیم. بعد از این مرحله دادههای حاصل از محاسبات بدست آمده را در جدول ۱ و مقادیر مطلق پارامترهای سیستم ها را در جدول ۲ تنظیم کردهایم. در شکلهای ۳ و ۴، منحنی محاسباتی و مشاهداتی نمایش داده شدهاند. بعد از حل منحنی نوری و بدست آوردن پارامترها مربوط به هر سیستم، علی رغم برازش مناسب در مد تماسی (*Overcontact)*)، شکل رش مربوط به هر سیستم (به جای برست و رد به ماسی (به حاسی)، شکل رش مربوط به هر سیستم، میازش مانوری سیستم ها با انتخاب مد جدا نیز انجام کردهایم مربوط به هر سیستم، علی رغم برازش ماسب در مد تماسی (*Overcontact)*)، شکل رش مربوط به هر سیستم (به جای تماسی)، شکل جدا (*Detached*) را مکرها به نسبت







کمتر و برازش بهتری حاصل شد و لذا در جدول ۱ علاوه بر نتایج مد تماسی، نتایج حل در مد جدا را نیز آوردهایم. برای توجیه این حل، بخش بحث و نتایج را ببینید.



KIC ۵۹۱۲۴۶۳ شکل ا : منحنی نسبت جرم (\mathbf{q}) برحسب کربرای سیستم



جدول ۲ : مقادیر مطلق پارامترهای سیستم ها

	.17	یار امتر
مقادیرسیستم ۱۰۲۸۸۵۰۲ KIC	معادیر سیستم۸۹۱۲۴۶۳ KIC	
0/23019	0/0948	پريود(رو
		ز)
0/5033	0/4968	$A(R_{\odot})$
0/0218	0/1420	M_1/M_{\odot}
0/0106	0/0415	M_2/M_{\odot}
0/1207	0/1519	R_1/R_{\odot}
0/1059	0/0653	R_2/R_{\odot}
10/3340	8/7553	M _{1,bol}
9/9205	6/8311	Mahal

جدول۱ : مقادیر دادههای حاصل از محاسبات

KIC 1.1	سيستم٢ ٢٨٨٥٠	KIC AN		
مدل Over Contact	مدل Detached	مدل Over Contact	مدل Detached	پارامتر
$0/570 \pm 0/002$	$0/488\pm0/001$	0/292±0/002	$0/292 \pm 0/002$	q
$62/00 \pm 1/450$	$63/90 \pm 0/106$	$63/500 \pm 1/582$	$63/50 \pm 1/222$	incl
4700 ± 97	5100 ± 3	9260 ± 674	9260 ± 37	T_1
-	4950 ± 3	-	9070 ± 36	T_2
$4/200 \pm 0/032$	$4/688 \pm 0/007$	$3/605 \pm 0/029$	$3/605 \pm 0/014$	Ω_1
-	$3/599 \pm 0/004$	-	$3/585 \pm 0/013$	Ω_2
$8/163 \pm 0/017$	$7/523 \pm 0/011$	$10/787 \pm 0/022$	$10/787 \pm 0/021$	L_1/L_{\odot}

نتايج و بحث

الف)تغييرات دوره تناوب

همانطور که اشاره شد، تغییرات زمانهای گرفت اولیه و ثانویه برای سیستم KIC۸۹۱۲۴۶۳ که در شکل۵ ترسیم گردیده است، ثابت بوده و تغییرات معنی داری نشان نمیدهد، بنابراین پریود این سیستم ثابت می باشد. اما در تغییرات کمینه های گرفت در سیستم KIC ۱۰۲۸۸۵۰ تغییرات کاملاً معنی داری را نشان میدهد و به علاوه تغییرات کمینههای اولیه و ثانویه نقطهها(سرخ رنگ) و دایرههای تو خالی همانطور از شکل۶ پیداست کاملاً در فازهای مخالف قرار دارند. لذا در چنین مداری میتوان تغییرات را به حرکت قطر اطول مداری نسبت داد.

ب)منحنی های نوری

چون تعداد دادههای نورسنجی نسبتاً زیاد (بیش از ۶۵۰۰۰ نقطهای) و نظر به اینکه این سیستمها، سیستمهایی با پریود کوتاه هستند و دادههای حتی یک شب منحنی نوری را به طور کامل (از فاز ۰ – ۱) پوشش میدهند، لذا به خاطر دقت بیشتر در برازش منحنی نوری نظر به دادههای تجربی، و صرفه جویی در زمان محاسبات داده های نورسنجی را برای هر سیستم فقط برای سه یا چهار شب انتخاب کرده و تحلیل نمودیم. نظر به اینکه این سیستمها در کاتالوگ مربوطه از نظر شکلشناسی به صورت سیستمهای تماسی دستهبندی شده بود، ما نیز برنامه را ابتداً در مد





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



(Overcontact) شروع کردیم علی رغم اینکه در این مد، برازش منحنی نظر به داده های تجربی و خطاهای محاسبات در فایل خروجی برنامه فوب نسبتاً مناسب بودند. اما پیکربندی سیستمها، سیستمهای تماسی را نشان نمی دادند بلکه سیستمهای جدایی را از نظر پیکربندی سه بعدی نشان می دادند. لذا تحلیل منحنی نوری این سیستمها را در مد جدای برنامه نیز دادیم و هم برازش منحنی ها و هم خطاهای محاسبات در پارامترها به نسبت مد جدا بهتر بود، لذا به عقیده مولفین این سیستمها، سیستمهای جدایی هستند و با نظریه استی پین [۳و۴] مبنی بر اینکه سیستمهای در مراحل اولیه تشکیل آنها اگر همدم اولیه با جرم کمتر از یک برابر جرم خورشید شروع کرده باشند، سازگار است چون بر طبق محاسبات آهنگ از دست دادن تکانهزاویهای آنها کند بوده و بنابراین در چنین سیستمهایی زمان لازم برای پرکردن سطوح هم پتانسیل رش، حتی از عمر فعلی جهان (با توجه بر محاسبات) بیشتر است و لذا چنین سیستمهایی سطوح رش را هنوز پر نکرده و به صورت و به صورت جدا باقی مانده.



[1] S. M. Rucinski; AJ, 103 (1992) 460.

- [2] A. Udalski, M. Szymanski, J. Kaluzny, et al.; ACA, 45 (1995) 1-9.
- [3] S. M. Rcinski and C. Maceroni; (1997)
- [4] K. Stepein; ACA, 56 (2006) 347.
- [5] K. Stepein; ACA, 61 (2011) 139. [6] D. Jiang, Z. Han, H. Ge, L. Yang, and L. Li; MNRAS, 421 (2012) 2769



مرجعھ



1.0





The binary fraction and mass segregation in Pleiades open cluster

Maryam Hashemi¹, Pouria Khalaj², Najmeh Sheikhi¹, Hosein Haghi¹, Akram Hasani Zonoozi¹

¹ IASBS ² University of Queensland, Australia











نقش میدان مغناطیسی در ناپایداری رایله-تیلور تابشی و کاربرد آن در ناحیه ی تشکیل ستاره های سنگین و شکل گیری سحابی رتیل یعقوبی، آسیه شادمهری، محسن ^۲ ^{(دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان} ^۲ گروه فیزیک، دانشگاه گلستان، گرگان

چکیدہ

ناپایداری رایله-تیلور درسیستمهای متنوعی از اخترفیزیک اتفاق می افتد و رشد آن تاثیر مهمی در شکل گیری ساختارهای نجومی دارد. با توجه به اینکه در بعضی از این سیستم های ناپایدار، تابش و میدان مغناطیسی وجود دارد، لازم است که تاثیر آنها در رشد این ناپایداری بررسی شود. مطالعات قبلی نشان می دهد که حضور تابش در حد نوری نازک'، آهنگ رشد ناپایداری را کاهش می دهد و در حد نوری ضخیم^۲ به شکل متفاوتی افزایش. در این مقاله ما تحلیل خطی این سیستم ناپایدار تابشی را در حضور میدان مغناطیسی انجام می دهیم و خواهیم دید که آهنگ رشد این حالت جدید کاهش می یابد. سپس نتایج این تحلیل را در حباب ناپایدار اطراف تابشی را در حضور میدان مغناطیسی انجام می دهیم و خواهیم دید که آهنگ رشد این حالت جدید کاهش می یابد. سپس نتایج این تحلیل را در حباب ناپایدار اطراف پیش ستاره های سنگین که تاثیر زیادی در بوجود آمدن ستاره های سنگین دارد، بکار می بریم و نتیجه می گیریم که حباب ها در زمان بیشتری نسبت به مطالعه قبل از بین می روند و به این روش برافزایش مواد روی ستاره کندتر ادامه می یابد. همچنین نتیجه خواهیم گرفت که حضور میدان مغناطیسی فیلامنت های بزرگ مقاله ما تحلیل را می زرگ مقالعه قبل سرحابی روند و به این روش برافزایش مواد روی ستاره کندتر ادامه می یابد. همچنین نتیجه خواهیم گرفت که حضور میدان مغناطیسی فیلامنت های بزرگ مقیاس

مقدمه

ناپایداری ها سهم قابل توجهی در شکل گیری ساختارهای نجومی دارند. ناپایداری رایله-تیلور یکی از مهمترین آنها در شاره های اخترفیزیکی و زمینی است. این ناپایداری در مرز بین دو شاره با چگالی های متفاوت وقتی که شاره ها در یک میدان نیرو قرار دارند، تعریف می شود [۱]. قرار گرفتن یک لایه جوهر روی آب در حضور میدان گرانش زمین نمونه ی ساده این ناپایداری است. نقش این ناپایداری در سیستمهای مختلفی نظیر انبساط بقایای ابرنواختری، اعماق غولهای سرخ، ابرهای محلی اطراف منظومه شمسی و یا حباب هایی که در محیط بین کهکشانی ایجاد می شوند، مورد بررسی قرار گرفته است [۲۵٬۴۰۵]. به دلیل پیچیدگی های چنین سیستم هایی، معمولاً از شبیه سازیهای عددی برای بررسی تحول ناپایداری استفاده می کنند [۶۶]. اما تحلیلی های خطی، وقتی که دامنه اختلالات کم باشد، برای بررسی این ناپایداری همچنان مورد استفاده قرار می گیرد تا علاوه براینکه زمینه انجام شبیه سازی ها را فراهم کند، به درک نتایج و صحت آنها کمک کنند. در نمونه هایی از این سیستم ها نقش تابش در عاد می در زری نازک و ضخیم مهم می شود. در سال ۲۰۱۱ جکویت و کرومهولز ^۳ تحلیل خطی ناپایداری را در حضور تابش (در هر دو حد نوری) انجام دادند[۷]. آنها نتیجه گرفتند که در حد نوری نازک، گرادیان فشار تابشی (معمولا جهت فشار تابشی بر خلاف گرانش است) روی گرانش مجموعه تاثیر می گذارد و سبب کاهش رشد ناپایداری می شود[۱۰۸] و در حد نوری ضخیم آهنگ رشد ناپایداری به شکل متفاوتی افزایش می مجموعه تاثیر می گذارد و سبب کاهش رشد ناپایداری می شود[۱۰۸] و در حد نوری ضخیم آهنگ رشد ناپایداری به شکل متفاوتی افزایش می به این دان می دهد که این نواحی متاثر از میدان مغناطیسی است[۱۰،۱۰۹] و در حد نوری ضخیم آهنگ رشد ناپایداری به شکل متفاوتی افزایش می به ین نشان می دهد که این نواحی متاثر از میدان مغناطیسی است[۱۰،۱۰۹] و نیمی میدروژنی به نام سحابی رتبی برای می تان می این می ای می می در مقاله پیشنهاد شده بود به ی نشان می دهد که این نواحی متاثر از میدان مغناطیسی است[۱۰،۱۰۹] و در حد نوری ضخیم آهنگ رشد ناپایداری به شکار مناطور و مطالعات به ی نشان می دهد که این نواحی متاثر از میدان مغناطیسی است[۱۰،۱۰۹]، بنابراین ما میدان مغناطیسی را همانظور که در مقاله پیشنهاد شده بود به ی نشان می دهد که این نواحی متاثر از میدان مغناطیسی ای می می می می می میان می ماه ما میاد و تعلیل

- ¹ Optically thin regime
- ² Optically thick regime
- ³ Jacquet & Krumholz









بکار گرفته شده را در حد نوری ضخیم ارایه می دهیم و در قسمت بعدی نتایج مهم را مرور خواهیم کرد. در قسمت چهارم و پنجم به کاربرد نتایجمان می پردازیم.

معادلات و تحلیل خطی ناپایداری

از معادلات اساسی شاره در حضور میدان مغناطیسی و تابش (RMHD) در حد نوری ضخیم شروع می کنیم.

$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla . \vec{u} = 0,$	()
$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla}p_t + \rho \vec{g} + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B},$	(٢
$\frac{DE_t}{Dt} + (E_t + p_t)\vec{\nabla}.\vec{u} = -\vec{\nabla}.\vec{F},$	٣)
$F = -\frac{c}{3\kappa\rho}\vec{\nabla}E_r,$	(۴
$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u}_i \times \vec{B}),$	۵)
$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$	(۶

که در اینجا $p_g = c_s^2 \rho$ ، $p_{tot} = p_g + p_r$, $E_r = \sigma T^4$, $E_r = 3p_r$, $E_g = p_g / (\gamma - 1)$, $c_s^2 = (k_B / m)T$, $p_g = c_s^2 \rho$ که در اینجا $\rho_g = c_s^2 \rho$, $P_s = c_s^2 \rho$, $E_r = 3p_r$, $E_g = p_g / (\gamma - 1)$, $c_s^2 = (k_B / m)T$, $p_g = c_s^2 \rho$ که در اینجا $\rho_g = c_s^2 \rho$, $P_s = c_s^2 \rho$,

الف) شرایط اولیه: فرض می کنیم سرعت شاره ها در ابتدا صفر باشد، با این فرض فشار گاز، انرژی کل، دما وچگالی گاز در شرایط تعادل اولیه باید به صورت زیر به زمان و مختصه ی z وابسته باشند.

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T}{4p_r} (-\rho g E), \qquad \frac{\partial E_t}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{F}, \qquad \frac{\partial p_g}{\partial t} = -\rho g - \frac{\partial p_r}{\partial z} = -\rho g (1-E),$$

$$\frac{\partial E_t}{\partial z} = \rho g (\frac{E-1}{\gamma - 1} - 3E), \qquad \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\rho g}{c_s^2} (E - 1 + \frac{E}{4r}). \qquad (\forall$$

که $(\partial p_r / \partial z) = E = -(1/\rho g)(\partial p_r / \partial z)$ به صورتی که در بالا آمده است نمایش داده می شود.

ب) وارد کردن اختلال و بدست آوردن معادله ی پاشندگی: تمام کمیت های قابل تغییر در سیستم از جمله فشار تابشی و گاز، چگالی، دما و ... را به صورت $\chi + \chi_0 = \chi_0 + \chi' = \chi$ مختل می کنیم. به صورتی که $\chi > \chi_0 = \chi$ و فرض می کنیم پارامتر اختلالی به صورت k_x مقادیر مختلف به صورت $\chi + ik_x x)$ باشد. با این فرض باید رشد هر مد را بررسی کرد. به عبارتی باید مقدار ω را برای مقادیر مختلف پیدا پیدا کرد. اگر مد ها ناپایدار باشند و رشد کنند، باید مقدار ω حقیقی و مثبت باشد. این فرض را به معادلات ۲ اتا ۶ وارد می کنیم تا به معادلات اختلالی برسیم. در نهایت پس از یک سری محاسبات طولانی و اعمال شرایط مرزی مناسب که با درنظر داشتن میدان مغناطیسی و تابش نوشته می شود[۱۲]، معادله ای موسوم به معادله ی پاشندگی به دست می آید که آهنگ رشد را برای هر مد ناپایدار تعیین می کند. معادله ی پاشندگی در






$$\begin{split} & ||_{y_{1}} = \frac{\alpha}{2} ||_{y_{1}} ||_{y_{2}} = \frac{\alpha}{2} ||_{y_{1}} ||_{y_{2}} ||_{y_{2}} + \beta_{2}^{2}||_{y_{2}} + \beta_{2}^{2}||_{y_{2}} ||_{y_{2}} + \beta_{2}^{2}||_{y_{2}} ||_{y_{2}} ||_{y_{2}} + \beta_{2}^{2}||_{y_{2}} + \beta_{2}^{2}||_{y_{$$

 $A_1 x^2 + \beta_1^2 y^2$

همچنين داريم:

$$\begin{split} \mu &= \frac{c_{s_2}^2}{c_{s_1}^2}, \alpha = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \beta = \frac{V_A}{C_{s_1}}, C = \frac{12r + 1/(\gamma - 1)}{16r^2 + 20r + \gamma/(\gamma - 1)}, A = \beta^2 C + 1, Z = E - 1 + \frac{E}{4r} \\ B &= \frac{1}{16r^2 + 20r + \gamma/(\gamma - 1)} (16r^2 + r(24E - 8) + E(5 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}) - 1 + \frac{E\gamma}{4r}), \\ H &= \frac{12 - C(32r + 20)}{D} (E + r(E - 1)), I = C - \beta^2 (E - 1)C - \beta^2 H, G = B + \beta^2 (\frac{CE}{4r} - 1). \end{split}$$

E=1,X=1 10 vc_{s1}/g 0.1 incompressible B=0.2 0.01 0.1 10 100 $k_c^2 c_{s1}/g$

شکل ۱: آهنگ رشد مد های اختلال به ازای k_x های مختلف و مقادیر ، که از حل معادله ی (۸) به دست آمده $E=r=lpha=\mu=1$ است .

در قسمت قبل معادله ای بدست آوردیم که آهنگ رشد مدهای مختلف اختلال را برای طول موج های مختلف می دهد. از حل این معادله (معادله ی ۸) به ازای عدد موج های مختلف (و برای مقادیر مشخص) نمودار شکل ۱ بدست می آید. در این شکل خط چین خاکستری رنگ آهنگ رشد مدهای اختلال را در حالت بدون میدان و تابش نشان می دهد. می بینیم که آهنگ رشد عدد موج های بزرگتر (طول موج های کوچکتر) درحالت کلاسیک بیشتر است. اگر تابش را به آن اضافه کنیم فقط آهنگ رشد عددموج های کوچکتر افزایش یافته و تقریبا یک مقدار مشخصی می گیرند ولی آهنگ رشد برای عددموج های بزرگتر بدون تغییر می ماند (خط صورتی) این نتایج با نتایج جکویت کاملا مطابقت دارد[۷]. در صورتی که میدان را به این سامانه ی تابشی اضافه کنیم کاهش آهنگ رشد را در عددموج های بزرگ و افزایش کمی در عددموج های کوچکتر می بینیم. در این حالت یک عدد موج بحرانی ظاهر می شود که آهنگ رشد مد های بزرگتر از آن

صفر می شود (مد ها پایدارند). این روند نتیجه ی مهمی دارد و آن این است که می توان یک آهنگ رشد ماکزیمم به سیستم نسبت داد که برای یک طول موج مشخص دیده می شود. انتظار می رود این آهنگ رشد ماکزیمم، اسکیل زمانی رشد ناپایداری را تعیین کند. از طرفی همانطور که در مطالعات گذشته [۴] دیده می شود؛ طول موج مربوط به آن، اسکیل طولی رشد را تعیین می کند. ظاهر شدن آهنگ رشد ماکزیمم و طول موج



نتايج





آن از مشخصه های حضور میدان مغناطیسی در این ناپایداری است. به طور کلی میدان مغناطیسی آهنگ رشد سیستم را نسبت به عدم حضور آن کاهش می دهد.

کاربرد۱: ناحیه ی تشکیل ستاره های سنگین

شبیه سازی ها نشان می دهند که در جریان تشکیل ستاره های سنگین، هنگامی که فشار تابشی پیش ستاره بر گرانش آن غلبه می کند، حباب های تابشی در اطراف قرص برافزایشی ستاره ایجاد می شود. به نظر می رسد این حباب ها از برافزایش بیشتر مواد روی ستاره و تشکیل ستاره های سنگین تر جلوگیری می کنند[۶]. اما برای تشکیل ستاره هایی که بیشتر از ۱۰۰برابر خورشید جرم دارند باید این حباب ها از بین برود. سال ۲۰۰۵ کرومهولز به این نتیجه رسید که این حباب ها از نوع رایله-تیلور ناپایدارند و پس از گذشت مدت زمانی از بین می روند. رشد ناپایداری در این کرومهولز به این نتیجه رسید که این حباب ها از نوع رایله-تیلور ناپایدارند و پس از گذشت مدت زمانی از بین می روند. رشد ناپایداری در این مرحله تاثیر مهمی در شکل گیری ستاره های سنگین می گذارد. سال ۲۰۱۱ جکویت و کرومهولز زمان رشد ناپایداری را در این مرحله زیر یک مرحله تاثیر مهمی در شکل گیری ستاره های سنگین می گذارد. سال ۲۰۱۱ جکویت و کرومهولز زمان رشد ناپایداری را در این مرحله زیر یک مرحله تاثیر مهمی در شکل گیری ستاره های سنگین می گذارد. سال ۲۰۱۱ جکویت و کرومهولز زمان رشد ناپایداری را در این مقاله ما مرحله تاثیر مهای سنگین می گذارد. سال ۲۰۱۱ جکویت و کرومهولز زمان رشد ناپایداری را در این مرحله زیر یک مرحله زیر یک مرحله زیر یک رسال بدست آوردند که در مقایسه با اسکیل زمانی تشکیل ستاره ها که حدود ۱۰۰ هزار سال است، مقدار کمی بود. در ادامه ی این مقاله ما آن بکار می برم. از طرفی اندازگیری ها نشان می دهند میدان معاناطیسی گاز در مرحله ی تشکیل حباب های تابشی اطراف ستاره های سنگین بین ۲۰–۲۰ های ایندازگیری ها نشان می دهند میدان معاناطیسی گاز در مرحله ی تشکیل حباب های ناپایدار اطراف ستاره های سنگین بین ۲۰–۲۰ هزار سال (به ترتیب برای ۲۰٫۱۰–۲۰۶، آمای ی محدوده میدان در این سیستم، زمان رشد حباب های ناپایدار اطراف ستاره های سنگین بین ۲۰–۲۰ های تابید و مرکل کری می درم در بای در این رشد حباب های ناپایدار اطراف ستاره های سنگین بین ۲۰–۲۰ های را سال (به ترتیب برای ۲۰٫۰–۲۰٫۰ گول ی بدست آمد که نتیجه ی مطمن تری نست به اسکیل زمانی تحول ستاره ها سنگین بین ۲۰–۲۰ این را سال (به ترتیب برای ۲۰٫۰–۲۰٫۰ گولی) با سازه گرفته شده، آهنگ رشد سیستم را رشد طول موج های بزرگتر تعیین می کنند که با خبی مین می در ند که مرما می در مره می در می می در رگر گرفته

کاربرد۲: ناحیه هیدروژنی سحابی رتیل

تا اینجا در مورد اثر میدان مغناطیسی در ناپایداری رایله-تیلور تابشی در حد نوری ضخیم بحث کردیم. جکویت و کرومهولز تحلیل این حالت را در حد نوری نازک، در قسمت دیگری از مقاله شان انجام دادند و نتایج آن را در یک ناحیه ی هیدروژنی به نام سحابی رتیل (Tarantula Nebula یا 30Doradus) پیاده کردند. در سال ۱۳۹۲ ما تاثیر میدان مغناطیسی را روی این سیستم ناپایدار تابشی(در حد نوری نازک) انجام دادیم [۱۴]. اما در هیچ سیستمی نتایج آن را بکار نبردیم. در این قسمت ما با در نظر گرفتن نتایج مقاله ی[۱۴]، تاثیر میدان مغناطیسی را در رشد ناپایداری که منجر به شکل گیری سحابی رتیل(نمونه ای که جکویت و کرومهولز بکار بردند) شده است، خواهیم دید. سحابی رتیل در ابر ماژلانی بزرگ واقع شده و سنگین ترین و وسیع ترین ابر هیدروژنی در گروه محلی است. داخل سحابی خوشه ستاره ای NGC 2070 قرار دارد که از طرف آن، فشار تابشی قوی (تر از گرانش مجموعه) به ابر وارد می شود و مرز آن را با محیط اطراف، ناپایدار می کند. جکویت و همکارش با فرض اینکه گرانش سیستم ناچیز باشد، به این نتیجه رسیدند که سریعترین مدهای این ناحیه در محدوده ی کرار OL که قرار دارد که از در حدود چند میلیون سال دارند. به نظر می رسید تحلیل آنها وجود فیلامنت های کوچک سحابی رتیل را توضیح می دهد. حال اگر نتایج گزارش شده قبل (مقاله[۱۴]]) را در نظر داشته باشیم، با فرض اینکه میدان در این ناحیه حدود چند میکرو گاوس باشد[۱۳،۲]، سریعترین مد ناپایداری از شده قبل (مقاله[۱۴]]) را در نظر داشته باشیم، با فرض اینکه میدان در این ناحیه حدود چند میکرو گاوس باشدان رشدی حدود ها میلیون می در نوان میدی مدان در این ناحیه میدو هر و مرز آن را با محود می را در این را در د شده قبل (مقاله[۱۴]]) را در نظر داشته باشیم، با فرض اینکه میدان در این ناحیه حدود چند میکرو گاوس باشداریا]، سریعترین مدان بایداری از مدود ۲۰۰ پارسک با زمان رشدی حدود ده میلیون سال (برای میدان یک میکرو گاوس) تا حدود ۸۰ پارسک با زمان رشدی حدود هزاران میلیون







سال (برای میدان ۴ میکرو گاوس) به دست می آید. اگر این نتایج را با اندازه سحابی که حدود ۲۰۰ پارسک است، مقایسه کنیم، به نظر می رسد که وجود میدان مغناطیسی درسیستم می توانند ساختارهای فیلامنتی بزرگ مقیاس سحابی رتیل (که بخاطر وجود آنها به این نام شناخته می شود) را توضیح بدهد. از طرفی، از آنجا که میدان مغناطیسی برای این ناحیه هنوز گزارش نشده است، با فرض اینکه این سحابی در اثر رشد ناپایداری رایله-تیلور به وجود آمده است، شاید بتوان نتیجه گرفت که مقدار میدان مغناطیسی در زمان رشد ناپایداری در این ناحیه در حدود چند میکرو گاوس بوده است.

نتيجه گيرى

در این مقاله ما به بررسی اثر تابش در ناپایداری رایله-تیلور تابشی پرداختیم و نتیجه گرفتیم که وجود میدان مغناطیسی آهنگ رشد این سیستم ناپایدار تابشی را کاهش می دهد. به این صورت که کاهش آهنگ رشد در طول موج های کوتاه اختلال که قبلا بیشترین آهنگ رشد را داشتند، دیده می شود و افزایش کمی در طول موج های بلند اختلال. همچنین نتایج ما نشان می دهد که حضور میدان مغناطیسی زمان بیشتری را برای رشد ناپایداری ایجاد شده در مرحله ی تشکیل حباب تابشی اطراف پیش ستاره های سنگین و در مرز ناپایدار نواحی هیدوژنی مثل سحابی رتیل، پیش بینی می کند. از طرفی به نظر می رسد نتایج ما وجود فیلامنت های کروی بزرگی که در ظاهر سحابی رتیل دیده می شود را توضیح می دهد و از آنجا که هنوز میدان مغناطیسی این ناحیه گزارش نشده است، شاید بتوان این طور نتیجه گرفت که اگر سحابی رتیل بوسیله ی رشد این ناپایداری ایجاد شده، میدان مغناطیسی آن در هنگام رشد حدود چند میکرو گاوس بوده است.



- 1. Taylor G, 1950, Proc. Roy. Soc, 201, 192.
- 2. Charbonnel C, Lagarde N, 2010, AAP, 522, A10.
- 3. Pizzolato F., Soker N., Egger R., 2006, MNRAS, 371, 1835-1848.
- 4. Ribeyre X., Tikhonchuk V. T., Bouquet S., 2004, Physics of Fluids, 16, 4661-4670.D
- 5. Shadmehri M., Yaghoobi A., 2013, Astrophys Space Sci, 347, 151
- 6. Krumholz M. R., Matzner C. D., 2009, *ApJ*, 703, 1352.D
- 7. Jacquat E., Krumholz M., 2011, *ApJ*, **323**, 754.
- 8. Harvey-smith L., Madsen G., Gaensler B., 2011, APJ, 736, 83.
- 9. Mao S., McClure-Griffiths N., Gaensler B., et al. 2012, APJ, 759, 25.
- **10.** Vlemmings W. H. T., Diamond P. J., et al. 2006, *A&A*, **448**, 597
- 11. Turner N J., Quataert E., Yorke H. W., 2007, APJ, 662,1052
- 12. Harvey-Smith L., Madsen G L., Gaensler B M., 2011, APJ, 736, 83
- 13. Mao, S A., McClure-Griffiths B M., et al. 2012, *APJ*, **759**, 25.

۱۴. آ.یعقوبی، م. شادمهری، م. خواجوی، « بررسی نقش میدان مغناطیسی و تابش در ناپایداری رایله-تیلور*»، مقاله نامه ی هفدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم،* ۲۶ و ۲۷ اردیبهشت ۹۲، زنجان، صفحه ۲۶۲.







متن کامل مقالههای ارائه شده به صورت











تعیین فراوانی OVI در ابرهای گازی جاذب با استفاده از طیف اختروشها

برزگر، حسنیه¹ آقانی، علیرضا²

¹گروه فیزیک دانشگاه زنجان، زنجان گروه فیزیک دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

چکیدہ

شناسایی سیستمهای جذبی فلزی، از جمله OVI، در طیف اختروش ها از آنجایی اهمیت دارند که معرف حضور کهکشانی در انتقال به سرخ برابر با انتقال به سرخ خط جذبی و در نزدیک خط دید ما به اختروش هستند. در این پژوهش به اندازه گیری فراوانی OVI، در برخی سیســتمهای جذبی فلزی که در طیـف اختروش ها قرار دارند پرداخته شده است .نتایج حاصل در توافق خوبی با کار انجام شده توسط آقای موزاهید و همکاران در سال ۲۰۱۲ است.

مقدمه

خطوط تابشی خیلی پهن و قوی، برای مثال خطوط سری بالمر و لیمان هیدروژن و خطوط فلزی یونهایی مانند 'MgII ،OVI ، CIV، در طیف همه اختروش ها به طور مشترک یافت می شوند. بسته به انتقال به سرخ، گستره طول موجی و قدرت تفکیک طیف، طیف اختروش ممکن است گستره ی وسیعی از خطوط جذبی را در برداشته باشد. خطوط جذبی ممکن است توسط مواد جاذب در خود اختروش و یا کهکشان میزبانش به وجود آیند که دراین حالت خطوط جذبی منشا ذاتی دارند و یا اینکه ممکن است منشا غیر ذاتی داشته با شند، یعنی قسمتی از نور اختروش در طول مسیر حرکت اختروش به زمین توسط گاز واقع در راستای خط دید اختروش جذب شده باشد. بررسی خطوط جذبی فلزی غیر ذاتی اختروش ها، وسیلهای برای مطالعه ی شمار وسیعی از کهکشانهایی که از نظر فضایی دور از ما هستند را فراهم میکند[۲و ا].

مشخصات دادهها

داده های مورد استفاده در این پژوهش مربوط به پنج اختروش-HE0151-4326, HE1341-1020, HE1347-2457, HE2217 2818, HE2347-4342 است که توسط طیف سنج با توان تفکیک بالا UVES، نصب شده بر روی تلسکوپ بسیار بزرگ رصدخانه جنوبگان اروپا، حاصل شده است.

روش تحقيق

در این تحقیق برای انجام تحلیل بر روی طیف اختروش از بستهی نرم افزاری vpfit^۲ استفاده میشود. در شکل ۱ طیف مشاهدهای یکی ازاختروشهای مورد استفاده، نشان داده شده است.









شکل ۱ .تصویر اختروش HE0151-4326 که دارای انتقال به سرخ نشری ۲۸۷۶=Zem میباشد. در این تصویر طیف مشاهدهای به رنگ سفید و طیف پیوسته به رنگ سبز دیده میشود.

برای شناسایی سیستمهای فلزی در طیف یک اختروش خطوط جذبی دوگانه مانند MgII و MgII به خاطر سهولت در شناسایی آنها اهمیت بالایی دارند. OVI نیز دارای خطوط جذبی دوگانه با طولموجهای Å ۱۰۳۱ و Å ۱۰۳۷ میباشد که این خطوط در طیف اختروشها در جنگل لیمان آلفا قرار میگیرند. به دلیل کوتاهی زیاد این طولموجها، این خطوط در طیف مرئی اختروشهای با انتقال به سرخ خیلی پائین دیده نمی شوند. از آنجا که این خطوط در مقایسه با خطوط لیمان آلفا HI باریکترند، با دقت فراوان میتوان آنها را در جنگل لیمان آلفا تشخیص داد. ابرهای گازی به وجودآورندهی خطوط جذبی OVI دارای دمای بالا و از مرتبه 10^{5/5}K میباشند[3].

بهترین روش برای به د ست آوردن اطلاعات فیزیکی از سی ستمهای جذبی، تحلیل وویت ا ست. در این روش به هر کدام از خطوط جذبی یک پروفایل وویت برازش می شود و سپس در صورتی که پارامترهای این دو نمایه بر هم منطبق باشند، نتیجه آن است که این یک خط جذبی مربوط به فلز مورد نظر می باشد. نتایج حاصل از برازش در فایلی ذخیره می شود که شامل انتقال به سرخ(z)، چگالی ستونی (N) و پارامتر دوپلری(b)و ... می باشد.

با داشتن چگالی ستونی مربوط به فلزات، می توان فراوانی نسبی آن ها را به دست آورد. نسبت فراوانی دو عنصر a و b از رابطه 1 به دست می آید: $\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \log\left(\frac{N(a_i)}{N(b_i)}\right) + \log\left(\frac{f(b_j)}{f(a_i)}\right) + \log\left(\frac{b}{a}\right)_{a}$

که در رابطه فوق، N چگالی ستونی، *a_i و b_j ح*التهای مختلف یونی عنصرهای a و b میباشند. جمله دوم مربوط به اصلاح یونیزاسیون است که در آن (f(a_i) کسری از عنصرa میباشد که در حالت یونی i قرار گرفته است. تعیین دقیق این اصلاح یونیزاسیون، نیاز به هندسهی پیچیدهای دارد که در حالت ایدهآل این مقدار صفر در نظر گرفته میشود[4].

شکل۲، نمونهایی از برازش انجام شده را برای یک خط جذبی OVI نمایش میدهد.



شکل۲: تصویر فایل برازش شده برای خط جذبی OVI. خط سبز برازش وویت را روی نمایه موردنظر نشان میدهد.













نتيجه گيرى

نتایج حاصل از برازش های انجام شده در جدول ۱ مرتب شدهاند که z انتقال به سرخ سیستم جذبی ،LogN(HI) لگاریتم چگالی ستونی هیدروژن، logN(OVI) لگاریتم چگالی ستونی بدستآمده دراین تحقیق و logN(OVI) لگاریتم چگالی ستونی گزارش شده در مقاله آقای موزاهید و همکاران و logN(OVI) اختلاف این دو(به درصد) و [$\frac{O}{H}$ فراوانی را نشان میدهد.[5]

Z	LogN(HI)(cm ⁻²)	$LogN(OVI)_1(cm^{-2})$	LogN(OVI) ₂ (cm ⁻²)	Δ LogN(OVI)	[0]
					$\left[\frac{1}{H}\right]$
1/9982	13/77± 0/04	13/73± 0/05	$13/71 \pm 0/04$	0/1 %	3/57
2/0160	$15/03 \pm 0/02$	13/17±0/4	13/77 0/13	4 %	2/01
2/0414	$15/70 \pm 0/07$	14/16± 0/07	$14/01 \pm 0/12$	1 %	1/99
۲/•٧٤٨	$14/12 \pm 0/01$	14/27± 0/06	$14/32 \pm 0/01$	0/3 %	3/78
2/0754	13/89± 0/29	14/18± 0/03	*14/30± 0/02	0/8 %	3/96
2/0850	15/10± 0/02	13/64± 0/02	13/70± 0/08	0/4 %	2/18
2/0885	$15/16 \pm 0/06$	$13/73 \pm 0/02$	$13/75 \pm 0/10$	0/1 %	2/19
2/1162	$/16 \pm 0/07$) o	$14/53 \pm 0/05$	$14/57 \pm 0/07$	0/3 %	3
2/1699	$15/25 \pm 0/02$	13/74± 0/03	13/86± 0/07	0/5 %	2/16
2/1808	16/06± 0/04	13/68± 0/03	$13/72 \pm 0/04$	0/2 %	1/25
2/181	13/91	۹8 <u>± 0</u> /0۳13/	$1 \pm 0/\epsilon 13/$	0/2 %	٣/•٤
2/2010	15/39± 0/03	$14/18 \pm 0/2$	$14/23 \pm 0/13$	0/3 %	2/42
2/2349	$15/06 \pm 0/02$	$14/44 \pm 0/04$	$14/43 \pm 0/47$	0 %	2/98
2/3289	16/45± 0/04	$14/53 \pm 0/02$	$14/63 \pm 0/04$	0/6 %	1/74
2/3327	$13/89 \pm 0/02$	$r/25 \pm 0/02$	$13/26 \pm 0/03$	0 %	2/97
2/3422	$14/82 \pm 0/30$	$13/41 \pm 0/06$	$13/45 \pm 0/09$	0/2 %	2/22
2/3475	16/17± 0/11	13/63± 0/03	$13/74 \pm 0/11$	0/8 %	1/13
2/3700	14/96± 0/10	13/97± 0/03	$14/08 \pm 0/05$	0/7 %	2/14
2/4382	$14/84 \pm 0/02$	$14/22 \pm 0/01$	$14/38 \pm 0/11$	1/1 %	3/07
2/4455	15/14±47	13/66± 0/03	13/69±0/26	0/2 %	2/96
2/4681	$13/25 \pm 0/22$	$14/13 \pm 0/02$	$14/38 \pm 0/54$	1/7 %	2/41
2/4927	$14/77 \pm 0/01$	14/09± 0/09	$14/16 \pm 0/27$	0/5 %	۲/۹٦
2/5053	$15/01 \pm 0/02$	13/43±0/02	$14/19 \pm 0/08$	5/5 %	۲/٤١
2/5235	14/81±0/56	13/72± 0/07	$13/94 \pm 0/23$	1/5 %	2/63
2/6346	$14/84 \pm 0/38$	14/18± 0/18	$14/21 \pm 0/28$	0/2 %	2/97
2/6498	15/12± 0/06	14/07± 0/02	$14/07 \pm 0/08$	0 %	2/56
2/7121	$1\overline{4/85\pm0/07}$	$14/09 \pm 0/02$	13/96 0/06	0/9 %	2/78
2/7356	$1\overline{6/50\pm 0/28}$	$14/36 \pm 0/03$	$14/41 \pm 0/11$	0/3 %	1/49
2/7456	$1\overline{4/42\pm0/04}$	13/41 ±0/06	13/47 0/04	0/4 %	2/63

جدول ۱: نتایج برازش های مربوط به خطوط جذبی OVI.

جدول۱ نشان میدهد که نتایج این تحقیق در توافق خوبی با نتایج حاصل از مقاله آقای موزاهید و همکاران است.







مرجعها

[1] Schneider, P., *Extragalactic Astronomy and Cosmology, springer*, 2006

[2] Quider, A. M., Nestor, D. B., Turnshek, D. A., Rao, S. M., Monier, E. M., Weyant, A. N., Busche, J. R., *The Pittsburgh Soaln Digital Sky Survey MgII Quasar Absorption- line_Survey* catalog, *The Astronomical Journal*, vol. 141, Issue 4, article id 137, p 8, 2011

[3] Hamann, F., Ferland, G., *ELEMENTAL ABUNDANCES IN QSOS: Star Formation and Galactic Nuclear Evolution at High Redshifts, Astronomy and Astrophysics*, vol. 37, pp. 487-531, (1999).

[4] Spinard H., "Galaxy Formation and Evolution"; Springer, Ynd edition, (2005).

[5] Muzahid, S., Srianand, R., Bergeron, J., Petitjean, P., A high resolution study of intergalactic Ovi absorbers at z ~

2. 3, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 421, Issue 1, pp. 446-467, (2012).







مطالعهی اثر وشکسانی و سرمایش در قرصهای برافزایشی خودگرانش

پورمختار،مریم فاقعی،کاظم دانشگاه دامغان، دانشکاه فیزیک

چکیدہ

بررسی قرصهای برافزایشی خودگرانش با روش شبیهسازی عددی و روشهای دیگر مورد توجه تعداد زیادی از محققان قرار داشته است(به طور مثال [1] تا [3] را ببینید). ما در اینجا با تحلیلی دوبعدی اثر وشکسانی را روی قرصهای برافزایشی خودگرانش در حضور تابع سرمایش بررسی کردیم و با استفاده از پارامتر تومره ناپایداری گرانشی قرص را سنجیدیم. پس از حل معادلات به کمک روش خودمشابهی، با حضور هردو پارامتر سرمایش و وشکسانی شاهد ناپایداری گران تاثیر این دو پارامتر، رفتار متفاوت چگالی را در دو ناحیهی استوایی و عرضهای بالاتر مشاهده از پارامتر استوای قرص بودیم و تحت

مقدمه

قرص برافزایشی، یک قرص چرخان از مواد است که تحت تاثیر گرانش به وسیلهی برافزایش اطراف یک جرم سنگین، شکل گرفته است و در صورتی قرص خودگرانش است که جرم قرص نسبت به جرم جسم مرکزی قابل مقایسه باشد [6]. در عالم شاهد مجموعههای متنوع احاطه شده توسط قرصهای برافزایشی هستیم، به طور مثال در اطراف برخی ستارهها و دوتاییها، پیش ستارهها، پیش سیارهها و هستههای فعال کهکشانی. در این مقاله به طور کلی قرص برافزایشی خودگرانش را فارغ از نوعی خاص، بررسی میکنیم. ناپایداری قرص خود گرانشی با معیاری به نام پارامتر تومره سنجیده می شود:

که درآن **ی**^C سرعت صوت، _K فرکانس اپیسایکلیک، G ثابت گرانش و _ک چگالی جرمی سطحی میباشد. اگر Q < Q_{crit} باشد، قرص از نظر گرانشی ناپایدار است که Q_{crit} مقدار بحرانی تومره است و مقدار آن برای ناپایداریهای متقارن یک میباشد[7]. برای بررسی آهنگ سرمایش قرص از تابع سرمایش گامی استفاده کردیم:

$$(\frac{de}{dt})_{cool} = -\frac{e}{t_{cool}}$$

 Ω که درآن e انرژی داخلی گاز و t_{cool} مقیاس زمانی سرمایش میباشد. $\Omega = \Omega^{-1} = t_{cool}$ و β میباشند که β میباشند که t_{dyn} مقیاس زمانی دینامیکی، Ω سرعت زاویه یوس و β پارامتر سرمایش است [8]. همچنین فاقعی با استفاده از این تابع در سال ۲۰۱۲ با یک بررسی یک بعدی دریافت که ساختار شعاعی و پایداری قرص های خودگرانشی، قویا به مقیاس زمانی سرمایش وابسته است [9]. حال ضمن مشخص شدن اهمیت پارامتر β ، هدف این مقاله را به صورت دو پرسش جالب توجه بیان میکنیم: با تغییرات پارامترهای و شکسانی و سرمایش، شاهد چه اثرهایی برروی پارامتر تومره خواهیم بود؟ کمیتهای فیزیکی قرص، تحت تاثیر تغییرات پارامترهای و شکسانی و سرمایش، شاهد چه اثرهایی برروی پارامتر تومره خواهیم بود؟ کمیتهای فیزیکی قرص، تحت تاثیر تغییرات

معادلات پايه

در این معادلات از سیستم مختصات کروی استفاده کردیم به گونهای که مرکز مختصات منطبق بر مرکز قرص است. ۷φ باتوجه به ۷_{r,φ} » 9 صفر درنظرگرفته شده است لذا بدین معناست که قرص از راستای عمود در تعادل هیدرواستاتیک میباشد. فرض کردیم سرعت برافزایش بسیار کمتر از سرعت سمتی باشد، بنابراین در معادلهی اندازه حرکت شعاعی از (^{dvr}/_d در مقایسه با ^v^φ/_r صرفنظر میکنیم.









ابتدا معادلهی پایستگی اندازه حرکت زاویهای را به ترتیب در سه راستای شعاعی، مداری و سمتی مینویسیم:

$$v_{r}\frac{\partial v_{r}}{\partial r} = \frac{v_{\phi}^{2}}{r} - \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{GM}{r^{2}} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial r}$$
(r)

$$-\frac{v_{\varphi}^{2}}{r}\cot\theta = -\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{1}{r}\frac{\partial \Psi}{\partial \theta}$$
(*)

$$\mathbf{v}_{\mathbf{r}}\frac{\partial \mathbf{v}_{\boldsymbol{\varphi}}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{v}_{\boldsymbol{\varphi}}\mathbf{v}_{\mathbf{r}}}{\mathbf{r}} = \frac{1}{\rho r^{3}}\frac{\partial}{\partial r}\left(-\mathbf{r}^{3}\alpha_{g}\rho|\Psi|\right) \tag{(a)}$$

معادلەي انرژى:

$$\rho \left[v_r \frac{\partial e}{\partial r} - \left(\frac{p}{\rho^2}\right) v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} \right] = Q_{\text{diss}} - Q_{\text{cool}} = -r\alpha_g \rho |\Psi| \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_{\varphi}}{r}\right) - \frac{p\Omega}{\beta(\gamma-1)} \tag{9}$$

معادلەي پواسون:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right) = 4\pi G\rho \qquad (\forall)$$

که در این معادلات، ag پارامتر وشکسانی، p فشار گاز، p چگالی جرمی و Y پتاسیل گرانشی میباشد. e انرژی داخلی که با عبارت <u>p</u> معادل است.Q_{diss} و Q_{cool} به ترتیب نرخهای گرمایش ناشی از فرآیندهای اتلافی و سرمایش ناشی از فرایندهای سرمایشی قرص هستند. برای سادهسازی از کمیتهای بدون بعد بدین صورت استفاده میکنیم:

$$v_{r,\varphi} \to v_{r,\varphi} \sqrt{\frac{GM}{R_0}} , \Psi \to \Psi \frac{GM}{R_0} , \rho \to \rho \frac{M}{R_0^3} , P \to P \frac{GM^2}{R_0^4} , r \to rR_0 \quad (\wedge)$$

معادلات تغيير يافته چنين هستند:

•)

$$\frac{\mathbf{v}_{\varphi}^{2}}{\mathbf{r}} = \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{\mathbf{r}^{2}} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \mathbf{r}} \qquad (\mathbf{A})$$
$$\frac{1}{r^{2}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{2} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^{2} sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(sin\theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) = 4\pi\rho \qquad (\mathbf{A})$$

حال با استفاده از روش خودمشابهی، پنج معادلهی (۴)،(۵)،(۶) ،(۹) و (۱۰) را به دو معادلهی جفتشدهی دیفرانسیل معمولی غیر خطی (۱۲) و (۱۳) کاهش میدهیم:

 $\rho(r,\theta) = \frac{R(\theta)}{r^3}, p(r,\theta) = \frac{p(\theta)}{r^4}, v_r(r,\theta) = \frac{v(\theta)}{r^{1/2}}, v_{\varphi}(r,\theta) = \frac{w(\theta)}{r^{1/2}}, \Psi(r,\theta) = \frac{\psi(\theta)}{r} \quad (11)$





$$\frac{d\psi(\theta)}{d\theta} + \frac{s}{p(\theta)}\frac{dp(\theta)}{d\theta} = \cot\theta \ (1 - \psi(\theta) - 4s) \tag{17}$$

$$\frac{d^2\psi(\theta)}{d\theta^2} + \frac{d\psi(\theta)}{d\theta}\cot\theta = 4\pi \frac{p(\theta)}{s}$$
(1°)

$$s = (s_1 + s_2) / 8D2$$
 (14)

$$s_1 = (1 - \psi(\theta))D2 + 6\alpha|\psi(\theta)| + 2\alpha D1|\psi(\theta)| \qquad (1\delta)$$

$$s_2 = -\sqrt{s_1^2 - 24(D2)(1 - \psi(\theta))\alpha|\psi(\theta)|} \quad (19)$$

$$D1 = \frac{3\gamma - 4}{\gamma - 1}$$
, $D2 = \frac{1}{\beta(\gamma - 1)}$ (1V)

شرایط مرزی را به کمک بدونبعدسازی،چنین $e(\theta=\pi/2)=1$ و $p(\theta=\pi/2)=0$ و $\psi(\theta=\pi/2)=0$ انتخاب کردیم. به کمک روش رانگ کوتای مرتبه چهارم دستگاه معادله را حل کردیم که در اینجاعلاوه بر R(θ) مذکور، متغیرهای فیزیکی دیگر به صورت زیر بدست میآیند:

$$W^{2}(\theta) = 1 - \psi(\theta) - 4s \qquad (1A)$$

$$Q(\theta) = \frac{W^2(\theta)}{2\pi R(\theta)}$$
(14)

نتيجه گيري

در این بخش میخواهیم به کمک نمونهای از نمودارها (نمودارهای ۱ و ۲)، برای پاسخ به دو پرسش یادشده در مقدمه، نتایج را بیان کنیم: در هر دو نمودار، پارامتر تومره در استوا از مقدار بحرانی کمتر است بنابراین ناپایداری گرانشی داریم. در عرضهای بالا، پارامتر تومره افزایش یافته و به ازای βهای بزرگتر این پارامتر کاهش مییابد. همچنین با افزایش پارامتر وشکسانی، پارامتر تومره در نواحی با عرض بالاتر کاهش یافته است. با افزایش پارامتر β؛ کاهش آهنگ سرمایش، دما بالا میرود که T α s میباشد. با توجه به افزایش دما در پی افزایش β، قرص منبسط میشود (قرص کمچگال میشود و به عرضهای بالاتر گسترش مییابد) لذا در استوا شاهد کاهش چگالی و در عرضهای بالاتر شاهد افزایش چگالی هستيم. همچنين باافزايش پارامتر وشكساني دما بالا ميرود . چگالي نيز به دلايل مذكور، با افزايش اين پارامتر، در نواحي باعرض بالاتر افزايش و در استوا كاهش مي يابد.









نمودار۲. وابستگی عرضی متغیرهای فیزیکی به ازای برخی مقادیر پارامتر وشکسانی

مرجعها

- [1]. Rice, W.K.M.,Lodato, G.,Pringle, J. E., Armitage, P. J.,& Bonnell, I. A., (2004), MNRAS, 355(2), 543
- [2]. Paardekooper, S.J. (2012), MNRAS, 421, 3286
- [3]. Rice, W.K.M., Armitage, P.J., Bate, M.R., Bonell, I.A., (2003), MNRAS, 339, 1025
- [4]. Meru,F.,Bate,M.R., (2011),MNRAS,L1,411
- [5]. Bae, J., Hartmann, L., Zhu, Z., Nelson, R.P., (2014), ApJ, 795, 61
- [6]. Paczynski, B. (1978). Acta Astron, 28, 91
- [7]. Toomre, A. (1964). , The Astrophysical Journal, 139, 1217
- [8]. Gammie, C.F., (2001), Astrophys. J. 553, 174
- [9]. Faghei, K., (2012), R.A.A., 12, 331









رشد ساختارهای بزرگ مقیاس در گرانش تعمیم یافته DGP ،شاخه خود شتابی

جوادى ، مژگان ؛ ملک جانى، محمد

گروه فیزیک ،دانشگاه بوعلی سینا ،همدان

چکیدہ

دراین مقاله به بررسی تحول تباین چگالی ساختار های بزرگ مقیاس کیهانی در گرانش تعمیم یافته DGP ، شاخه خود شتابی می پردازیم.گرانش تعمیم یافته DGP یک مدل جهان شامه ای است درفضای ٤-بعدی ،این شامه دریک فضا بابعد بیشترکه توده نامیده میشودغوطه وراست. مانشان خواهیم دادکه گرانش ایجادشده به وسیله ی شامه که از نشت گرانش به ابعاد بالاتر ایجاد میشود عامل انبساط شتابدار تند شونده ی کیهان است . سپس معادله ی فریدمن در شامه وپس از آن تحول تباین چگالی ساختارها،پارامترهابل بی بعد،نرخ رشدساختار ها ،فاکتور رشدوثابت جهانی گرانش برای حالت خودشتابی در کیهان DGP محاسبه میشوند .

مقدمه :

مشاهدات اخیربرابرنواخترهای نوع یک وتابشهای زمینه کیهانی^۱ نشان میدهند که جهان قابل مشاهده درفازانبساط تند شونده قراردارد.برای این مسئله در چارچوب کیهان شناسی استاندارد مؤلفه ای بافشارمنفی وچگالی انرژی مثبت که ۷۰درصد از کیهان راتشکیل میدهد بانام انرژی تاریک پیشنهاد شد.برای توجیه این مؤلفه ی کیهانی گزینه های متفاوتی وجود دارد که مهمترین آنهاعبارتند از: ثابت کیهان شناسی[۱] ،مدل انرژی تاریک[۲]وگرانش تعمیم یافته[۳]. با اصلاح قانون گرانش نیز میتوان انبساط تند شونده ی کیهان را توجیه کرد ، به این دسته از مدلها ،مدلهای گرانش تعمیم یافته می گویند .یکی از مدلهای گرانش تعمیم یافته مدل DGPاست. این مدل توسط ویتن وهوراوا^۲ بین سالهای ۲۰۰۳ ارائه شد. آنهاذرات مدل استاندارد رادرچارچوب یک مدل یازده بعدی در شامه^۳ درنظرگرفتند [٤–٥] . درسال ۲۰۰۰ مدل دیگری توسط گر.دوالی، گرانشری آنهاذرات مدل استاندارد رادرچارچوب یک مدل یازده بعدی در شامه^۳ درنظرگرفتند [٤–٥] . درسال ۲۰۰۰ مدل دیگری توسط گر.دوالی،

معادله ی فریدمن درشامه:

درمدل DGP معادله ی فریدمن به صورت زیرتعریف میشود:[7]

$$H^{2} + \frac{K}{a^{2}} \pm \frac{1}{r_{c}} \sqrt{H^{2} + \frac{K}{a^{2}}} = \frac{8\pi G}{3} \rho_{m} \qquad (1)$$

¹ CMB



² Witten & Horawa

³ brane

⁴ G.R.Dvali & G.Gabadadze & M.Porrati





که درآن H=a/a ثابت هابل، $ho_m =
ho_{bar} +
ho_{dm}$ چگالی است.علامت منفی در معادله ی (۱) برای حالتیست که اثرثابت کیهانشناسی در معادله ی اینشتین کنارگذاشته میشود، پس اثرشامه به تنهایی انبساط خود شتاب کیهان را میدهد اصطلاحا sDGP ^۱ نامیده میشود . برای علامت مثبت اثر ثابت کیهان شناسی و اثرشامه میتواند این انبساط راتوجیه کند که اصطلاحا nDGP ^۲ نامیده میشود. میتوان معادله ی (۱) رابرای حالت sDGP به فرم زیرنوشت [7]:

$$H^{2} + \frac{K}{a^{2}} = \frac{8\pi G}{3} \left(\sqrt{\rho_{m+} \rho_{rc}} + \sqrt{\rho_{rc}} \right)^{2} \quad (\mathbf{2})$$

(۱) که در آن $p_{rc} \equiv \frac{3}{32\pi G r_c^2}$ اثر شامه ، $r_c = \frac{M_{pl \ 4D}^2}{2M_{pl \ 5D}^3}$ گذار از فضای ٤-بعدی به فضای ٥-بعدی است. بااستفاده از معادله ی (۲) میتوان معادله ی (۱) رابه فرم استاندارد زیرنو شت[۷]:

$$H^{2} + \frac{\kappa}{a^{2}} = \frac{8\pi G}{3} (\rho_{m} + \rho_{de})$$
(3)
$$(3)$$
$$\rho_{de} = \frac{3}{8\pi G r_{c}} \sqrt{H^{2} + \frac{\kappa}{a^{2}}} = 2\sqrt{\rho_{rc}} (\sqrt{\rho_{m} + \rho_{rc}} + \sqrt{\rho_{rc}})$$

تحول تباين چگالي ساختارها:

تحول تباین چگالی ساختارها برای حالت SDGP به فرم زیرتعریف میشود:[7]

$$\ddot{\delta} + 2\mathrm{H}\dot{\delta} = 4\pi G_{eff}\rho_m\delta \tag{5}$$

و $G_{eff} = G(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته برای $\beta = 1 - 2r_c H(1 + \frac{H}{3H^2})$ یا تعمیم یافته (H) یا تعمیم یافته (H) یا تعمیم یافته (H) یا تعمیم یا تعمیم یافته (H) یا تعمیم ی



¹ Self-accelerating branch of DGP

² Normal branch of DGP

³ Effective gravitational constant

⁴ cavendish



نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



 $\delta'' + (\frac{E'}{E} + \frac{3}{a})\delta' - \frac{3}{2}\frac{\Omega_{m0}}{E^2 a^5} (1 + \frac{1}{3\beta})\delta = 0 \qquad (6)$

 δ تغییرات لگاریتمی δ به تغییرات لگاریتمی فاکتورمقیاس نرخ رشد نامیده میشود و به صورت $f(a) = \frac{d \ln \delta}{d \ln a}$ است . تغییرات تباین چگالی δ در مان جگالی δ در مان حال فاکتوررشد نامیده میشودو به صورت $\frac{\delta}{\delta_0} = D(a)$ است [7].

	Ω_{m0}	Ω _{rc}	Ω_{Λ}	r _c
SDCD	0.25	0.61		0.16H ₀ ⁻¹
SDOP	0.35	0.56		0.19H ₀ ⁻¹
٨CDM	0.3		0.7	

درجدول (۱) دومقدارمتفاوت برای Ω_{m0} درنظر گرفته شده ،مقدار Ω_{rc} محاسبه شده ومقادیرمدل $\Lambda ext{CDM}$ آورده شده است.

جدول (۱)

نتایج نحوه تغییرات پارامترهابل بی بعد وبرای مقایسه نمودار مدل ACDM درشکل (۱)آورده شده است.باتوجه به نمودار درگذشته که مقدارz بیشتربوده به دلیل کوچک بودن افق هابل وفاصله ی زیادآن با شامه تاثیرشامه یعنی ۵_{rc} برافق هابل کمتربوده ،پس مقدارE بزرگتربوده بانزدیک شدن به زمان حال یعنی درz=0 مقدار E=1 میشود که نمودارهای مربوط به مدل sDGP این راتایید میکند.



نتایج نحوه تغییرات ثابت گرانش موثر G_{eff} برثابت گرانش نیوتن G_Nدرشکل (۲)آورده شده است.درگذشته که 0=هبوده هردو Gباهم مساوی بوده اند.درگذشته گرانش موثرکه ازطرف شامه ایجادمیشوداثر نکرده، باگذشت زمان این گرانش اثرکرده وشامه باجاذبه ی بیشتری کیهان رابه سمت خود میکشدودرنتیجه کیهان باسرعت بیشتری منبسط میشود.











نتایج نحوه تغییرات نرخ رشد ساختارهادرشکل (۳)آورده شده است.باتوجه به نمودارنرخ رشد درمدلACDM درمقایسه بامدل sDGPرشد بیشتری داشته است.درفاکتور مقیاس های کوچک تابع رشد به مقدار ثابت ۱میل میکندکه بیانگر کیهان ماده غالب Edsمیباشد .دراین حالت با گذشت زمان تابع رشد ساختارها به دلیل اثراصطکاکی شامه کند میشود.



در نهایت نتایج نحوه تغییرات فاکتور رشد ساختارها برای مدلهای sDGP به همراه مدل ACDM درشکل (٤) آورده شده است.ملاحظه میشود که رشد اختلالات ماده درابتدای کیهان خطی بوده وسپس به خاطر اثر اصطکاکی شامه کند شونده میشود .درمقایسه با مدل استاندارد ACDM میتوان گفت درمدلهای خودشتابی DGP رشد اختلالات کندتراست.

نتیجه گیری :

در این مقاله به رشد اختلالات چگالی ساختارهای بزرگ مقیا س کیهانی د ر مد ل گرانش تعمیم یافته DGP با شاخه خود شتابی پرداخته شد. بخاطر اثر شامه بر کیهان قابل مشاهده که منجر به انبساط تند شونده کیهانی میشود، رشد ساختارها نیز کندو پارامترهای اساسی یعنی فاکتوررشد D وتابع رشد f تحت اثر شامه متحول می شوند.درمدل DGP ثابت گرانش نیوتونی تابع زمان بوده ومقد ارآن با فاکتورمقیاس کوچک شده و به دلیل اثر اصطکاکی شامه رشد ساختارها در زمان حال نسبت به گذشته با آهنگ کندتری رخ میدهد.

مرجع ها

[1]S.M.Carroll et al .Annual Review of Astron.Astrophys.30,499(2001)
[2]P.J.E.peebles &B.Ratra,Rew75, 559(2003);S.Rahvar and M.s.Movahed,phys .Rew.D75 ,023512(2006)
[3]Copeland et al,int.J.Mod.phys.D151753 (2006),s.Baghram.M.Farhang &S.Rahvar ,phys.Rew.D75, 044024 (2007)
[4] Horava P. and Witten E. Nucl . Phys. B 475,1996, pp. 94

[5] Horava P. and Witten E. Nucl. Phys. B 460, 1996, pp. 506.

[6] Dvali G. R., Gabadadze G. and Porrati M., Phys. Lett. B 485, 2000, pp.208.

[7] Hao Wei, arXiv:0802.4122v3 [astro-ph];

[8] F. Pace& J.C.Waizmann& M. Bartelmann; arXiv:1005.0233v1 [astro-ph]







نقش وشکسانی وابسته به دما بر ناپایداری قرصهای برافزایشی مغناطیده

حقانی جویباری، احد خسروی، آذر خصالی، علیرضا

ادانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه

چکیدہ

در مطالعات انجام شده روی ناپایداری قرصهای برافزایشی مغناطیده با میدان مغناطیسی قوی، مشاهده شده است که ناپایداری مغناطیسی-گرمایی در قرصهای با میدان مغناطیسی قوی، اجرا می شود و می تواند کاندیدای مناسبی برای تولید و شکسانی در این سیستمها باشد. مطالعات نشان دادهاست که این مد ناپایدار در نتیجهی حضور برخی خواص پلاسما در سیستم مانند اثر نرنست، ظاهر می شود. در این مقاله تاثیر و شکسانی وابسته به دما روی این نوع از ناپایداری بررسی می شود. بنابراین معادلات مگنتو هیدرودینامیک را در حضور این نوع از و شکسانی بازنویسی کرده، سپس با استفاده از تحیلی اختلالی خطی معادله پاشندگی را بدست می آوردیم. برای حل معادله پاشندگی از روشهای عددی استفاده کردیم. نتیجهی این محاسبات نشان داده است که در حضور و شکسانی، آهنگ رشد ناپایداری مغناطیسی- گرمایی نسبت به حالتی که سیستم بدون و شکسانی می باشد، افزایش می بابد.

مقدمه

پس از ورود قرص های برافزایشی به عرصه تحقیقات، محققان بسیاری به خاط اهمیت آن و اینکه می تواند عامل بسیاری از پدیده های برافزایشی در عالم باشد، به بررسی و تحقیق بیشتر درباره ی قرص های برافزایشی پرداختند. از جمله این بررسی ها، بررسی ناپایداری در قرص های برافزایشی می باشد. 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 سرا و در قرص های با میدان مغناطیسی قوی وجود ندارد بنابراین مساله و شکسانی تلاطمی در این قرص ها تا مدت ها به عنوان یک مساله حل نشده باقی ماند. در سال های ۲۰۰۰ و ۲۰۰۱ بالباس ناپایداری مغناطیسی-گرمایی را در قرص های برافزایشی کشف کرد [۲۰.1] . در سال ۲۰۱۳ مونتانی به بررسی ناپایداری روی قرص های با میدان مغناطیسی قوی پرداخت[۳]. او برخی از خواص پلاسماها مانند اثر نرنست را که در مطالعات قبلی از آنها صرفنظر شده بود وارد معادلات نرنست) ناپایداری مغناطیسی-گرمایی را در قرص های برافزایشی کشف کرد [۲۰.1] . در سال ۲۰۱۳ مونتانی به بررسی ناپایداری روی قرص های با میدان مغناطیسی قوی پرداخت[۳]. او برخی از خواص پلاسماها مانند اثر نرنست را که در مطالعات قبلی از آنها صرفنظر شده بود وارد معادلات نرنست) نامید. اثر نرنست یک پدیده ترمو الکتریکی یا ترمو مغناطیسی است و هنگامی رخ می دهد که در یک سیستم یک میدان مغناطیسی و یک معناطیسی می شود. مونتانی در بررسی هایی که انجام داد، از اثرات و شکسانی در محاسبات خود صرفنظر کرد اما با توجه به اینکه آهنگ رشد مغناطیسی می شود. مونتانی در بررسی هایی که انجام داد، از اثرات و شکسانی در محاسبات خود صرفنظر کرد اما با توجه به اینکه آهنگ رشد ناپایداری مغناطیسی – گرمایی قابل مقایسه با آهنگ رشد ناپایداری مغناطیسی چرخشی است، بنابرین در این سیستم ها و شکسانی قابلی می در ناپایداری مغناطیسی و مود دانته باشد. این اثر ناشی از وابستگی فرکانس برخورد به سرعت می باشد و موجب انقال گرما در راستای میدان معناطیسی می شود. موز و شکسانی و برسی مانیداری مغناطیسی چرخشی است، بنابرین در این سیستمه و شکسانی معادله پاشندگی را بدست آوریم. در نتیجه تأثیرات و شکسانی و وابسته به دما را وارد معادلات اساسی قرصی کرده و در حضور و شکسانی معادله پاشندگی سیستم را در حضور و شکسانی بازنویسی

معادلات اساسى









(1)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla . (\rho u) = 0$$

معادله ی القای مغناطیسی که \mathcal{N} ضریب نرنست است و برابر است با $\mathcal{N} = u_{ie}/\sqrt{2\pi} cm_e \omega_{Be}^2$ همچنین T دما و B میدان مغناطیسی می باشد. سرعت برخورد یون–الکترون و m_e جرم الکترون و ω_{Be} فرکانس الکترون می باشد.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (\nabla \times B) - c \mathcal{N} \nabla \times (B \times \nabla T)$$
^(Y)

($t_{r_{arphi}}$ معادله تکانه زاویه ای در حضورمولفه ی شعاعی سمتی تانسور استرس وشکسان $(-\tau_{r_{arphi}})$

$$\rho\left(\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial t} + u_{r}\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r} + \frac{u_{r}u_{\varphi}}{r}\right) = \frac{1}{r^{2}}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^{2}t_{r\varphi}\right) \tag{(7)}$$

۴- معادله انرژی که $P_{ ext{tot}} = P + P_{ ext{m}}$ فشار کل و $q = \mathcal{N} ext{TB} imes J$ چگالی شار انرژی می باشد، I نیز جریان قرص است.

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{5}{3} P_{tot}(\nabla, u) - \frac{2}{3} \nabla, q \tag{(f)}$$

به منظور بررسی شرایط ناپایداری در این سیستم تحلیل اختلالی خطی را به کار بردیم. در این تحلیل همهی کمیتها به صورت جمع یک بخش مختل شده به علاوه یک بخش غیراختلالی هستند یعنی یک کمیت همانند A را میتوان به صورت $A = A_0 + A_1 = A_0$ در نظر گرفت که در آن بخش مختل شده بهعلاوه یک بخش غیراختلالی هستند یعنی یک کمیت همانند A را میتوان به صورت $A = A_0 + A_1 = A_0$ در نظر گرفت که در آن بخش اختلالی بسیار کوچکتر از بخش غیراختلالی هستند یعنی یک $A = A_0$ میتوان به صورت $A = A_0 + A_1$ می دهیم، از ضخامت قرص و همچنین از وابستگی پارامتر ها به Z صرف نظر می کنیم. میدان مغناطیسی اولیه را به صورت $(0,0,B_{0z}) = 0$ می نویسیم; فرض می کنیم که معادله حالت قرص ی و استگی پارامتر ها به Z صرف نظر می کنیم که معادله مالت وابستگی پارامتر ها به Z می نویسیم; فرض می کنیم که معادله حالت وابستگی پارامتر ها به Z می نویسیم; فرض می کنیم که معادله حالت وابستگی پارامتر ها به Z می نویسیم; فرض می کنیم که معادله حالت وابستگی پارامتر ها به Z می نویسیم; فرض می کنیم که معادله حالت مرص یک معادله حالت وابستگی پارامتر ها به Z می می از می کنیم. میدان مغناطیسی اولیه را به صورت (0,0,0,0) می نویسیم; فرض می کنیم که معادله حالت وابستگی پارامتر ها به Z می می باشند. سرعت شعاعی در قرص یک معادله حالت بی در رو به صورت $P_0^{-\frac{5}{2}} = 0$ باشد که در آن P_0 فشار ترمودینامیکی و 0 چگالی جرمی می باشند. سرعت شعاعی در مقابل سرعت چرخشی بسیار ناچیز است بنابراین می توانیم از آن صرفنظر کنیم همچنین داریم $P_1^{-\frac{5}{2}}$ که سرعت کپلری قرص است. با این مقابل سرعت چرخشی بیان شده است، اختلال را به معادلات اساسی وارد می کنیم که به صورت زیر به دست می آید.

۱- معادله مختل شدهی پیوستگی

$$\partial_t \rho + \rho_0 \nabla . \, \mathbf{u}_1 = 0 \tag{(a)}$$

۲- معادله مختل شدهی تکانه

$$\rho_0 \partial_t u_{r1} - 2\rho_0 \Omega_k u_{\varphi 1} + \partial_r (P_1 + P_1^m) = 0 \tag{9}$$

$$\rho_0 \partial_t \mathbf{u}_{z1} + \partial_z (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_1^m) = 0 \tag{V}$$

$$\rho_0 \left(\partial_t \mathbf{u}_{\phi 1} + \frac{1}{2} \Omega_k \mathbf{u}_{r1} \right) = -\left(68 * 10^{-29} \right)^n \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) * H^n * T_0^{4n} \rho_0^{-n} P_0 \{ \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\frac{P_1}{P_0} - n \frac{\rho_1}{\rho_0} + 4n \frac{T_1}{T_0} \right) \quad (A)$$







که در آن تانسور استرس و شکسان را به صورت $P(\frac{1}{\beta}) = -\alpha(P + P_m) = -\alpha(P + P_m)$ مینویسیم و $\beta = P/P_m$ مینویسیم و $r_{r\varphi} = -\alpha P_{tot} = -\alpha(P + P_m)$ فشار گاز را با P و فشار مغناطیسی را با P_m نشان دادیم. و شکسانی α را بصورت تابعی از عدد پرانتل تعریف می کنیم $n = (P_r)^n = \alpha$ عددی ثابت است و میتواند مقادیر مختلفی داشته باشد. عدد پرانتل را میتوانیم بر حسب دمای سطح بنویسیم با این تفاسیر و شکسانی برابر می شود با H میتواند مقادیر مختلفی داشته باشد. عدد پرانتل را میتوانیم بر حسب دمای سطح بنویسیم با این تفاسیر و شکسانی برابر می شود با H می تواند مقادیر مختلفی داشته باشد. عدد پرانتل را میتوانیم بر حسب دمای سطح بنویسیم با این تفاسیر و شکسانی برابر می شود با H = 0 که می تواند مقادیر مختلفی داشته باشد و را می توانیم بر حسب دمای محمد بر می معاد براین تفاسیر و شکسانی برابر می شود با می می می می می مختلفی داشته باشد. عدد پرانتل را می توانیم بر حسب دمای مطح بنویسیم با این تفاسیر و شکسانی برابر می شود با می می می می می می مختلفی داشته باشد. عدد پرانتل را می توانیم بر حسب دمای مطح بنویسیم با این تفاسیر و شکسانی برابر می شود با در معاد محمد می می محمد بر می می با در می می با در معاد بر می می با در می با در می با در می می با در می می با در می می با در می می با در می با در می می با در م

۳- معادلهی القای مغناطیسی مختل شده

$$\partial_t B_{r1} = 0 \tag{9}$$

$$\partial_t B_{\varphi 1} + \Omega_k B_{r1} = 0 \tag{(1.1)}$$

$$\partial_t B_{z1} + B_{0z} (\nabla . u_1 + c \mathcal{N} \nabla^2 T_1) = 0 \tag{11}$$

۴- معادلهی ترمودینامیکی مختل شده

$$\frac{3n_0}{2}\partial_t T_1 + p_0 \nabla . u_1 + \frac{c}{4\pi} \mathcal{N} T_0 B_0. \nabla^2 B_1 = 0$$
(17)

معادلات اساسی مختل شده را با هم ترکیب میکنیم. در ترکیب معادلات از رابطه V. u₁ ≅ ∂_r ∂_tξ_r ≅ V. u₁ ≌ √ نیز استفاده کردیم. کمیتهای اختلالی را به فرم نرمای یشان مرینویسیم که برای پارامترهای مختلف به صورت. T₁ = T₁^{*}e^{i(kr-ωt)} ، T₁ = T₁^{*}e^{i(kr-ωt)} ، F₁ = F₁^{*}e^{i(kr-ωt)} » ورشید و t_r = ξ_r^{*}e^{i(kr-ωt)} و t_r = ξ_r^{*}e^{i(kr-ωt)} نوشته میشود. در محاسبات انجام شده دمای سطح را ¹⁰⁴ کلوین، جرم را ده برابر جرم خورشید و شعاع را ده برابر شعاع شوارتزشیلد در نظر گرفتیم در نهایت معادله پاشندگی را به صورت زیر نوشتیم.

$$\omega^{5} + \omega^{3} \left(\frac{4\Omega_{N}^{2}}{3\beta} - \Omega^{2}\right) + i\omega^{2} \left(\frac{4}{3}\Omega_{N}\Omega_{A}^{2} - \frac{5}{3}10^{-22n}(n+1)\beta(1+\frac{1}{\beta})\Omega_{K}\Omega_{A}^{2}\right) - \omega\left(\frac{4\Omega_{N}^{2}}{3\beta}\left(\Omega^{2} - \left(1 - \left(1 + \frac{\beta}{3}\right)\Omega_{A}^{2}\right) + \frac{4}{3}10^{-22n}(4n+1)\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)\Omega_{N}\Omega_{K}\Omega_{A}^{2}\right) - \frac{4}{3}i10^{-22n}(1-n)\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)\Omega_{k}\Omega_{N}^{2}\Omega_{A}^{2} = 0$$
(17)

 $\Omega_{\rm N} = -c\mathcal{N}k^2 T_0$ و $u_{\rm A} \equiv ku_{\rm A}$ و $u_{\rm S} = ku_{\rm S}$ که $\Omega_{\rm S} = ku_{\rm S}$ که $\Omega_{\rm S} = ku_{\rm A}$ که در آن $\Omega_{\rm A} \equiv ku_{\rm A}$ و $\Omega_{\rm A} \equiv ku_{\rm A}$ دارد. $\Omega_{\rm S} = ku_{\rm A}$ که $\Omega_{\rm S} = ku_{\rm A}$ و $\Omega_{\rm A} \equiv ku_{\rm A}$ داریم $\Omega_{\rm S} = ku_{\rm A}$ می اسرعت صوت است، $u_{\rm A}^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}$ و $\Omega_{\rm A} \equiv ku_{\rm A}$ (مار) معادله نیاز داریم تا معادله $\Omega_{\rm A}^2 = \Omega_{\rm K}^2 + \Omega_{\rm S}^2 + \Omega_{\rm A}^2$ و همچنین داریم $\Omega_{\rm A}^2 = \Omega_{\rm K}^2 + \Omega_{\rm S}^2 + \Omega_{\rm A}^2$ و المحادله نیاز داریم تا معادله نیاز داریم تا معادله یا معادله را بی بعد کنیم. بدین منظور از تغییر متغیر $\omega/i\Omega$ است که $\Omega_{\rm A} = \omega/i\Omega$





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



 $y^{5} + y^{3} \left(1 - \frac{4Z_{N}^{2}}{3\beta}\right) + y^{2} \left(\frac{5}{3} 10^{-22n} (n+1)\beta(1+\frac{1}{\beta})Z_{k}Z_{A}^{2} - \frac{4}{3}Z_{N}Z_{A}^{2}\right) - y \left(\frac{4Z_{N}^{2}}{3\beta} \left(1 - \left(1 + \frac{\beta}{3}\right)Z_{A}^{2}\right) + \frac{4}{3} 10^{-22n} (4n+1) \left(1 + \frac{1}{\beta}\right)Z_{k}Z_{A}^{2}\right) - \frac{8}{3} 10^{-22n} (1-n)(1+\frac{1}{\beta})Z_{k}Z_{A}^{2}Z_{N}^{2} = 0$ (14)

نتيجه گيرى

ریشههای معادلهی (۱۴) را با استفاده از حل عددی به دست می آوریم. این معادله را برای مقادیر مختلف n، β ، R، Z_k ، Z_k می Z_k می کنیم. در مبحث ناپایداریها می دانیم که به ازای ω های موهومی و مثبت، مد ناپایدار وجود دارد. چون ما y را به صورت $y = \omega/i\Omega$ تعریف کنیم. در نتیجه در این کار به ازای ریشههای حقیقی و مثبت معادله (۱۴) سیستم ناپایدار است. برای حل معادله و رسم نمودار، پارامترها را به ζ_{cad} را به ζ_{cad} را به صورت χ_{cad} را به صورت χ_{cad} را به معادله را به کنیم. در مبحث ناپایداری معادله و رسم نمودار، پارامترها را به ζ_{cad} می در نتیجه در این کار به ازای ریشههای حقیقی و مثبت معادله (۱۴) سیستم ناپایدار است. برای حل معادله و رسم نمودار، پارامترها را به صورت، ζ_{cad} معادله و رسم نمودار، پارامترها را به ζ_{cad} معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله را به معادله را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله را به معادله را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله را به معادله را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله را به معادله را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله و رسم نمودار سیمت معادله و رسم نمودار، پارامترها را به معادله و رسم نمودار سیمت معادله و را به معادله به ازای β های مختلف یعنی 2.0 معادله و رسم نمودار سیمت معادله به ازای و معادله به ازای β مای مختلف یعنی و دار سیمت معادله را به است.



شکل ۱: آهنگ رشد ناپایداری براساس ضریب نرنست برای lphaمختلف. (سمت چپ برای eta=0.2 و سمت راست برای eta=0.6)

همان طور که در نمودار مشاهده می شود با افزایش n که به منزلهی افزایش و شکسانی سیستم است، ناپایداری مغناطیسی-گرمایی نسبت به حالتی که و شکسانی سیستم صفر است، به مقدار زیادی افزایش پیدا کرده است. همچنین می دانیم وقتی که خاصیت مغناطیسی سیستم افزایش پیدا کند، سیستم ناپایدارتر می شود. این را می توان در مقایسه دو نمودار نیز مشاهده کرد. زمانی که بتا به مقدار ۲٫۰ کاهش می یابد، شیب نمودار افزایش می یابد یعنی آهنگ ر شد ناپایداری با کاهش بتا که به معنی افزایش میدان مغناطیسی است ا

مرجع ها

[1]. Balbus S.A. (2000)," Stability, Instability, and "Backward" Transport in Stratified fluids", Astrophysical Journal, 534, 4

[Y]. Balbus S.A. (2001), "Convective and Rotational Stability of Dilute Plasma", Astrophysical Journal, 562, 909
[Y]. Montani G. (2013), "Thermomagnetic instability of rotating magnetized Plasma disk", Solar and Stellar Astrophysics, 1309, 3410

[^{*}]. Potter W.J, Balbus S.A. (2014), "An accretion disc instability induced by a temperature sensitive α parameter", Solar and Stellar Astrophysics, 1404.0013, 1







رشد ساختارهای بزرگ مقیاس در گرانش تعمیم یافته DGP ، شاخه نرمال

حیدری، ندا¹ ملک جانی، محمد ¹

¹ گروه فیزیک،دانشگاه بوعلی سینا،همد*ا*ن

چکیدہ

در این پژوهش، به بررسی تحول تباین چگالی ساختارهای بزرگ مقیاس کیهانی در گرانش تعمیم یافته ی DGP ،شاخه نرمال می پردازیم.گرانش تعمیم یافته DGP یک مدل جهان شامه ای است،بطوریکه جهان ٤-بعدی ما (شامه) دریک فضا بابعد بیشتر(توده) غوطه وراست. مانشان خواهیم دادکه گرانش دافعه ای ایجادشده به وسیله ی شامه که از نشت گرانش به ابعاد بالاتر ایجاد میشودبه همراه ثابت کیهان شناسی عامل انبساط شتابدار کیهان است.سپس به کیهان شناخت این مدل پرداخته و معادله فریدمن اصلاح شده آن را مورد بررسی قرار می دهیم. پس از آن تحول تباین چگالی ساختارها،پارامترهابل بی بعد،نرخ رشد ساختار ها ،فاکتور رشد اختلالات چگالی وثابت جهانی گرانش برای فاز نرمال در کیهان GP محاسبه میشوند.

مقدمه

انبساط شتابدار کیهان که از مشاهدات رصدی اخیر بدست آمده، نشان دهنده نوعی ناسازگاری با معادلات میدان اینشتین میباشد؛ طبق این معادلات، عالمی که تنها با ماده معمولی و ماده تاریک^۱ پرشده باشد دارای انبساط کاهنده است. برای ایجاد تعادل و سازگاری بین این معادلات و مشاهدات دو راهکار پیشنهاد میشود [۱]:

اصلاح بخش مادی^۲ معادلات میدان اینشتین.این کار با اضافه کردن یک تانسور انرژی-تکانه جدید، T_{μθ}^{dark} به سمت راست معادلات میدان
 انجام می شود:

$$G_{\mu\theta} = 8\pi G (T_{\mu\theta} + T_{\mu\theta}^{dark})$$
(1)

اصلاح بخش هندسی^۳ معادلات میدان.یعنی افزودن یک مؤلفهی هندسه تاریک به سمت چپ معادلات میدان:

$$G_{\mu\vartheta} + G_{\mu\vartheta}^{dark} = 8\pi G T_{\mu\vartheta}$$
(2)

در این تحقیق اصلاح بخش هندسی معادلات میدان مورد بررسی قرار میگیرد.در مدل های اصلاح هندسه،فرض بر این است که در فواصل کیهانی قانون گرانش حاکم بر جهان با گرانش معمول انیشتینی تفاوت دارد.یکی از مهمترین شاخه های این نوع مدل ها نظریه های جهان شامه ای است. این نظریه ها بر این پایه استوارند که جهان ٤-بعدی ما (شامه^٤) دریک فضا بابعد بیشتر(توده^٥) غوطه وراست. مدل DGP یک مدل جهان شامه ای است که در فواصل خیلی بزرگتر از مقیاس فاصله ی r_c ،که بصورت مقیاس پلانک در شامه به مقیاس پلانک در توده تعریف میشود،تصحیحاتی در گرانش معمول انیشتینی ایجاد می کند. این مدل می تواند شتاب تندشونده ی کیهان را بدون استفاده از هر نوع انرژی تاریک توضیح میدهد.

- ⁴ brane
- ⁵ bulk



¹ Dark matter

² Modifying the matter

³ Modifying the geometric





کیهان شناسی DGP :

مدل DGP در سال ۲۰۰۰ میلادی توسط گ.ر.دوالی، گ.گابادادزه و ام.پوراتی ارائه شد. در این مدل توده پنج بعدی است و شامه بعنوان یک ابر سطح از فضای توده در نظر گرفته می شود.معادله ی فریدمن در این مدل اصلاح شده ودر کیهان تخت بصورت زیر بیان میشود [۲, ۳]:

$$H^2 \pm \frac{H}{r_c} = \frac{8\pi G}{3} \sum \rho_i$$
(3)

که $\frac{a}{a} = H = \frac{a}{a}$ و ρ_i مولفه های انرژی کیهان است که می تواند شامل تابش،ماده ی باریونی وماده تاریک سرد باشد،و Λ ثابت کیهان شناسی است.معادله(3) باعلامت منفی،خود شتاب تندشونده کیهان را میدهد(فازخودشتابی^۲)، ولی با علامت مثبت نیاز به اضافه کردن ثابت کیهان شناسی است تا این شتاب را نتیجه دهد(فاز نرمال^۳). در این تحقیق علامت مثبت با ثابت کیهان شناسی به صورت زیر مورد توجه قرار میگیرد[۲, ۳]:

$$H^2 + \frac{H}{r_c} = \frac{8\pi G}{3} \sum \rho_i + \frac{\Lambda}{3}$$
(4)

برای درک بیشتر معادله فریدمن اصلاحشده، معادله به صورت زیرنوشته میشود[۲].

$$H = \frac{8\pi G}{3} (\rho_i + \rho_{eff}) \tag{5}$$

که در آن $ho_{eff} = rac{1}{8\pi G} igl(\Lambda - rac{3}{r_c} H igr)$ میباشد.همان طور که دیده می شودثابت کیهان شناسی به همراه اثر شامه،عامل انبساط تند شونده کیهان است.همچنین میتوان پارامتر هابل بی بعد $E(z) = rac{H(z)}{H_0}$ را برای فاز نرمال DGP به صورت زیر نوشت [۲, ۳]:

$$E^{2}(z) = \frac{H^{2}(z)}{H_{0}^{2}} = \left(\sqrt{\Omega_{m_{0}}(1+z)^{3} + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{rc}} - \sqrt{\Omega_{rc}}\right)^{2}$$
(6)

که کیهان به صورت ماده غالب در نظرگرفته شده و $\Omega_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{3{H_0}^2}$ و $\Omega_{rc} = \frac{1}{4{r_c}^2{H_0}^2}$ است، رابطهی(6)در زمان حال به

صورت زیرنوشته می شود [۲, ۳]:

$$\sqrt{\Omega_{rc}} = \frac{\Omega_{m_0} + \Omega_A - 1}{2} \tag{7}$$

در روابط بالا r_c یک پارامتر آزاد در مدل است که می تواند مقادیر صفر تا بی نهایت را اختیار کند. به ازای $\infty \to r_c \to 0$ مدل ACDM بدست می آید.مشاهدات نشان داده اند که در فاز نرمال در کیهان تخت $r_c = 3.5 H_0^{-1}$ است[۳].

³ Normal branch of DGP





¹ G.R.Dvali & G.Gabadadze & M.Porrati

² Self-accelerating branch of DGP





تحول تباين چگالي ساختارها :

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} = 4\pi G \left(1 + \frac{1}{3\beta}\right)\rho\delta\tag{8}$$

ثابت نیوتنی که در معادله ی (9) به کار رفته دیگر ثابت نیست و وابسته به زمان است [٤]:

$$G_{eff} = G\left(1 + \frac{1}{3\beta}\right) \tag{9}$$

که در آن[۲]:

$$\beta = 1 + 2r_c H \left(1 + \frac{\dot{H}}{3H^2} \right) \tag{10}$$

در معادله(10) علامت منفى براى فاز خودشتابي و علامت مثبت مربوط به فازنرمال است.



جدول1: مقدارهای متفاوت برای قاز نرمالDGP			
	$arOmega_m$	Ω_{Λ}	$arOmega_{ m rc}$
nDGP	•,707	•,٧٦٧	• , • • • ١
	•/٢٥٣	١	•/•1
ΛCDM	•,707	•/٧۴٧	

شكل1: نمودار تغييرات ^Geff برحسب فاكتور مقياس

شکل1 نمودار تحول $rac{G_{
m eff}}{G}$ برای دو $arOmega_{
m rc}$ مختلف،با توجه به مقادیر داده شده در جدول1، بر حسب a(فاکتور مقیاس) رسم شده است. در جدول امقدار Ω_{Λ} را تغییر داده ایم و با توجه به آن مقدار Ω_{rc} را از رابطه (7) محاسبه کرده ایم.در شکل1 میبینیم که در زمان های اولیه گرانش قوی تر بوده و به مرور زمان هر چه به زمان حال نزدیک تر میشویم کوچکتر میشود.این کوچکتر شدن گرانش و وجود ثابت کیهان شناسی موجب انبساط تندشونده کیهان میشود.همچنین به ازای $\Omega_{
m rc}$ های بزرگتر،بخاطراثر دافعه ای شامه در فاز نرمال،جاذبه بیشتر شده و $G_{
m eff}$ بزرگتری را مشاهده مىكنيم.











تحول فاکتوررشد ساختارها: تابع $D(a) = \frac{\delta[a]}{\delta_0} = D(a)$ که تغییرات تباین چگالی δ درهرزمان به مقدار آن درزمان حال است،فاکتوررشد نامیده میشود. درشکل2 (نمودار بالا) تحول فاکتور رشد برحسب a رسم شده است.در نمودارهای سبز نارنجی فاکتور رشد به دلیل بیشتر بودن G نسبت به مدل ACDM در زمان های اولیه،با شیب(سرعت) بیشتری رشد میکند،اما به مرور با کمتر شدن G_{eff} از سرعت رشد کاسته شده تا در زمان حال به مقدار ۱ میرسد.



شکل2: تحول فاکتور رشدساختارها (نمودار بالا)و نرخ رشد آنها(نمودار پایین) بر حسب فاکتورمقیاس

تحول نرخ رشد ساختارها: تابع نرخ رشد با توجه به رابطهی $f(a) = \frac{d \ln \delta_m}{d \ln a}$ تعریف میشود،که در شکل2(نمودار راست)ترسیم شده است.همان طور که مشخص است نرخ رشد در فاز نرمال مدل DGP بخاطر بیشتر بودن گرانش از مدل ACDM بزرگتر است.همچنین با بزرگتر شدن $\Omega_{
m rc}$ و افزایش اثر دافعه ای شامه، نرخ رشد افزایش می یابد.

نتيجه گيري:

در این مقاله به بررسی رشد اختلالات چگالی ساختارهای بزرگ مقیاس کیهانی در گرانش تعمیم یافته DGP شاخه نرمال پرداخته شد. بخاطر اثر دافعهای شامه که باعث بیشتر شدن گرانش در کیهان قابل مشاهده می شود، رشد ساختارها نیز تندتر شده به طوری که پارامترهای اساسی رشد ساختارها که عبارتنداز فاکتور رشد D و تابع رشد f تحت اثر شامه متحول می شوند. در مدل DGP ثابت گرانش تابع زمان بوده و مقدار آن با فاکتور مقیاس کوچک می شود.

- 1. Maartens, R. and E. Majerotto, *Observational constraints on self-accelerating cosmology*. Physical Review D, 2006. **74**(2): p. 023004.
- 2. Xu, L., *Confronting DGP braneworld gravity with cosmico observations after Planck data.* Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2014. **2014**(02): p. 048.
- 3. Lombriser, L., et al., *Cosmological constraints on DGP braneworld gravity with brane tension*. Physical Review D, 2009. **80**(6): p. 063536.
- 4. Wei, H., Growth index of DGP model and current growth rate data. Physics Letters B, 2008. 664(1): p. 1-6.









نارسایی پروفایلNFW در توصیف منحنی دوران کهکشانها

عزیز خدادادی، حسین حقی، اکرم حسنی زنوزی دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان

چکیدہ

در سناریوی لامبدا ماده تاریک سرد (LambdaCDM و وایت White ییشنهاد شده، توزیع شده است، ساختار ویریالی طبق پروفایل NFW که توسط ناوارو Navaro et al. 1996، فرنک White و وایت White پیشنهاد شده، توزیع شده است (Navaro et al. 1996). سناریوی LambdaCDM ساختار بزرگ مقیاس را به خوبی توصیف میکند، اما به نظر می رسد که در ابعاد کهکشانی با شکست مواجه می شود. در این کار سهم ماده تاریک (DM) و توزیع آن در ۱۲ کهکشان را مورد مطالعه قرار داده ایم. کهکشانهای انتخاب شده برای این مطالعه کهکشان هایی هستند که در مطالعه حسنی و حقی (OM) و توزیع آن در ۲۱ کهکشان را مورد مطالعه قرار داده ایم. کهکشان های انتخاب شده برای این مطالعه کهکشان هایی هستند که در مطالعه حسنی و حقی (IAM 2010) بهترین برازش منحنی دوران برای آنها به ازای M/L نزدیک به صفر (۱۰) به دست آمده اند. در این مطالعه برای در نظر گرفتن سهم ماده تاریک از پروفایل NFW استفاده کرده ایم و به ازای هر مقداری که بهترین برازش را به دست آمده اند. در این مطالعه برای در نظر گرفتن سهم ماده تاریک از پروفایل MFW استفاده کرده ایم و به ازای هر مقداری که به ترین برازش را به دست آمده ند. در این مطالعه برای در نظر گرفتن سهم ماده تاریک از پروفایل NFW استفاده کرده ایم و به ازای هی که بهترین می نور را ای برای آنها به ازای هر مقداری که بهترین برازش را به دست آمده ند. در این مطالعه برای در نظر گرفتن سهم ماده تاریک از پروفایل NFW استفاده کرده ایم و به ازای هر مقداری است! پس از مطالعه منحنی دوران دوازده کهکشان به این نتیجه رسیدیم که پروفایل NFW برای توصیف ماده تاریک موفق نیست!









بررسی سایهی سیاهچاله در گرانش تعمیم یافته داستان، سارا؛ صفاری، رضا؛سروش فر، صاحب گروه فیزیک، دانشگاه گیلان.

چکیدہ

در این مقاله، یک سیاهچاله چرخان در نظریه گرانش تعمیم یافته (R) در نظر گرفته شده و معادلات ژئودزیک نورگونه برای این فضا-زمان به دست آمده است. با استفاده از معادلات ژئودزیک، پتانسیل موثر و به کمک مختصات نجومی، سایه های این سیاهچاله به ازای پارامترهای چرخش متفاوت، رسم شده اند. در نهایت با استفاده از تحلیل این سایه ها، خنثی بودن یا باردار بودن این سیاهچاله مورد بررسی قرار گرفته است.

مقدمه

طبق نظریه (no-hair) یا نظریه یکتایی سیاهچاله ها، سه پارامتر جرم، تکانه زاویه ای و بار هستند که سیاهچاله ها را از یکدیگر متمایز می کنند و هر دو سیاهچاله ای که این سه پارامتر آنها یکسان باشد قابل تشخیص نمی باشند پس در واقع با شناخت این سه پارامتر یک سیاه چاله را شناخته ایم. جرم سیاهچاله ها (میوشی و همکاران،۱۹۹۵)^۱و اسپین آن (بروملی و همکاران،۱۹۹۸)^۲توسط مشاهده محاسبه شده است، موضوعی که هنوز مجهول باقی مانده است اندازه گیری بار سیاهچاله ها توسط مشاهده مستقیم است[1]. یکی از خصوصیات سیاهچاله ها، انحنای نور به دلیل جرم بسیار زیاد آن است. این ویژگی سیاهچاله باعث می شود زمانی که یک پرتو نور از منبع نوری به سیاهچاله می رسد دو حالت اتفاق بیغتد یا این پرتو بعد از منحرف شدن توسط سیاهچاله باعث می شود زمانی که یک پرتو نور از منبع نوری به سیاهچاله می رسد دو حالت اتفاق بیغتد یا این پرتو بعد از منحرف شدن توسط سیاهچاله باعث می شود زمانی که یک پرتو نور از منبع نوری به سیاهچاله می رسد دو حالت اتفاق بیغتد یا این کوی اطلاعاتی از آن پرتو به ناظر نمی رسد که در این حالت تیرگی داریم وی می این حالت تیرگی، سایه سیاهچاله می گوییم. کمیتی است که به کمک آن می توان اسپین سیاهچاله را اندازه گیری کرد. باردن⁷، اولین کسی بود که سایه سیاهچاله های چرخان را محاسبه کرد که نتایج آن در کتاب چاندراسخار⁴ یافت می شود. سایه های انواع مختلف سیاهچاله ها نیز در مقالات زیادی بررسی شده اند[2, در مقاله پیش دو ما به بررسی سایه سیاهچاله های جرخان و باردار در گرانش تعمیم یافته می پردازیم و با توجه به اندازه سایه های به دست آمده، بار این سیاهچاله ها را مورد بررسی قرار می دهیم.

سایهی سیاهچاله باردار و چرخان

متریک یک سیاهچاله باردار چرخان در گرانش تعمیم یافته به صورت زیر است[4]:

$$ds^{2} = -\frac{\Delta_{r}}{\rho^{2}} \left[dt - \frac{asin^{2}(\theta)}{\Xi} \right] + \frac{\rho^{2}}{\Delta_{r}} dr^{2} + \frac{\rho^{2}}{\Delta_{\theta}} d\theta^{2} + \frac{\Delta_{\theta}sin^{2}(\theta)}{\rho^{2}} \left[adt - \frac{r^{2} + a^{2}}{\Xi} d\varphi \right]^{2}, \qquad (1)$$

$$(1)$$

$$(2)$$

$$\Delta_{r} = \left(1 + \frac{R_{0}}{12} r^{2} \right) (r^{2} + a^{2}) - 2Mr + \frac{Q^{2}}{1 + f'(R_{0})'}$$

1. Miyoshi et al. 1995

2.Bromley et al.1998

3. Barden.

4. Chandrasekhar.









دانشگاه تحصيلات تكميلي علوم پايه زنجان

$$\begin{split} \Xi &= 1 - \frac{R_0}{12} a^2, \\ \Delta_\theta &= 1 - \frac{R_0}{12} a^2 cos^2(\theta). \end{split}$$

در اینجا Q بارالکتریکی ، M جرم سیاهچاله، a پارامتر چرخش سیاهچاله و R_0 مقداری ثابت و برابر با (4-) است که Λ ثابت کیهان شناسی Qاست. همچنین، $f'(R_0)$ نیز یک کمیت ثابت است که در ادامه با C نمایش می دهیم. افق رویداد برای این سیاهچاله به صورت زیر است:

$$r_{+} = \frac{CM + M + \sqrt{C^2 M^2 - C^2 a^2 + 2CM^2 - CQ^2 - 2Ca^2 + M^2 - Q^2 - a^2}}{1 + C}$$

$$c_{-} = \frac{CM + M - \sqrt{C^2 M^2 - C^2 a^2 + 2CM^2 - CQ^2 - 2Ca^2 + M^2 - Q^2 - a^2}}{1 + C}$$

از این افق های رویداد برای به دست آوردن بار حدی سیاهچاله استفاده خواهیم کرد. در ادامه به محاسبه ژئودزیک های سیاهچاله یا مسیر حرکت فوتون ها اطراف سیاهچاله می پردازیم، با استفاده از پارامتر آفین r، معادلات ژئودزیک را به صورت زیر خواهیم داشت: $\rho^4 \left(\frac{dr}{dr}\right)^2 = \Delta_r (\varepsilon r^2 - K) + [(a^2 + r^2)E - aLE]^2 = R(r),$ (4)

$$\rho^{4} \left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^{2} = \Delta_{\theta} \left(\varepsilon a^{2} \cos^{2}(\theta) + K\right) - \frac{1}{\sin^{2}(\theta)} \left[aE\sin^{2}(\theta) - LE\right]^{2} = \theta(\theta),$$

$$\rho^{2} \left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right) = \frac{-a^{2}E^{2}L + aEE(a^{2} + r^{2})}{\Delta_{r}} - \frac{1}{\Delta_{\theta}\sin^{2}(\theta)} \left(aEE\sin^{2}(\theta) - E^{2}L\right),$$

$$\rho^{2} \left(\frac{dt}{d\tau}\right) = \frac{-aLE(a^{2} + r^{2}) + E(a^{2} + r^{2})^{2}}{\Delta_{r}} - \frac{\sin^{2}(\theta)}{\Delta_{\theta}} \left(a^{2}E - \frac{LEa}{\sin^{2}(\theta)}\right),$$

در این معادلات E انرژی و K ثابت جداسازی یا ثابت کارتر است، برای ژئودزیک های زمان گونه مقدار E برابر با یک و برای ژئودزیک های نور گونه مقدار ع برابر با صفر است. در ادامه دو پارامتر بدون بعد $\eta = rac{K}{E^2}$ و $\xi = \xi$ را معرفی می کنیم که در طول مسیر ژئودزیک ها ثابت باقی می مانند و آنها را در معادلات ژئودزیک جایگذاری می کنیم. ما معادلات را برای حالت کلی حل کردیم و سپس $R_0=0$ قرار داده ایم، در واقع با قرار دادن ناظر در بي نهايت، ثابت كيهان شناسي را صفر در نظر گرفته ايم، زيرا اگر ثابت كيهان شناسي غير صفر باشد فضا و زمان تخت نيست و افق رويداد سياهچاله توسط افق كيهان شناسي از ناظر جدا خواهد شد[5]. با توجه به اين كه مي خواهيم مسير شعاعي حركت فوتون ها را بررسي کنیم، پتانسیل موثر بسیار مهم است و با استفاده از معادله زیر داریم:

$$p^4 \left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + V_{eff} = 0, \tag{5}$$

$$V_{eff} = -R(r). ag{6}$$

$$V_{eff} = 0 = R(r), \tag{7}$$

$$\frac{dV_{eff}}{dr} = 0 = \frac{dR(r)}{dr}.$$

با استفاده از حل معادلات (۷) به صورت همزمان پارامترهای η و ξ را به دست می آوریم. سپس برای توصیف سایه ها از دوپارامتر نجومی زیر استفاده مي کنيم[6].

dr

$$\alpha = -\xi \csc(\theta_0) \tag{8}$$













$\beta = \pm \sqrt{\eta + a^2 \cos^2(\theta_0) - \xi^2 \cot^2(\theta_0)}$

به این ترتیب به ازای بازه تغییرات $\frac{r}{M}$ نمودار α بر حسب β را به ازای زوایای مختلف ناظر نسبت به سیاهچاله ر سم می کنیم(شکل ۱و ۲). در این نمودار ها پارامتر چرخش سیاهچاله را به صورت $\frac{a}{M}$ و بار سیاهچاله را به صورت $\frac{a}{M}$ و بار سیاهچاله را به صورت $\frac{a}{M}$ و بار کندیکی بزرگتر باشد، سایه کوچکتر می شود(شکل ۱و ۲)، شکل (۱) به ازای 45 = $_{0}\theta$ درجه و شکل(۲) به ازای $00 = _{0}\theta$ درجه رسم شده اند. ($_{0}\theta$ زاویه ناظر بی نهایت نسبت به سیاهچاله می باشد)همچنین ستون اول به ازای $0 = \frac{a}{M}$, ستون دوم به ازای 50 = $_{0}\theta$ درجه رسم شده اند. ($_{0}\theta$ زاویه ناظر بی نهایت نسبت به سیاهچاله می باشد)همچنین ستون اول به ازای $0 = \frac{a}{M}$, ستون دوم به ازای 50 = $\frac{a}{M}$, ستون سوم ممتد به ازای 70 = $\frac{a}{M}$ و ستون آخر به ازای 90 = $\frac{a}{M}$ می باشد. سیاه ها را به ازای مقادیر مختلف بارالکتریکی یعنی $\frac{A}{M}$ رسم کرده ایم، خط ممتد به ازای 70 = $\frac{a}{M}$ می باشد. سیاه ها را به ازای مقادیر مختلف بارالکتریکی یعنی $\frac{A}{M}$ رسم کرده ایم، خط ممتد به ازای 70 = $\frac{A}{M}$ می باشد. سیاه ها را به ازای مقادیر مختلف بارالکتریکی یعنی $\frac{A}{M}$ رسم کرده ایم، خط ممتد به ازای 70 = $\frac{A}{M}$ و ستون آخر به ازای 90 = $\frac{a}{M}$ می باشد. سیاه ها را به ازای مقادیر مختلف بارالکتریکی یعنی $\frac{A}{M}$ رسم کرده ایم، خط ممتد به ازای $0 = \frac{A}{M}$ و ستون آخر به ازای 90 = $\frac{A}{M}$ می باشد. سیاه ها را به ازای مقادیر مختلف بارالکتریکی یعنی $\frac{A}{M}$ رسم کرده ایم، خط ممتد به ازای $0 = \frac{A}{M}$ و ستون آخر به ازای 70 = $\frac{A}{M}$ و ستون آزای روایای مقدار حدی بار الکتریکی برای ممتد به ازای مقادیر مختلف بارالکتریکی یعنی $\frac{A}{M}$ رسم ثده این برای سیاهچاله به ازای مقدار حدی بار الکتریکی برای سیاهچاله به ازای مقدار حدین با سیشر می باشد. نمودارها نشان می دهند که با افزایش بار، سیاهچاله کوچکتر می شود، یعنی به ازای زوایای مقدار مختلف برای ناظر هر چه بار سیاهچاله کوچکتر می گذارد. همچنین با بیشتر سیاهچاله بازی رایا می از حدید مختلف برای ناظر هر چه بار سیاهچاله کوچکتر می گذارد. همچنین با بیشتر می نود. خدمنگ با افزایش زاویه ناظر نسبت به محور، سیاه سیاهچاله به حالت شدن اسپین، تقارن سیاه از حالت کروی به سمت بیخوی تمایل پیدا می کند. ضمناً با افزایش زاویه ناظر نسبت به

نتيجه گيرى

چون نمودار سایه سیاهچاله نسبت به محور y ها تقارن دارد، در نتیجه Δ₂= 2y_{max} و Δ₁= x_{max} - x_{min}, با تعریف این کمیت ها و با انجام کمی عملیات ریاضی می توان گفت که برای زوایای دید بین ۴۵ تا ۹۰ درجه برای بازه (9)



 $9.059M \le \Delta_1 \le 14.817M$ $10.382M \le \Delta_2 \le 10.896M$

شکل(۱)نمودار $m{lpha_i}$ بر حسب $m{eta_i}$ به ازای زاویه 45 درجه، با پارامترهای چرخش از سمت چپ به راست(۱)نمودار $m{lpha_i}$ بر حسب $m{eta_i}$ برای مقادیر مختلف بار الکتریکی.



شکل(۲) نمودار $m{lpha_i}$ بر حسب $m{eta_i}$ به ازای زاویه 90 درجه، با پارامترهای چرخش از سمت چپ به راست(۲) نمودار $m{lpha_i}$ بر حسب $m{m{lpha_i}}$ برای مقادیر مختلف بار الکتریکی.





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



سیاهچاله خنثی است و همچنین اگر در این بازهی زاویه دید ناظر نسبت به سیاهچاله(۹۰−۴۵)درجه، اندازه سایه ها در محدوده زیر باشد: [10]

$8.454M \le \Delta_2 \le 9.422M$

سیاهچاله باردار است و به ازای پارامتر چرخش های مختلف ممکن است بیشترین مقدار بار الکتریکی خود را داشته باشد. این بازه ها به ازای یک زاویه مشخص ناظر نسبت به سیاهچاله مقادیر دقیق تری می دهند، به این معنا که اگر دقیقاً ناظر در زاویه ۹۰ نسبت به سیاهچاله قرار بگیرد،

در بازه ای بین

[11]

[12]

 $9.059M \le \Delta_1 \le 10.262M$ $10.382M \le \Delta_2 \le 10.392M$

سیاهچاله بدون بار است و اگر

$$\begin{split} 8.292M \leq \Delta_1 \leq 8.644M \\ 8.454M \leq \Delta_2 \leq 9.388M \end{split}$$

باشد، سیاهچاله باردار است و به ازای مقادیر مختلف چرخش می تواند بیشینه بارالکتریکی را نیز دارا باشد. این بازه ها برای زاویه ۴۵ درجه ناظر

نسبت به سیاهچاله برای حالت بدون بار به صورت زیر به دست می آیند:

[13]

$\{ \begin{array}{l} 13.804M \le \Delta_1 \le 14.817M \\ 10.47M \le \Delta_2 \le 10.896M \end{array} \}$

و برای حالتی که سیاهچاله دارای بیشترین مقدار بار خود باشد سایه ای با اندازه زیر تولید می کند:

$$\begin{cases} 12.009M \le \Delta_1 \le 12.755M \\ 8.564M \le \Delta_2 \le 9.422M \end{cases}$$

بنابراین با مشخص بودن اندازه سایه سیاهچاله می توان باردار بودن یا خنثی بودن سیاهچاله را تعیین کرد.

مرجع ها:

[14]

- 1. Takahashi, Rohta, Black hole shadows of charged spinning black holes, *Publ. Astron. Soc. Jap.*57.
- 2. A.Yumoto, D.Nitta, T.Chiba and N.Sugiyama,Shadows of Multi-Black Holes: Analytic Exploration,Phys.Rev.D,103001 (2012)
- doi:10.1103/PhysRevD.86.103001.[arXiv:1208.0635 [gr-qc]].
- 3. R.Takahashi, Shapes and positions of black hole shadows in accretion disks and spin parameters of black holes, *J.Korean Phys.Soc.{bf 45}*, *S1808* (2004)
- 4. A.Larranaga, A Rotating Charged Black Hole Solution in f(R) Gravity, Pramana, 697 (2012).
- 5. A.Grenzebach, V.Perlick and C.Lämmerzahl, Photon Regions and Shadows of Kerr-Newman-NUT Black Holes with a Cosmological Constant, *Phys.Rev.no.12*, 124004 (2014).
- 6. L.Amarilla and E.F.Eiroa, Shadow of a rotating braneworld black hole, *Phys.Rev.D*, 064019(2012).











تاثیر شکل تابع توزیع عرضی در تخمین انرژی پرتوهای کیهانی رافضی، لیلا^۱ رستگارزاده، گوهر ^۲

۲ دانشگاه سمنان

چکیدہ

تابع توزیع عرضی در بازسازی بهمنهای گسترده هوایی و تعیین مشخصات ذره اولیه نقش مهمی دارد. در این مقاله نشان دادهایم که شکل این تابع روی مقدار فاصله بهینه و همچنین مقدار چگالی در این فاصله، که در تخمین انرژی مورد استفاده قرار میگیرد، تاثیر چندانی ندارد. در نتیجه می توان به جای توابع توزیع پیچیاه از توابع توزیع سادهتر استفاده کرد.

مقدمه

بهمنهای گسترده هوایی آبشاری از ذرات ثانویهی حاصل از برهمکنش پرتوهای کیهانی پرانرژی با ملکولهای جو هستند که توسط آرایهای از آشکارسازها که در سطح مشاهده قرار دارند میتوانند مشاهده شوند. با بازسازی این بهمنها به کمک ذرات ثانویه آشکارساز شده می توان به ویژگیهای ذره اولیه پی برد. در این مقاله به بررسی تاثیر شکل تابع توزیع عرضی در مقدار چگالی در فاصله بهینه که با انرژی ذره اولیه در ارتباط است[۱]، پرداختهایم. شبیه سازیها و محاسبات برای آرایهی در حال راه اندازی البرز-۱ (با ۲۰ آشکارساز) واقع در دانشگاه صنعتی شریف[۲] انجام دادهایم. تابع توزیع عرضی، LDF، در محاسبهی اندازه بهمن(تعداد ذرات ثانویه در سطح مشاهده)، موقعیت هسته بهمن و تعیین چگالی در هر فاصله از هسته نقش مهمی دارد. در واقع LDF نحوه تغییر چگالی ذرات ثانویه مشاهده شده از آرایهای از آشکارسازهای سطحی را به صورت تابعی از فاصله نسبت به هسته بهمن توصیف میکند. از این تابع در بازسازی موقعیت هسته بهمن و تعیین چگالی در فاصله بهینه ، راهرای از فاصله نسبت به هسته بهمن توصیف میکند. از این تابع در بازسازی موقعیت هسته بهمن و تعیین چگالی در فاصله بهینه

در این کار از سه مدل تابع توزیع عرضی رایج استفاده کردهایم. تابع توزیع عرضی قانون توانی
$$ho(r)=kr^{-eta}$$

تابع توزيع عرضي Haverah Park[٣]

$$\rho(r) = kr^{-\left(\beta + \frac{r}{4000}\right)} \tag{1}$$

و تابع توزيع عرضي NKG

$$\rho(r) = k \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-\beta} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-\beta} \tag{(7)}$$

که در روابط بالا r، فاصله تا هسته بهمن، k پارامتر اندازه، β ، پارامتر شیب و r_s پارامتر مقیاس است. r_s مانند دو پارامتر دیگر ثابت برازش محسوب می شود ولی به خاطر وابستگیش به پارامتر β و جلوگیری از پیچیدگی برازش مقدارش را در اینجا $r_{M} = r_{S} = \sigma_{T_{M}}$ شعاع مولیراست[2]. با توجه به این که r_{M} برای ارتفاع Torin که ارتفاع آرایه البرز–۱ است، تقریبا برابر با ۹۵۳ می باشد بنابراین در محاسبات Evom r_s درنظر می گیریم.

بازسازى تابع توزيع عرضى











$$p_e(r) = kf(r) \tag{6}$$

که در این رابطه k همان پارامتر اندازه، (f(r) مابقی تابع توزیع مورد نظر، r فاصله هر نقطه نسبت به هسته بهمن و ho_e مقدار چگالی محاسبه شده توسط تابع توزیع در فاصله r از هسته بهمن است که در اینجا با نام "چگالی مورد انتظار" از آن یاد می کنیم.در این روش با جابه جا کردن مکان فرضی هسته بهمن (Xcore, Ycore) در سطح آرایه و مقایسه ho_e در مکان هر آشکار ساز با $ho_{o,i}$ ، مکانی که حاصل جمع این اختلافات کمترین مقدار را داشته باشد به عنوان مکان واقعی هسته در نظر گرفته می شود، به عبارت دیگر در این مکان ۲ حاصل از رابطه (o) کمینه است.

$$\chi^{\mathsf{r}} = \sum_{i=1}^{\mathsf{r}} \frac{1}{\sigma_i^{\mathsf{r}}} \left(k f(r_i) - \rho_{o,i} \right)^{\mathsf{r}} \tag{0}$$

که ₀ز عدم قطعیت چگالی اندازه گیری شده توسط هر آشکارساز را نشان میدهد. مقدار k به گونهای باید انتخاب شود که رابطهی (٥) کمترین مقدار را داشته باشد بنابراین از این رابطه نسبت به k مشتق میگیریم. در نتیجه داریم:



شکل ۱: نمودار چگالی برحسب فاصله از هسته بهمن برای یک بهمن پروتون با انرژی ۲eV ۲۰۰ و زاویه ورود ۵-۰، نقاط دایرهای و مثلثی چگالی آشکارسازها را نسبت به فاصله هسته بازسازی شده با تابع توزیع NKG به ترتیب با ۶/۰۱ و β=۱/۹ را نشان میدهد. منحنیهای خطچین،خط ممتد و خط-نقطه به ترتیب حاصل برازش این تابع توزیع با ۶/۰۱ β=۱/۲ و β=۱/۸ است. چگالی آشکارسازها برای β=۱/۲ نشان داده نشده است.

این کار را برای ۵۰ پارامتر شیب، *β*، مختلف که بهطور خطی از بازهی ۳–۱۰/۵ انتخاب شدند تکرار میکنیم و *β*یی که کمترین ^۲ X را دارد را به عنوان ثابت برازش انتخاب میکنیم. تمامی مراحل فوق و همچنین مراحل مربوط به محاسبهی فاصله بهینه با کد فرترن برنامه نویسی شدند. **محاسبه فاصله بهینه**











فاصله بهینه یا Ropt، فاصله ای از هسته بهمن است که در آنجا خطای حاصل از برازش در آن فاصله کمینه باشد، یعنی در برازش با βهای مختلف کمترین اختلاف را در مقدار چگالی محاسبه شده در آن نقطه داشته باشیم. شکل ۱ نمودار چگالی برحسب فاصله از هسته بهمن برای یک بهمن را نشان می دهد. نقاطی که با مثلث و دایره مشخص شده اند، مقادیر چگالی مشاهده شده توسط هر آشکارساز نسبت به موقعیت هسته به دست آمده از برازش را نشان می دهند. منحنی های تابع توزیع برازش شده با همای ۸/۰، ۱/۲ و ۱/۸ را نشان می دهند همان طور که در این شکل مشاهده می شود برای هر سه این βها، در فاصله ای خاص از هسته مقدار چگالی تقریبا یکسان است که به این فاصله این قاصله می گوییم. توضیحات مفصل چگونگی تعیین محل موجه در [٥] آمده است.

نتايج شبيه سازى

در این بخش نتایج حاصل از شبیه سازی ۸۸۰ بهمن پروتون با کد CORSIKA که تقریبا انرژی همه آنها یکسان بین ٤٠٠TeV- و زاویه ورودی آنها بین ۲۰-۰ درجه است را نشان دادهایم.

در این شبیه سازی برای این که حداقل نیمی از بهمنها بتوانند شرط ترگیر _ثبت همزمان ذره توسط ۵ آشکارساز خوشه مرکزی[۲]_ را براورده کنند، هسته بهمنها به طور تصادفی در فاصله بین ۲۰-۰ متری مرکز آرایه انتخاب شدند. پس از بازسازی تابع توزیع عرضی Ropt را برای هر بهمن محاسبه کردیم. جدول ۱ Ropt میانگین و مقدار انحراف معیار، ΔR_{opt} ، حاصل از بهمنهای ثبت شده را برای سه تابع توزیع عرضی نشان میدهد.

$\Delta \boldsymbol{R}_{opt}$	\overline{R}_{opt}	انرژی(PeV)	زاویه ورودی(درجه)	شىكل LDF
1/1714	٨/٧٩	4 * * - 2 * *	۰_۲۰	NKG
1/81	1/90	4 * * - 2 * *	۰_۲۰	Haverah Park
1/20	9/**	4 * * - 5 * *	۰_۲۰	Power Law

جدول۱: مقادیر \overline{R}_{opt} برای سه تابع توزیع عرضی NKG مادیر Haverah Park او قانون توانی

همانطور که در جدول۱ مشاهده میشود R_{opt} میانگین برای سه تابع توزیع عرضی نزدیک به هم است. با توجه به نتایج شبیه سازی، نوسانات ذاتی چگالی با دور شدن از هسته بهمن کاهش می یابد، بنا براین فاصله ۹ متری از هسته بهمن را به عنوان فاصلهی بهینه برای آرایه البرز-۱ در نظر می گیریم.

بعد از تعیین R_{opt} سوالی که مطرح میشود این است که چگالی به دست آمده در R_{opt} از طریق کدام یک از توابع توزیع عرضی نتیجه نزدیکتری با چگالی قابل مشاهده در این فاصله دارد؟

> بدین منظور از اختلاف چگالی نسبی در R_{opt} ، (۹) ، $\Delta \rho^*({}^{\mathsf{q}})$ ، را برای این ۸۸۰ بهمن مورد بررسی قرار دادیم. $\Delta \rho^*({}^{\mathsf{q}}) = \frac{\rho_0({}^{\mathsf{q}}) - \rho_e({}^{\mathsf{q}})}{\rho_0({}^{\mathsf{q}})} \tag{V}$

که در این رابطه (۹) φ_o چگالی قابل مشاهده و (۹) φ_e چگالی مورد انتظار در فاصله ۹ متری از هسته بهمن است. شکل۲ نحوه توزیع (۹) *Δ ۸۸۰ بهمن را برای سه تابع توزیع Haverah Park ،NKG و قانون توانی را نشان میدهد. در این نمودارها محورهای عمودی به جای تعداد برحسب درصد فراوانی نمایش داده شدهاند. در هر نمودار شکل توزیع را با تابع گوسی دادهایم که بیانگر توزیع مناسب این پارامتر است. همان طور که در این شکل مشاهده می شود میزان اختلاف چگالی بهمنها و همچنین نحوه توزیع آن در سه تابع توزیع عرضی تقریبا یکسان است.







شکل۲: نمودارهای در صد فروانی Δρ*(۹) را برای سه تابع توزیع عرضی NKG(بالا سمت چپ)،Haverah Park (بالا سمت راست) و قانون توانی (پایین) نشان میدهد.

نتيجه گیری

با توجه به نتایج شبیه سازی انجام شده روی ۸۸۰ بهمن هوایی پروتون با انرژی ۲۰۰-۲۰۰ و زاویه ورودی ۲۰-۰ درجه، فاصله بهینهی آرایه البرز-۱ برای سه تابع عرضی Haverah Park ،NKG و قانون توانی تقریبا یکسان و در فاصله ۹ متری از هسته بهمن به دست آمد. همچنین نتایج حاصل از این شبیه سازی نشان می دهند که مقادیر چگالی به دست آمده در این فاصله به شکل تابع توزیع عرضی بستگی ندارد که مزیت خوبی برای این پارامتر محسوب می شود چرا که در بازسازی بهمن به جای به کار بردن توابع توزیع پیچیدهای مثل BNG و NKG از تابع توزیع سادهای مثل قانون توانی می توان استفاده کرد.

مرجعها

۱.رافضی، لیلا؛ دیانی، الهام؛ رستگارزاده، گوهر؛ "تخمین مقدار انرژی پرتوهای کیهانی از طریق محاسبه چگالی ذرات ثانویه در فاصله بهینه از هسته بهمن "؛ بیستمین کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه فردوسی مشهد، ۱۳۹٤. ۲.عبدالهی،سهیلا؛ پزشکیان، یوسف؛ بهمن آبادی،محمود؛ " آرایه البرز-۱:مطالعه چیدمان خوشهای آریه و پاسخ آن به شرطهای راهاندازی مختلف در محدوده زانوی پرتوهای کیهانی"؛ نوزدهمین کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، ۱۳۹۳.

D. M. Edge et al., J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. 6 (1973) 1612.
 D. Newton, J. Knapp, A.A. Watson, Astropart. Phys.26 (2007) 414.

0.رستگارزاده، گوهر؛ رافضی، لیلا؛ عباسنژاد، حسین؛"تعیین فاصله بهینه در تابع توزیع عرضی ذرات ثانویه در بهمنهای گسترده هوایی در آرایه البرز-۱"؛ بیستمین کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه فردوسی مشهد، ۱۳۹٤.











آنالیز منحنی نوری سیستم دوتایی گرفتی V504 Cyg رویدرگرد، حسین ^۱ حیدرنیا، رحیم ^۲ ۱ مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

۲ رصدخانه *RIAAM* , مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه

چکیدہ

ما در این مقاله تحلیل نورسنجی سیستم دوتایی نیمه تماسی V504 Cyg را انجام می دهیم. برای این منظور داده های نورسنجی تهیه شده و مینیمم های اولیه و ثانویه و Poch جدید محاسبه شد. دوره تناوب سیستم ۰٫۳۵۱۶۹۱۶ روز بدست آمد. تحلیل منحنی نوری توسط نرم افزار PHOEBE که از آخرین نسخه کد ویلسون-دوینی استفاده می کند انجام شده و مدل سه بعدی به وسیله نرم افزار BinaryMaker استخراج شد. همچنین اثر منحنی نوری مشاهده شده و در آخر به وسیله معرفی ۴ لکه بر روی مولفه ها مدل دقیق این سیستم ارائه شد.

مقدمه

بیش از نیمی از ستارگان آسمان دوتایی هستند. مدل های تبادل جرم دوتایی ها که در دهه های ۲۰ الی ۷۰ میلادی ارائه شد, اهمیت پیکربندی نیمه تماسی ها را نشان می دهد (Paczyuski 1967, Plavec 1968). جرم مولفه های دوتایی نیمه تماسی معمولاً برابر نمی باشند اما دمای سطحی دو ستاره تقریبا یکسان است و با توجه به اثرات انتقال جرم و انرژی بین مولفه های سیستم جریان همرفتی بین آن ها وجود دارد (Lucy1968). در نیمه تماسی ها با توجه به این انتقال جرم پریود ثابت نمی باشد که نمی توان آن را از طریق تاثیرات ژئومتریک توضیح داد. همچنین در این نوع سیستم ها یکی از مولفه ها حد روچ خود را پر کرده است (WOOD 1950). برای اولین بار تغییرات ستاره از داده گیری فتومتری از این

ستاره و تحلیل منحنی نوری آن پارامترهای فیزیکی این سیستم را بدست آوردیم.

رصد و داده کاهی

رصد سیستم دوتایی نیمه تماسی V504 Cyg در ٤ شب از ۱۹ تا ۲۲ آگوست ۲۰۱۵ میلادی در رصدخانه مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه (RIAAM) صورت گرفت. در این داده گیری ما از دو فیلتر V و R سیستم رنگی Johnson استفاده کردیم. تلسکوپ این مرکز از نوع اشمیت-کاسگرین و با دهانه ۳۰٤ میلیمتر و نسبت کانونی پایه f/10 می باشد که بر روی یک مقر استوایی قرار گرفته و توسط نرم افزار TheSky کنترل می شود. برای تصحیح خطاهای دوره ای این مقر و به حداکثر رساندن دقت دنبال کردن ستاره در مدت داده گیری از یک سی سی دی کوچک به همراه یک تلسکوپ راهنما که به صورت قلمدوش بر روی تلسکوپ اصلی قرار دارد به عنوان گایدر استفاده شد.

سی سی دی مورد استفاده برای داده گیری یک سی سی دی ۱٦بیت تکرنگ با آرایه ٥٨٢×٥٥٢ پیکسلی (بدون bining) با سایز پیکسل ٦,٢٥ میکرون بوده و دارای بازدهی کوانتومی ٦٥٪ و read out noise آن بین ۷ تا ١٠ می باشد. سی سی دی با استفاده از نرم افزار MaximDL کنترل شده و با توجه به سیستم خنک کننده آن با توان ٨٠٪ دمای چیپ سی سی دی در –١٥ درجه سانتی گراد تثبیت شد.

همچنین برای کاهش مدت نوردهی و افزایش میدان دید تلسکوپ از یک عدسی کاهنده کانونی با ضریب۰٫۳۳ استفاده شد که در نتیجه نسبت کانونی را به f/6.3 کاهش داده و میدان دید به ۱۲×۹ دقیقه قوسی رسید (تصویر ۱).

با توجه به مقدار FWHM , از تاشدگی ۲×۲ در سی سی دی استفاده شد و با ۲۰ ثانیه نوردهی به نسبت سیگنال به نویز SNR=90 دست یافتیم.











در مدت داده گیری فریم های dark و bias نیز گرفته شد و همچنین فریم flat نیز قبل از طلوع آفتاب در نور شفق با نشانه رفتن تلسکوپ به سمت مخالف خورشید تهیه شد. مراحل داده کاهی نیز پس از ترکیب هر نوع از فریم ها با الگوریتم median و بدست آوردن فریم های master dark, master bias و master flat در پکیج IRAF صورت گرفت. از روش aperture photometry در IRAF استفاده شد و داده ها در یک فایل ascii با ستون های زمان و قدر استخراج شد. همچنین از سه ستاره به عنوان ستاره check استفاده شد.

نمودار O-C و دوره تناوب

زمان های استخراج شده به صورت تاریخ جولیانی بوده که بعداً به تاریخ جولیانی زمین مرکزی تصحیح شد. با انجام برازش منحنی های چندجمله ای زمان مینیمم ها (جدول ۱) محاسبه و دوره تناوب سیستم P=0.35169 روز بدست آمد. با استفاده از معادله ۱ زمان ها به فاز تبدیل شىد.

> Phase = decimal [(HJD – epoch) / period] (معادله ۱)

با استفاده از مینیمم های ذکر شده در IBVS 5874 و OEJV 0160 و همچنین مینیمم های بدست آمده از داده گیری ها' تغییرات دوره تناوب سیستم بررسی شد و معادله O-C این سیستم با استفاده از معادله ۲ بدست آمد.

> $O-C = \Delta Phase \times Period$ (معادله ۲)

> > که در آن APhase به صورت زیر تعریف می شود:

 Δ Phase = Observed Phase – Calculated Phase (معادله ۳)

نمودار O-C بدست آمده (شکل ۲) و epoch جدید محاسبه شد.

جدول ۱ : مینیمم های بدست آمده برای V504 Cyg

نوع مينمم	زمان مینیمم	خطا rms
اوليه	2502240,5252	•,••17•0
ثانويه	720770,7972	•,••17•9
ثانويه	TE OVTAV, TTTT	• ,• • ١٣•٣
اوليه	250222.5.1	• ,• • ١ • ٨ ٥



شکل ۲ : نمودار O-C ستاره V504 Cyg













مدلسازي منحنى نورى

ما مدلسازی منحنی نوری در فیلتر های V و R را با استفاده از نرم افزار PHOEBE که از کد Wilson-Devinney استفاده می کند انجام دادیم. فایل داده ها به صورت ascii با دو ستون فاز و قدر را به ورودی برنامه داده و مقدار rms را برای فیلتر قرمز برابر با ۱۳٫۱۲۲ و برای فیلتر سبز برابر ۱۳٫٦۱۸ قرار دادیم. اندیس رنگ با استفاده از داده ها در دو فیلتر قرمز و سبز مقدار P-R=0.5 بدست آمد و با در نظر گرفتن اندیس رنگ' دمای ستاره ها بین ٤٧٠٠ تا ٥٥٠٠ (رده طیفی G8) پیش بینی شده و در نرم افزار مقدار اولیه 5300 T1= و 5000 قرار داده شد.

در قسمت نسبت جرم مولفه مقادیر اولیه ۲٫۰ – ۲٫۰ – ۱٫۲ و ۱٫۲ را به طور جداگانه برای نرم افزار تعریف کرده و با در نظر گرفتن تغییرات نمودار مدل و فیت شدن با منحنی نوری مقدار ۲٫۰ بهترین مقدار برای مقدار اولیه تنظیم شد.

بر اساس مقالات (van Hamme(1993 و Al-Naimiy(1978 برای دمای موثر کمتر از ۹۰۰۰ درجه کلوین' از logarithmic law و x1=0.639 برای پارامتر لبه تاریکی استفاده شد. مقادیر ضرایب لبه تاریکی با استفاده از جدول (van Hamme(1993 و Lucy(1967) به صورت x1=0.639 و x2=0.631 در نظر گرفته شد. مقادیر تاریکی گرانشی و بازتاب نیز برای سیستم های نیمه تماسی g1=1 ' g2=0.32 ' g1=1 و albedo1=1 ' g2=0.32 با توجه سیستم هایی که لایه های بیرونی آن ها به صورت همرفتی است استفاده شد ((Rucinski(1969))

با قرار دادن این مقادیر اولیه و انجام مکرر برازش منحنی برای به دست آوردن مقادیر انحراف صفحه مداری' مقادیر دقیق دمای مولفه ها' نسبت جرم و … با در نظر گرفتن مقدار chi2 و میزان منطبق شدن مدل با منحنی نوری (شکل ۳) پارامترها به صورت جدول ۲ بدست آمد.



همانطور که در شکل ۳ دیده می شود در بعضی نقاط' مدل ارائه شده انطباق راضی کننده ای ندارد و اثر Connell'O که تفاوت در روشنایی در ماکزیمم هاست قابل تشخیص می باشد ((1951) O'Connell'O). برای برطرف کردن این مشکل ما مجموعه های مختلفی از لکه را به صورت جداگانه بر روی مولفه ها قرار دادیم که به صورت ترکیب های مختفلی از لکه های سرد یا گرم بر روی هریک از مولفه ها است. با توجه به تاثیر قرار دادن هر لکه در مدل و رسیدن به بهترین انطباق مدل بر روی منحنی نوری ترکیب لکه ها به صورت جدول ۳ منجر به بهترین مدل برای این سیستم شد.

> در نهایت مدل ۳بعدی این سیستم با توجه به مشخصات آن با استفاده از نرم افزار BinaryMaker استخراج شد (شکل ٤). **سیاسگزاری**

> > از مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه بابت پشتیبانی و در اختیار قرار دادن ابزار و رصد تشکر می کنیم.








جدول ۳: مشخصات لکه های V504 Cyg

	colatitude	longitude	شعاع	دما
ستارہ اصلی	٩٠	1.	١٥	۸۸, ۰
ستارہ اصلی	٧.	۲۳.	١٣	١,١٢
ستاره ثانويه	٦٠	71.	10	• ,٧
ستاره ثانويه	170	۳۴.	١٧	1,72

پارامتر	مقدار	خطا
RA	۵۶۴.۰۹ ۲۸ ۲۰	
Dec	WT 0E TV,99	
دوره تناوب(روز)	•,٣٥١٦٩١٦	•,•••••1٣
epoch	7207777,2072	• ,• • • • ١
Omega1	٣,١٠٩	• ,• • ١
Omega2	۲,٧٤٥	•,••1
نسبت جرم	•,٦٢٤٩	• ,• • • ٢
انحراف صفحه مداری(درجه)	٨٠,٠٤	۰,۰۱
دمای ستاره اصلی(درجه کلوین)	٥٣٩٧	١٢
دمای ستاره ثانویه(درجه کلوین)	٤٨٩٥	۲۱

Phase = 0.5

Phase = 1

جدول ۲ : پارامترهای سیستم V504 Cyg



Phase = 0.75

شکل ٤ : مدل سه بعدی V504 Cyg

- 1. Al-Naimiy, H. M., *ApSS*, **53**, 181, 1978.
- 2. Lucy, L. B., Zert. Astrophys, 65, 89, 1967.
- 3. Lucy, L. B., The Astro-physical Journal, 153, 877, 1968.
- 4. Lucy, L. B., The Astrophysical Journal, 205, 208, 1976.
- 5. O'Connell, D. J. K., Publication of the Riverview College Observatory, 2, 85, 1951.
- 6. Paczynski B., Comm. Obs. Roy. Uccle Ser. B, 17, 83, 1967.
- 7. Plavec M., Advances in Astronomy and Astrophysics, 6, 201,1968.
- 8. Rucinski, S. M., Astronomy and Astrophysics, 19, 245, 1969.
- 9. Rucinski, S. M., Astronomy and Astrophysics, 19, 245, 1969.
- 10. Rucinski, S. M., Publication of Astronomical society of the Pacific, 109, 742, 1997.
- 11. van Hamme. W., AJ, 106, 2096, 1993.
- 12. Wilson, R. E., & Devinney, E. J., ApJ, 166, 605, 1971.
- 13. Wood, F. B. 1950, Ap. J., 112, 196-206





مرجعها





بررسی تأثیر فعالیتهای خورشیدی بر لایهی یونسفر زمین و انتشار امواج رادیویی با فرکانس بسیار پایین(VLF)

نجمه سلطانی نژاد، دکتر حمید ارجمند کرمانی، محمدصدیق سلطانی نژاد

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان

چکیدہ

لایهی یونسفر زمین در اثر جذب تابش های خورشیدی یونیزه شده و به زیر لایههای E D و F تقسیم می شود. این لایه بواسطهی یونیزاسیون خود، باعث بازتاب و تغییر شدت امواج رادیویی بخصوص امواج رادیویی با فرکانس خیلی پایین(VLF) می شود. در این مقاله به بررسی عوامل مؤثر بر لایهی یونسفر از جمله فعالیت های خورشیدی(لکه های خورشیدی، شراره های خورشیدی و ...) و تأثیر این تغییرات بر شدت امواج رادیویی VLF بازتاب شده پرداخته خواهد شد.

مقدمه

لایهی یونسفر در ارتفاع ۱۰۰۰–۸۰ کیلومتری بالای سطح زمین قرار دارد. در مناطق دیگر جو، مولکولها از نظر الکتریکی در حالت خنثی قرار دارند اما این لایه از جو، توسط تابش های خورشیدی و پرتوهای کیهانی یونیزه می شود. به دلیل فرکانس های متفاوت این تابش ها، لایه های مختلف با میزان یونیزاسیون و چگالی الکترونی متفاوت تشکیل می شوند که بر این اساس لایهی یونسفر به زیر لایه های D. J و F تقسیم می شود. لایه ی D در ارتفاع ۹۰–۷۰ کیلومتری سطح زمین و فقط در طول روز وجود دارد. در واقع، در طول شب به دلیل نبود تابش های خورشیدی و همچنین در اثر بازترکیبی سریع یونها و الکترونها، این لایه ناپدید می شود. دومین لایه، لایه ی J می باشد که در ارتفاع ۹۰–۷۰ کیلومتری قرار دارد. این لایه اثر بازترکیبی سریع یونها و الکترونها، این لایه ناپدید می شود. دومین لایه، لایه ی J می باشد که در ارتفاع ۹۰–۹۰ کیلومتری قرار دارد. این لایه نیز در اثر جذب تابش های خورشیدی ایجاد می شود، تفاوت لایه ی D و J در این است که لایه ی J در شب ناپدید نمی شود ولی اثرات آن به صورت ضعیف تر مشاهده می شود. آخرین لایه، لایه ی J و J در این است که لایه ی J در شب ناپدید نمی شود ولی اثرات آن طول شب، به دلیل نبود تابش های خورشیدی میزان یونیز اسیون این لایه فقط ناشی از تابش های کیهانی می باند و به لایه ی آمرات آن تفاوت در میزان یونیز اسیون باعث می شود امور این نوی باز تاب شده از لایه ی یونسفر رفتار می از در آمرات آن

امواج رادیویی با فرکانس خیلی پایین(VLF)

استفاده از امواج رادیویی در برقراری ارتباطات نقش مهم و کاملاً کاربردی دارد. از میان طیف امواج رادیویی، امواج VLF بهدلیل برقراری ارتباط با زیردریاییها و همچنین انتشار در سطح زمین از اهمیت بیشتری برخوردار هستند. این امواج در محدوده ی فرکانسی ۳۰-۳ کیلوهرتز قرار دارند و توسط فرستندههای مختلفی که در سرتاسر نقاط جهان قرار دارند، به لایه ییونسفر ارسال می شوند و با توجه به فرکانس ارسالی در این لایه جذب و یا بازتاب می شوند. برای دریافت سیگنالهای بازتاب شده ی این امواج، از گیرندههایی استفاده می شود که تعدادی از این گیرندهها توسط دانشگاه استنفورد آمریکا طراحی و در اختیار محققان در سرتاسر نقاط جهان قرار داور داور این این ای استفاده می شود که تعدادی از این گیرندهها توسط گیرندهها، می توان تغییرات شدت سیگنال موج VLF بازتاب شده را بررسی کرد[۳و۴].









فعالیتهای خورشیدی

از جمله مهمترین فعالیتهای خورشیدی لکههای خورشیدی و شرارههای خورشیدی میباشند که روی سطح خورشید اتفاق میافتند. درواقع، زمانیکه میدان مغناطیسی خورشید بهواسطهی درهم تنیده شدن خطوط میدان مغناطیسی از انتقال مادهی گرم به سطح جلوگیری میکند، باعث ایجاد مناطقی روی سطح خورشید میشود که دمای آنها نسبت به سایر نقاط روی سطح خورشید پایینتر است. این نقاط که نسبت به سایر نقاط روی سطح تاریکتر دیده میشوند لکههای خورشیدی نامیده میشوند.

درهم تنیدگی خطوط میدان مغناطیسی منجر به ذخیرهی انرژی بسیار زیادی میشود که با پاره شدن خطوط میدان مغناطیسی به یکباره آزاد میشود و موجب ایجاد شرارههای خورشیدی میگردد. درواقع، شرارههای خورشیدی انفجاراتی روی سطح خورشید هستند که مقدار زیادی انرژی بهصورت اشعهی ایکس و فرابنفش و همچنین الکترونها و پروتونهای پرانرژی آزاد میکنند. شرارهها بر اساس میزان انرژی خود به انواع مختلفی تقسیم میشوند که پرانرژیترین آنها بهترتیب شرارههای نوع C، M و X میباشند[۵].

بررسی فعالیتهای خورشیدی و تأثیر آنها بر شدت امواج VLF بازتاب شده

آنچه در کار حاضر به انجام رسیده است بررسی تعداد لکههای خورشیدی، تأثیر آن بر تعداد شرارههای خورشیدی، میزان انرژی آنها و نهایتاً تأثیر این فعالیتهای خورشیدی بر شدت امواج VLF فرستاده شده به لایهی یونسفر میباشد. به منظور بررسی قسمت اول، از دادههای مرکز پیش بینی آب و هوای فضا استفاده شده است که نتایج، در نمودارهای تعداد لکهها و شرارهها بر حسب زمان در دورههای زمانی ماهانه و سالانه رسم شده است.



شکل ۱ : نمودار تعداد لکهها و نوع شرارههای خورشیدی برحسب زمان برای ماه ژانویه سال ۲۰۱۴.

با توجه به شکل(۱) که برای ماه ژانویه سال ۲۰۱۴ رسم شده است ملاحظه میشود که با افزایش تعداد لکههای خورشیدی، تعداد شرارههای خورشیدی ایجاد شده نیز افزایش مییابد و زمانیکه تعداد لکهها بهطور تدریجی افزایش مییابند، شرارههای پرانرژی نوع X نیز بیشتر مشاهده

¹ http://www.swpc.noaa.gov/weekly





میشوند. با کاهش تعداد لکههای خورشیدی نیز شرارههای کمتری مشاهده میشود بهطوریکه شرارههای پرانرژی نوع X حذف میگردند. برای بررسی بهتر و بیشتر، نمودار تعداد لکهها و شرارهها برای سال ۲۰۱۴ در شکل(۲) رسم شده است.



شکل۲ : نمودار تعداد لکهها و شرارههای خورشیدی بر حسب زمان برای سال ۲۰۱۴.

همانطورکه در شکل(۲) نیز مشاهده میشود، با افزایش تعداد لکههای خورشیدی، شرارههای بیشتر و پرانرژیتر بهوجود میآید.

بهمنظور بررسی قسمت دوم کار حاضر از نمودارهای شدت سیگنال موج VLF بر حسب زمان استفاده شده است. این نمودارها تغییرات شدت سیگنالهای VLF بازتاب شده در طول یک شبانه روز و زمانهای طلوع و غروب مربوط به دستگاههای فرستنده و گیرنده را نشان میدهند. باتوجه به شکل(۳) که مربوط به روز هفدهم ماه ژانویه سال ۲۰۱۴ میباشد، در طول این روز تغییر شدت نسبتاً شدیدی در سیگنال موج VLF مشاهده میشود. با بررسی شکل(۱) در همین تاریخ(۲۰۱۴/۱/۱۷) مشاهده میشود که در این روز تعداد لکههای خورشیدی افزایش یافته و شرارههای پرانرژی نوع X رخ دادهاند.



شکل۳ : نمودار شدت سیگنال موج VLF برحسب زمان برای روز هفتم ماه ژانویه سال ۲۰۱۴ زمانیکه شراره نوع X اتفاق میافتد.

در شکل (۴) که برای روز ۱۲۷م ماه ژانویه رسم شده است، تغییر شدت در سیگنال موج VLF به میزان کمتری دیده میشود. با بررسی دوبارهی شکل(۱) در این روز میبینیم که تعداد شرارههای نوعM افزایش داشته و شرارههای نوع X وجود ندارند.







شکل۴ : نمودار شدت سیگنال موج VLF برحسب زمان برای روز ۱۲۷م ماه ژانویه سال ۲۰۱۴، زمانیکه شرارهی نوع M اتفاق میافتد.

در شکل (۵) نیز که برای روز ۱۷ام ماه ژانویه رسم شده است، تغییر شدت نسبتاً کمی برای موج VLF مشاهده می شود. شکل(۱) در این تاریخ فقط شرارههای نوع C را که دارای انرژی کمتری می باشند را نشان میدهد. بنابراین، می توان دریافت که وجود شرارههای خورشیدی تأثیر کاملاً محسوسی بر شدت سیگنال موج VLF خواهند گذاشت.



شکل۵: نمودار شدت سیگنال موج VLF برحسب زمان برای روز ۱۷م ماه ژانویه سال ۲۰۱۴، زمانی که شرارهی نوع C اتفاق می افتد.

نتيجه گيري

آنچه در این کار با بررسی نمودارها بدان دست پیدا کردیم را میتوان در دو مورد بیان کرد: ۱- با افزایش تعداد لکههای خورشیدی، تعداد شرارههای خورشیدی نیز افزایش مییابند به طوری که هرچه افزایش تعداد لکهها بیشتر باشد، شرارههای پرانرژی تر به وجود خواهند آمد. ۲- زمانی که شرارههای خورشیدی نیز افزایش مییابند به طوری که هرچه افزایش تعداد لکهها بیشتر باشد، شرارههای پرانرژی تر به وجود خواهند آمد. ۲- زمانی که شرارههای خورشیدی نیز افزایش مییابند به طوری که هرچه افزایش تعداد لکه ها بیشتر باشد، شرارههای پرانرژی تر به وجود خواهند آمد. ۲- زمانی که شرارههای خورشیدی مشاهده می شوند، شدت سیگنالهای موج VLF بازتاب شده از لایه یونسفر تغییرات محسوسی را نشان می دهد به طوری که هرچه افزایش تعداد نمو مرح ای باز تاب شده از لایه یونسفر تغییرات محسوسی را نشان می دهد به طوری که هرچه انرژی شرارههای موج ای می توان ناشی از تغییر یونیزاسیون لایه یونسفر که مرجه از می توان ناشی از تغییر یونیزاسیون لایه یونسفر تغییرات محسوسی در انشان می دهد به طوری که هرچه انرژی شرارههای بیشتر باشد، این تغییرات شدید تر خواهد بود. تغییر در شدت سیگنالها را می توان ناشی از تغییر یونیزاسیون لایه یونسفر از می توان ناشی از تغییر یونیزاسیون لایه یونسفر ای می توان ناشی از تغییر در از مروز عملاً از طریق امواج دارد] توسط انرژی زیاد شرارههای خورشیدی دانست. از آنجایی که ار تباطات جهان امروز عملاً از طریق امواج رادیویی VLF ممکن می شود، بررسی و پیش بینی فعالیتهای خورشیدی می تواند نقش بسزایی در ار تباطات بشر داشته باشد.

1-R. D. Hunsucker and J. K. Hargreaves, *The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation, Cambridge University Press*, 2003. 2- I. Merola, A Study of the Effects of Suprise and Supset on the Jonosphere as Observed by VI F. Wave Behav

2- L. Merola, A Study of the Effects of Sunrise and Sunset on the Ionosphere as Observed by VLF Wave Behavior, Stanford University Solar Center, 2006

3-G. S. N. Raju, Antennas and wave propagation, Pearson Education India, 2006.

4-K. Graf, The Effects of Ground-based Very Low Frequency Transmitters on the Ionosphere and Magnetosphere (Doctoral dissertation, Stanford University), 2013.

5- N. Susnik, Solar Flare, University of Ljubljana, 2011.





مرجعها





بررسی همبستگی جهات فرودی ذرات کیهانی فوق انرژی و جهات پالسارهای میلی ثانیهای تحت تاثیر

ميدان مغناطيسي متلاطم هالهى كهكشان

محدثه سیفی حسینآبادی'، پانتهآ داودیفر'

ا گروه نجوم و اخترفیزیک نظری و تجربی مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه، مراغه، صندوق پستی ۵۵۱۳۴-۴۴۱

چکیدہ

چنانچه تاثیر میدانهای مغناطیسی در میزان انحراف ذرات باردار کیهانی در کهکشان در نظر گرفته نشود، ذرات کیهانی فوق انرژی عموماً دارای خاستگاه فراکهکشانی فرض می شوند. همچنین اگر مولفهی متلاطم میدان مغناطیسی کهکشان نسبت به مولفهی منظم آن کوچک باشد، مجدداً این انحراف کوچک بوده و به سبب همبستگی ناچیز بین جهات فرودی ذرات فوق انرژی و جهات منابع کهکشانی، وجود خاستگاه کهکشانی برای این ذرات به سختی متصور است. به این منظور مدلی بسط و توسعه داده شده است که در آن میزان انحراف ذرات از مسیر مستقیم الخط در حالاتی محاسبه می گردد که ذرات فوق انرژی از منابع کهکشانی درون میدانهای متلاطم مغناطیسی و در راستای اولیهی نظر دیان بران انحراف ذرات از مسیر مستقیم الخط در حالاتی محاسبه می گردد که ذرات فوق انرژی از منابع کهکشانی درون میدانهای متلاطم مغناطیسی و در راستای اولیه نظر دیاد پرتاب شدهاند. در مدل اصلی میدان مغناطیسی کهکشان را متشکل از دو مولفهی مغناطیسی ناشی از هاله و دیسک فرض نمودهایم. در این مقاله تنها تائیر وجود میدانهای مغناطیسی متلاطم ناشی از هالهی مغناطیسی کهکشان و فواصل منابع کهکشانی در نظر گرفته شده و ضخامت دیسک کمکشان صغر فرض شده است. با شبیسازی میدانهای مغناطیسی متلاطم ناشی از هالهی مغناطیسی کهکشان و فواصل منابع کهکشانی در نظر گرفته شده و ضخامت دیسک کمچشان صغر فرض شده است. با شبیسازی انتشار ذرات در چنین میدانی، مقادیر میانگین انحراف آنها برای هر منبع و برای بازهای انرژی مورد نظر محاسبه گشته است. سپس همبستگی بین جهات فرودی ذرات فوق انرژی و جهات پالسارهای کهکشانی مجدداً بررسی گشته است. از بین منابع یافت شده تعداد ۲۵پالسارهای میلی ثانیه ای هستاد. طبق مدلهای تئوری موجود، به نظر می رسد آنرا توانایی شتابا.هی ذرات ان انرژیهای بالا داشته باشند. این برسی در راستای یک سناریوی پایین به بالای خاستگاه ذرات کیهای مؤی مول می می در از می مولی این در مول از را مول انرژی و جهات پالی در می کی ثانیه می مناطیمی ته مدانه گرفته است.

A Correlation Study between Direction of Ultra High Energy Cosmic Particles and millisecond Galactic Pulsars Under the Influence of a Turbulent Magnetic Halo M. Seifi Hossein Abadi¹, P. Davoudifar¹

¹ Department of Theoretical and Experimental Astrophysics, Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha, Maragha, PO.Box: 441-55134

Abstract

If the effect of magnetic fields are not considered in the deviations of cosmic charged particles in the Galaxy, ultra-high energy cosmic particles generally are assumed to be extragalactic in origin. Also, if the turbulent component of Galactic magnetic field is small compared to its regular component, again the deviation is small and due to low correlation between arrival direction of high energy particles and the direction of Galactic sources it is difficult to imagine a Galactic source. To study the propagation of ultra high energy particles in a Galactic turbulent magnetic field, a model were developed in which the particle' deviations from its straight-line path is calculated for the case in which ultra high energy particles were ejected in the turbulent Galactic magnetic fields. The main model consists of two magnetic components: the magnetic fields of the Galactic halo and those from Galactic disk. In this paper, only the effect of a turbulent magnetic field of Galactic halo and the distances of galactic sources have been considered and the thickness of the disk is assumed to be zero. By a large number of simulations the mean deviation of particles is calculated for each source and for the desired energy intervals. Then a cross correlation analysis was done between the directions of galactic pulsars and the direction of high energy observed events. Within the cross matched objects, 69 millisecond pulsars were detected. Due to the existing theoretical models they seem to be able to accelerate particles to the highest energies. The survey was conducted in the favor of a bottom-up scenario of ultra high energy cosmic ray sources.







مقدمه

امروزه بررسی نحوهی انتشار ذرات کیهانی فوق انرژی در میدانهای مغناطیسی کهکشان اهمیت ویژهای یافته است. چرا که در بحث در مورد منابع آنها، کهکشانی یا فراکهکشانی، میزان انحراف این ذرات از مسیر مستقیمالخط نقش ویژهای دارد. چنانچه کهکشان دارای مولفههای متلاطم میدان مغناطیسی نباشد این انحراف در بزرگ مقیاس ناچیز است. میدان مغناطیسی در کهکشان راه شیری با روش های مختلفی اندازهگیری می شود که از بین آنها میتواند به چرخش فارادی تابش قطبیده و اثر زیمن اشاره کرد[۱]. منابع تابش قطبیده دارای انواع بسیاری میباشند که در بین آنها می توان به تابش سینکروترون و تابش ناشی از ذرات غبار خطی شده در راستای عمود بر مولفهی منظم میدان اشاره کرد. تحلیل دادههایی از این نوع منجر به تولید نقشههای پیچیدهای از میدان مغناطیسی کهکشان گشته است. میدانهای مغناطیسی در محیط میانستارهای متصل به توزیع ماده هستند.

ویژگی های فیزیکی مدل میدان مغناطیسی کهکشان ما:

در بزرگمقیاس می توان میدان مغناطیسی یک کهکشان صفحهای را متشکل از دو جزء اصلی در نظر گرفت. میدان هالهی کهکشان و میدان دیسک. از آنجا که توزیع ماده در هالهی کهکشان دارای نظم خاصی نمیباشد مولفههای کترهای میدان مغناطیسی در این ناحیه از تاثیر بالایی برخوردارند. اما میدان مغناطیسی کهکشان در دیسک مسلما دارای ساختار پیچیدهایست که برای منابع نزدیک به صفحه تاثیر بیشتری خواهد داشت. معمولاً میدان مغناطیسی در صفحهی کهکشان در غالب سه مدل تعریف می شود. الف) مدل حلقههای متحدالمرکز ب) مدل گردابی تقارنمحور ASS و ج) مدل گردابی با تقارن دوسویه، BSS (شکل ۱). این مدلها هر یک مولفهی صفحهای میدان مغناطیسی را با استفاده از ویژگیهای هندسی ناشی از برازش به دادههای تجربی میدان مغناطیسی توصیف میکنند. حالت سادهای برای میدان مغناطیسی کهکشان تلفیقی از مدل حلقههای متحدالمرکز در دیسک و یک دوقطبی مغناطیسی است. این دوقطبی مغناطیسی در کهکشان داخلی دارای مولفهی منظم با بزرگی از مراتب HG میباشد که بزرگی این مولفه با فاصله از دیسک کهکشان کاهش به فرم نمایی کاهش مییابد. علاوه بر این در ناحیهی دیسک به ضخامت ۰٫۳ کیلوپارسک مولفهی کترهای حدود ۱µG و در ناحیهی هاله حدود ۳µG میباشد. چنانچه منابع، دور از صفحهی کهکشان مورد بررسی قرار گرفته باشند تاثیر مولفهی صفحهای کهکشان را می توان در نظر نگرفت [۴، ۵، ۶، ۷].

شبيەسازى

الف) قبلاً تاثیر میدان مغناطیسی هالهی کهکشان روی میزان آنیزوتروپی یک توزیع از ذرات کیهانی فوق انرژی را که به آبرهالهی کهکشان به صورت همگن و همسانگرد وارد شدهاند بررسی کردهایم. در این بررسی برای کهکشان داخلی میزان ناهمسانگردی از رابطهی شده و تعداد رخدادهای مرجع در ilمین بین از نقشه هستند. این بررسی که در آن از تاثیر فواصل منابع صرفنظر شده است نشان میدهد که یک شار همگن و همسانگرد فراکهکشانی برای ذرات فوق انرژی تحت تاثیر میدانمغناطیسی کهکشان میتواند آنیزوتروپ مشاهده شود (شکل ۲).









نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان





شکل ۵: ترسیمی از سه مدل مفروض میدان مغناطیسی (در دیسک کهکشان) برای یک کهکشان مارپیچی: الف) مدل حلقههای متحدالمرکز ب) مدل گردابی تقارن محور – ASS ج) مدل گردابی با تقارن دو سویه – BSS



شکل ۶: شبیهسازی آنیزوتروپی ناشی از ورود یک شار همسانگرد ذرات کیهانی در بازه انرژی ۱۰^{۱۹}–۱۰۱ الکترون ولت به کهکشان، مقادیر آنیزوتروپی برای سادگی در ۱۰۰ ضرب شده است.

ب) در ادامه تاثیر میدان مغناطیسی کهکشان با در نظر گرفتن میدان در دیسک و هاله مورد مطالعه قرار گرفته است در این مرحله، فواصل منابع کهکشانی نیز در نظر گرفته شد و یک گاتالوگ با استفاده از دادههای آرایههای یاکوتسک، هاوراپارک، شوگر، ولکانورنچ، اوجر و آگاسا [۲] تنظیم شد. معمولا خطا در تعیین بعد و میل در انرژیهای EeV به بالا از مرتبهی ۳ درجه است که در این کاتالوگ که دارای بیش از ۸۰۰ رخداد فوق انرژی است منظور نمودهایم. سپس ما برای هر منبع موجود در کاتالوگ ATNF [۳] ذراتی در بازه انرژی ۱۰^{۹۱–۱۰} الکترون ولت تولید کرده و از اجرام را یکسان و برابر میانگین زاویهی بدست آمده در نظر گرفتیم و به کاتالوگ ATNF افزودیم.









بررسی همبستگی

با استفاده از نرمافزار مناسب می توان همبستگی متقابل بین دو کاتالوگ تنظیم شده را بدست آورد. نتایج بهدست در شکل ۳ نشان داده شده است:



شکل ۷: همبستگی متقابل بین بعد و میل پالسارهای کهکشانی و رخدادهای پرانرژی مشاهده شده.

نتايج

از تعداد ۴۰۳ پالسار کهکشانی وابسته به رخدادهای فوق انرژی کهکشانی، ۶۹ پالسار میلی ثانیهای با 0.00 / p₀ > 0.00 ثانیه هستند. میدانهای مغناطیسی این پالسارها از ۲۰۲ گاوس تا ۱۰^۱۲ گاوس گزارش شده است و دارای عمری از مراتب مابین ۲۰^۱ تا ۱۰^۱ سال میباشند. مابین این پالسارها جوانترین پالسارها کاندید خوبی برای شتابدهی ذرات میباشند. به عنوان مثال از بین پالسارهای دارای وابستگی مکانی به رخدادهای فوق انرژی ذرات کیهانی دارای وابستگی مکانی به رخدادهای فرق انرژی کهکشانی، ۶۹ پالسار میلی ثانیه مابین ۲۰۰ تا ۲۰^۱ سال میباشند. مابین این این این پالسارها از ۲۰^۱ گاوس تا ۱۰^۱ گاوس گزارش شده است و دارای عمری از مراتب مابین ۲۰^۱ تا ۲۰۰ سال میباشند. مابین این این این این پالسارها جوانترین پالسارها کاندید خوبی برای شتابدهی ذرات میباشند. به عنوان مثال از بین پالسارهای دارای وابستگی مکانی به رخدادهای فوق انرژی ذرات کیهانی که به این روش جدا شده اند میتوان از 1823-302 و 1823-0534 و 10034-2534 نام برد که نسبتا جوان و هردو میلی ثانیه یا اندید به عنوان مثال از بین پالسارهای دارای وابستگی مکانی به رخدادهای فوق انرژی ذرات کیهانی که به این روش جدا شده اند میتوان از ۲۰۱۹ میران مثال از بین پالسارهای دارای وابستگی مکانی به مداد می توان از میانیسان ان به در تاین درات کیهانی فوق انرژی باشد.

منابع

- [1] M.S. Longair; "High Energy Astrophysics"; 3rd edition, Cambridge University Press. (2011).
- [٢] http://eas.ysn.ru/catalog
- $[\tt "] www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/$
- [*] D. Grasso, H.R. Rubinstein; "Magnetic Fields in the Early Universe"; Physics Reports 348, Issue. 3 (2001) 163-266.
- [a] P.Davoudifar, et al; "Time Delays in Cosmic Ray Propagation"; Journal of Sciences; Islamic Republic of Iran 22, Issue. 1, (2011), 75-158
- [7] P. Davoudifar, K. Rowshan Tabari; Journal of Physics: Conference Series 490, Issue. 1 (2014), 012029
- [v] P. Davoudifar, K. Rowshan Tabari;; Journal of Physics: Conference Series 633, Issue. 1(2015), 012055







مشاهدات رصدی و تحلیل دوره تناوب ستاره متغیر V0451 Dra

ضیاعلی، الهام^{۲و۱} کرمانی، میرحجت ^۲عبادی، حسین^{۳و۱} حیدرنیا، رحیم^۱

^۱ مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه، مراغه، آذربایجان شرقی، ایران ^۲ پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستارهشناسی دانشگاه تبریز، تبریز، ایران ۳گروه فیزیک نظری و اخترفیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

چکیدہ

مشاهدات رصدی ستاره V0451 Dra که از نوع متغیرهای Delta Scuti می باشد، در سه فیلتر استاندارد جانسون B و V و R بوسیلهی یک تلسکوپ کاسگرین ۲۱ اینچ مجهز به یک دوربین CCD تک رنگ SBIG 11000 انجام گرفته و در مجموع ٤٥٦ تصویر به دست آمد. پس از استخراج منحنی نوری مربوط به هر فیلتر توسط نرمافزار MaxIm Dl version 5.03 با استفاده از کد Period04 برای فیلترهای B و V و R دوره تناوبهای ۱۰۰۰۰۱۰ ±۰/۰۰۰۹روز و ۲۰۰۰۰۰ ±۰/۰۰۰۷روز و ۲۰۰۰۰۰ ±۰/۰۰۰۷روز و ۲۰۰۰۰ ±۰/۰۰۰۲۵ دروز تعیین شدند.

مقدمه

متغیرهای نوسان کننده ستارگانی هستند که لایه های سطحی آنها انقباض ها و انبساط های متناوب از خود نشان می دهند که این نوسانات ذاتی در اثر تغییرات فشار و دمای لایه های ستاره ای ایجاد می شوند. تغییرات در RR Lyrae و Cepheidها دارای دوره تناوب منظم می باشد در حالیکه Miraها و RV Tauri ها فقط دارای سیکل هستند. Delta scuti می زاز زیر رده ی غول ها و یا کوتوله هایی هستند که نوسان هایی با دوره تناوب کسری از روز دارند. هر سه گروه Cepheidها و RR Lyrae و Delta Scutiها در "نوار ناپایداری" درست در بالای رشته اصلی قرار گرفته-اند[۱٫۲].

A.V. Khruslovas در سال ۲۰۰۳ توسط GSC 04552-01498, NSVS 828607, 2MASS J11242535+7742156 =) V0451 Dra روسی، به عنوان یک Delta scuti دامنه بلند (تغییرات روشنایی بیش از ۲۰۲ قدر) با دوره تناوب ۸۰/۳۷ دقیقه کشف گردید. طی مشاهدات رصدی دیگری توسط IR،BHO دامنه بلند (تغییرات روشنایی بیش از ۲۰۰۵ قدر) با دوره تناوب ۸۰/۳۷ دقیقه کشف گردید. طی مشاهدات رصدی دیگری توسط و این مشاهدات رصدی از این ستاره انجام گرفته و بیشینههای مربوط به منحنیهای نوری حاصل از این مشاهدات ارائه گردیدهاند [۳].

مشاهدات رصدى

مشاهدات رصدی V0451 Dra در تاریخ ۲۰ و ۲۱ بهمن ماه ۱۳۹۲ (۹ و ۱۰ فوریه ۲۰۱٤) با استفاده از تلسکوپ ۱۲ اینچ کاسگرین مستقر شده در منطقه کرج ایران(طول جغرافیایی: ٥٠٤:۷m:۸۰۶شرقی، عرض جغرافیایی: "٥٢: ٥٤: ٥٥٤ثمالی، ارتفاع: ۱۱۷۹ متر) انجام گردید. این تلسکوپ مجهز به یک CCD تک رنگ SBIG ۱۱۰۰۰ بوده و با استفاده از فیلترهای استاندارد BVR جانسون، در مجموع ٤٥٦ تصویر با زمان نوردهی ۲۵ ثانیه به دست آمد.

ستارگان TYC 4552-1820، GSC 4552-1799 و GSC 4552-1703 به ترتیب به عنوان ستاره مقایسه و ستارگان چک اول و دوم استفاده شدهاند که مشخصات مربوط به این ستارگان در جدول ۱ آورده شده است.









جدول ۱: مشخصات مربوط به ستاره متغیر، ستاره مقایسه و ستارگان چک

(from: SIMBAD query result GSC 04552-01498)

نوع ستاره	نام	بعد	میل	قدر (B)	قدر(V)	قدر (R)
متغير	GSC 04552-01498	۱۱h۲٤m۲٥/٤٧S	+VV°&Y'I&/T"	۱۳/۰۶		17/77
مقايسه	TYC 4552-1820-1	۱۱h۲۳m۰۹S	+ YY°T)'•9″	۲/۲ <i>۶</i>	11/.9	
ستارہ چک ۱	GSC 4552-1799	۱۱۵۲۳m۵۸S	+VV°&\'\ <i>\$</i> "	17/1	11/0	17/4
ستارہ چک ۲	GSC 4552-1703	\\h\Eme\$\$	+VY°T&'•A/47″	17/07	11/00	

تحليل

منحنیهای نوری متغیر V0451 Dra، مربوط به فیلترهای V،B و R، توسط نرمافزار MaxIm Dl version 5.03، از تصاویر ثبت شده توسط CCD استخراج گردیدند. یک تحلیل اولیه جهت آماده کردن منحنیهای نوری توسط نرمافزار Table Curve 2D Version 5.01 انجام گرفت که دوره تناوب تقریبی ۰/۰۵۲٤ را برای هر فیلتر به دست داد. منحنیهای نوری رسم شده توسط (B724) OriginPro 8 SRO v8.0724 در شکل ۱ نشان داده شدهاند.

به منظور دستیابی به نتایج دقیقتر از نرمافزار Period04 [۷] استفاده گردید. قویترین فرکانسهای آشکارسازی شده برای هر منحنی نوری، احتمالا مرتبط با نوسانهای ستارهای، در جدول ۲ لیست شدهاند. طیف فوریهی مرتبط با هر فیلتر در شکل ۲ و منحنیهای نوری برازش شده بر دادههای تجربی در شکل ۳ نمایش داده شدهاند.

نتيجه گيرى

برای فیلترهای جانسون B و V و R، منحنی نوری Delta Scuti دامنه بلند V0451 Dra، استخراج گردید و تغییرات قدر ۷/۰، ۲۲، و ۱۰/۵۲ به ترتیب برای فیلترهای مذکور تعیین شد. به دلیل اینکه ستارگان متغیر، مقایسه و چکها در لبه میدان دید فرمها قرار گرفتهاند بعضی عدمقطعیتها ناگزیر میباشند. منحنیهای نوری V0451 Dra با استفاده از نرمافزار Period04 تحلیل گشته و دوره تناوبهای جدید برای هر فیلتر به دست آمدند. بر اساس کار حاضر، مقدار جدید ۲۰/۰۰۵۷۰ برای دوره تناوب متوسط (نسبت به مقدار متوسط پیشین ۲۰/۱۰۵۱ [۳]) به دست آمد. مقدار متوسط خطا در اولین مود از دوره تناوب نوسانات، ۲۵/۳۴ ثانیه تعیین شد.

فيلتر	اولين مود (برحسب روز)	دومین مود (برحسب روز)	مقدار متوسط دوره تناوب اولين مود	
В	·/·00VT17±·/···10	·/·YA·Y00±·/····J·	. /. AAVXVA	
V	•/•0007V9±•/•••٣٨	·/·YV91/4±·/····V0	•/•880108	
R	•/•00//Y•±•/•••۳0	•/•YV9•Y7±•/•••9		

جدول ۲: عمدهترین دوره تناوبهای آشکارسازی شده از منحنی نوری V0451 Dra در هر فیلتر





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان





شكل ۲ : طيف فوريهى دادەهاى اصلى براى a V0451 Dra)فيلتر B)فيلتر V)فيلتر C)فيلتر













شکل ۳ : منحنی های نوری برازش شده بر داده های V0451 Dra در a)فیتر b b)فیلتر v)فیلتر v)فیلتر

مرجعها

- 1. Sterken C., Jaschek C., 1996. *LIGHT CURVES OF VARIABLE STARS A Pictorial Atlas*, CambridgeUniversityPress, pp. 63-108
- 2. Kallrath J., Milone E. F., 2009, Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis, Springer, pp 3-31
- 3. Wils P. et al., 02/2009, *Information Bulletin on Variable Stars (IBVS)*, Photometric Observations of High-Amplitude Delta Scuti Stars, , **5878**
- 4. Wils P. et al., 03/2012, *Information Bulletin on Variable Stars (IBVS)*, Photometry of High-Amplitude Delta Scuti Stars, **6015**
- 5. Wils P. et al., 02/2013, *Information Bulletin on Variable Stars (IBVS)*, Photometry of High-Amplitude Delta Scuti Stars in 2012, **6049**
- 6. Hubscher J., 12/2013, *Information Bulletin on Variable Stars (IBVS)*, BAV-Results of observations Photoelectric Minima of Selected Eclipsing Binaries and Maxima of Pulsating Stars, **6084**
- 7. Lenz P., Breger M., 2005, Comm. In Asteroseismology, 146, 53









جداسازی ستارگان و کهکشان ها در اطلس The IRAS PSC/FSC به کمک شبکه عصبی

(SVM)

محمد حسین طالع زاده'، پانته آ داوودی فر'، اَرِگ میکائیلیان' مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک (RIAAM)، مراغه رصدخانه اخترفیزیک بیوراکان (BAO)، ارمنستان

چکیدہ:

یکی از بزرگترین چالش ها در مساحی های جدید با حجم زیاد داده ها، تفکیک ستارگان از اجرام غیرستاره ای است. استفاده از ریخت شناسی و طیف توزیع انرژی و طیف جرم، ۳ روش کارآمد برای این تفکیک است اما این اطلاعات برای داده های کمی موجود است و اگر این داده ها موجود نباشند، باید به سراغ شاخص رنگ برویم، با توجه به هدف و داده های موجود می توان از شاخص رنگ فیلترهای مختلف استفاده کرد. در اینجا با توجه به داده های ما که متشکل از ۱۸ فیلتر از فروسرخ نزدیک تا فروسرخ دور است، ما دو فیلتر VI و J را به ترتیب از اطلس WISE و MASS استفاده کرد. در اینجا با توجه به داده های ما دسته بندی از روش ماشین بردار پشتیان، یکی اززیر روش های شبکه های عصبی استفاده کردیم. داده های آموزشی که مهمترین بخش شبکه است از تلفیق ۵ کاتالوگ بدست آمده است، و در نهایت به کمک پکیچ sklearn.svm در برنامه پایتون با دو مدل خطی و غیر خطی معیار طبقه بندی برای اجرام ارائه شد.

مقدمه:

در سال های اخیر تعداد داده های بدست آمده از مساحی های فتومتری، بسیار زیاد است، از سوی دیگر، داده های طیفی نسبت به داده های فتومتری تعداد کمتری از اجرام را پوشش می دهند و تشخیص ستاره یا غیر ستاره بودن جرم، با داده ها فتومتری بسیار مفید و پرکاربرد است. Abrahamyan و همکاران در سال ۲۰۱٤ اطلسی متشکل از ۵ اطلس که هر کدام شامل داده های نورسنجی در فیلترهای مختلف فروسرخ (فروسرخ نزدیک تا فروسرخ دور) بود را ارائه دادند[1] . در این اطلس هدف بررسی، دسته بندی و تکمیل مشخصات هر کدام از اجرام نقطه ای و کم نور موجود دو اطلس SRAS PSC او RAS PSC بوده است. از آنجایی که داده فروسرخ و طیف برای تعداد بسیار کمی از اجرام وجود دارد مجبور شدیم از روش شاخص رنگ استفاده کنیم. برای افزایش دقت تفکیک کردن، و بهینه کردن خط تمایز، به سراغ شبکه عصبی رفتیم و به دو روش خطی و غیر خطی از پکیج 'sklearn.svm پایتون استفاده کردیم.

در سال IRAS-PSC, IRAS، می اطلس (-FSC, AKARI-IRC, AKARI-FIC, WISE ودیگر همکاران[1] اطلس خود را شامل همپوشانی ۵ اطلس (-FSC, AKARI-IRC, AKARI-FIC, WISE جرم می باشد. در گام نخست برای دسته بندی این اجرام بدون برازش طیف توزیع انرژی و تنها با استفاده از روند نزولی یا غیر نزولی داده های نورسنجی در فیلتر ها نوع اجرام به سه دسته کهکشان (g)، ستاره (s) و نامشخص (u) تقسیم بندی شده اند. ۱٤٥٩٠ جرم به عنوان کهکشان، ۱۵۸۱۲ جرم به عنوان ستاره (s) و نامشخص (u) تقسیم بندی شده اند. این افران کهکشان، ۱۵۸۱۲ جرم به عنوان ستاره و و دانه رو امام به سه دسته کهکشان (g)، ستاره (s) و نامشخص (u) تقسیم بندی شده اند. ۱٤٥٩٠ جرم به عنوان کهکشان، ۱۵۸۱۲ جرم به عنوان ستاره و ۶۱۱٤ جرم نامشخص تعیین شدند[1]. البته این دسته بندی و ارائه روشی مطمئن برای شدند[1]. البته این دسته بندی بسیار حدودی بوده و خطای زیادی داشته، قصد ما در این مقاله، بهبود این دسته بندی و ارائه روشی مطمئن برای این کاراست. داده های اطلس جارم به می دان را تحت پوشش می دهد که جزئیات میدان دید های هریک از اطلس های وارد شده را می توانید در [1] مشاهده نمای در [1] مشاهده نماید.









به منظور طبقه بندی دو دسته، یکی از بهترین روش ها استفاده از ماشین بردار پشتیان است که با دقت بالایی قادر به انجام این کار است. [2, 3]

ماشین بردار پشتیبان (SVM)

یادگیری ماشینی(Machine learning) یکی از شاخههای وسیع و پرکاربرد هوش مصنوعی است که، طبقه بندی و بازشناسی الگو دو دسته از مهمترین کاربرد های آن است. یادگیری تحت نظارت باز از زیرشاخه های یادگیری ماشینی است. در این روش به یک سیستم، مجموعه ای از جفتهای ورودی – خروجی ارائه می شود و سیستم تلاش میکند تا تابعی از ورودی به خروجی را فرا گیرد.روش یادگیری تحت نظارت نیازمند تعدادی داده ورودی به منظور آموزش سیستم است، و هرچه تعداد و دقت داده های آموزشی بالاتر باشد، نتیجه خروجی سیستم با دقت بالاتری عمل طبقه بندی را روی داده های واقعی اعمال می کند.

طبقه بندی تحت نظارت، روشی است که در آن طراحی طبقه بند به کمک مجموعه ای از نمونه های آموزشی صورت می گیرد. به این صورت که در مرحله طراحی، انتساب داده ها به گروه هدف از قبل مشخص است. سپس پس از طراحی طبقه بند، آن را به داده های آزمون و اصلی اعمال می کنیم و طبقه بندی نهایی انجام می گیرد.

در این مقاله، ما از دو مدل، خطی و غیرخطی بسته متن باز sklearn.svm استفاده کردیم. در این کد، بردار طبقه بند ما شامل دو دسته کهکشان ها و ستارگان بود.

آماده سازی داده های آموزشی

برای آماده سازی داده های آموزشی، یعنی داده هایی که از دسته بندی آنها مطمئن باشیم، نیازمند تهیه مجموعه بزرگ از ستاره ها و کهکشان ها بودیم که در دو فیلتر W1 وJ داده فتومتری آنها موجود باشد. به همین منظور به سراغ همپوشانی ٥ اطلس زیر با اطلس مرجع خود نمودیم. این همپوشانی توسط الگوریتم SKY برنامه TOPCAT صورت گرفته است. در این الگوریتم برای اطلس پایه، به ازای هر جرم شعاعی به دلخواه تعریف می شود و در صورتی که مختصات جرم در اطلس هدف در محدوده شعاع جرم اطلس نخست قرار بگیرد، دو جرم یک جرم تشخیص داده می شوند. در این الگوریتم تنها نزدیک ترین جرم از اطلس دوم تشخیص داده می شود.[4] با بررسی تابع فاصله بین دو جرم در هرکدام از همپوشانی ها، برای تحت پوشش قرار دادن ٩٥٪ (٢٥) از داده ها، شعاع را برابر با ۱ ثانیه قوسی در نظر گرفتیم. نتیجه خروجی از این همپوشانی در جدول ۱ آمده است.

اطلس (2MASX) The 2MASS Extended Catalog که در سال ۲۰۰۶ انتشار عمومی پیدا کرد متشکل از ۱۹۵۷ه۲۶ جرم خارج از کهکشان است که در فروسرخ نزدیک فتومتری شده است.[5]

اطلس (The Half Million Quasars catalog) HMQ یا اطلس نیم میلیون کوازار، بزرگترین اطلس کوازار ها در حال حاضر است که تمام داده های منتشر شده تا ۲۵ ژانویه ۲۰۱۵ را شامل می شود. [6]

اطلس The HST Guide Star Catalog, Version 1.2 با همکاری انستیتو علوم تلسکوپ فضایی (STScI) و یکی از زیر مجموعه های دانشگاه هدلبورگ (ARI) در سال ۲۰۰۰ اطلس نجوم سنجی از ۲۵۲٤۱۷۳۰ ستاره را منشتر کردند. به دلیل حجم بالای این اطلس همپوشانی مورد نظر ما تنها با محدوده ای از این اطلس صورت گرفت. [7]









اطلس (ASCC-2.5) The All-Sky Compiled Catalogue of 2501313 stars (ASCC-2.5 نتیجه ادغام بزرگترین اطلس های ستاره ای موجود (اطلس های فضایی هیپارخوس و تیکو، و اطلس های زمینی نظیر PPM, CMC11) از ستاره هایی با حد قدر ۱٤+ است که در سال ۲۰۰۱ انتشار یافت این اطلس شامل ۲۰۰۱ ستاره است. [8]

اطلس The Hipparcos Main Catalogue، نتیجه رصد های ماهواره نجوم سنجی هیپارخوس است که در سال ۱۹۸۹ توسط سازمان فضایی اروپا به فضا ارسال شد. این اطلس شامل ۱۱۸،۲۱۸ ستاره با دقت بالا است که در این مقاله همپوشانی با این ستارگان صورت گرفته است.

، قدر کمتر از ۱۰	تعداد اجرام بعد از حذف	تعداد اجرام همپوشانی شده	نوع اجرام	نام اطلس	
	5238	5245	كهكشان	2MASX	
6470	1225	1411	كهكشان	HMQ	
	7	747	كهكشان	UST CSC	
	71	6811	ستاره	пэт- С эс	
242	167	100840	ستاره	ASCC-2.5	
	4	25003	ستاره	The Hipparcos Main Catalogue	

جدول۱:داده های آموزشی بدست آمده از همپوشانی ۵ اطلس ذکر شده

آماده سازی داده ها و اجرای برنامه

داده های موجود در جدول ۱ را در نمودار W1-J بر حسب W1وارد کردیم. تعداد زیادی از کهکشان ها درw1<10 با ستاره ها ادغام شده است. بنابراین برای کاهش میزان خطای ماشین در طبقه بندی، ما تمامی داده ها با قدر کمتر از ۱۰ را حذف کردیم و ماشین تنها روی داده های باقی مانده طبقه بندی را انجام داد. این حذف داده برای روش شاخص رنگ در [2] نیز مورد استفاده قرار گرفته است.

با اجرای برنامه در محیط Jupyter توزیع آناکوندا python و اجرای طبقه بند در دو برنامه مجزای خطی و غیر خطی، طبقه بند مورد نظر، استخراج شد.

در [2] روش جداسازی خطی تنها به صورت خط برشی برای پارامتر W1-J مورد استفاده قرار گرفته است، و نویسندگان خط برش مورد نظر را در W1-j=-1.7 تعیین کرده اند.

نتيجه گيرى

در این کار به کمک همپوشانی ۵ اطلس با اطلس مرجع، و تهیه مجموعاً ۱۷۱۲ ستاره و کهکشان به عنوان داده آزمایشی، ماشین بردار پشتیبان را اجرا کرده و به دو روش خطی و غیرخطی، طبقه بند مورد نظر را پیدا کردیم. اکنون می توان به کمک طبقه بند بدست آمده، داده ها اصلی اطلس مرجع را به دو دسته مختلف ستاره و کهکشان طبقه بندی کنیم.

درمدل خطی ذکر شده در [2] خط صاف مورد استفاده قرار گرفت است ما ما در اینجا خط شیب دار را به عنوان خروجی در نظر گرفتیم. خط جداکننده با شرط محدوده قدر بزرگتر از ۱۰+ در شکل (۱) آورده شده است. شیب خط بدست آمده ٤,٥+ و عرض از مبدا آن ۱۷٫۱+ است. با اعمال معادله خط، به داده های جدید و مثبت یا منفی بودن خروجی، نوع جسم مشخص می شود. در رابطه ۱، معادله خط جدا کننده آورده شده است.

$$V1 = 4.5(W1 - J) + 17.1$$
(1)











در مدل غیرخطی، جهت کاهش خطا کهکشان ها و ستاره ها، اجرام با قدر بزرگتر از ۸+ را برگزیدیم. در نهایت همانطور که در شکل (۲) مشاهده می کنید، ناحیه کهکشان ها به صورتی خطی بسته از بقیه نواحی متمایز شده است. اکنون به کمک ماتریس چگال احتمال که در شکل به صورت شدت رنگ لحاظ شده است، می توان با اعمال ماتریس چگالی احتمال داده مجهول را با ضرایت کیفیت دلخواه دسته بندی کنیم. به صورت شدت رنگ لحاظ شده است، می توان با اعمال ماتریس چگالی احتمال داده مجهول را با ضرایت کیفیت دلخواه دسته بندی کنیم. به دلیل الگوریتم تعیین ضرایب در روش غیرخطی ماشین، تعداد داده های مورد استفاده در مدل غیرخطی بیشتر در نظر گرفته شده است. و استفاده از داده های بیشتر در مدل خطی، باعث بوجود آمدن خطای بیشتری می شود. تعداد داده های آموزشی پارامتر بسیار مهمی برای رسیدن به پاسخ درست می باشد، زیاد بودن یا کم بودن داده آموزشی هردو منجر به ایجاد خطا می شود و باید تعداد بهینه ای از داده ها در هر مدل

حال با اعمال نتایج حاصل از این مقاله به داده های مرجع اطلس [1] قصد داریم، اجرام مجهول را طبقه بندی و منتشر کنیم.



شکل ۱: خط طبقه بند، بدست آمده به روش خطی



شکل۲: ناحیه جدا کننده، بدست آمده از روش غیر خطی

مرجع ها

- [1] H.V. Abrahamyan et al; "The IRAS PSC/FSC Combined Catalogue"; Astronomy and Computing (2014) 1–12
- [2]Kovacs A, Szapudi I; "Star-galaxy separation strategies for WISE-2MASS all-sky infrared galaxy catalogs"; MNRAS, (2015)
- [3]Fadely R et al;" Star-galaxy classification in multi-band optical imaging"; APJ, 760 (2012)
- [4] F.-X. Pineaul et al; "Cross-correlation of the 2XMMi catalogue with Data Release 7 of the Sloan Digital Sky Survey", A&A, (2010)
- [5] M. F. Skrutskie et al; "The Two Micron All Sky Survey (2MASS)"; The Astronomical Journal 131 1163, (2006)
- [6] Eric W. Flesch; "The Half Million Quasars (HMQ) Catalogue", PASA, (2015)
- [7] J. E. Morrison et al;" The Guide Star Catalog, Version 1.2"; The Astronomical Journal 121 1752, (2001)
- [8]Kharchenko, N. V et al;" All-sky compiled catalogue of 2.5 million stars"; Kinematika i Fizika, vol. 17, no.5 (2001)







بررسی اثرات میدان الکتریکی داخلی بر جریانهای قرصهای برافزایشی با پهن رفت غالب

طاهره طاهري'، عليرضا خصالي'

^{ار۲} گروه فیزیک، دانشگاه مازندران،بابلسر

چکيده

در این مقاله تاثیرات میدان الکتریکی داخلی در قرص های برافزایشی با پهن رفت غالب مورد بررسی قرار گرفته است. سیستم را به صورت وشکسان و با مدل وشکسانی آلفا در نظر گرفته و معادلات را دستگاه مختصات کروی باز نویسی کرده ایم. ما به منظور حل معادلات حاکم بر رفتار دینامیکی جریان برافزایش، روش خود مشابهی را استفاده کردهایم. پاسخهای بدست آمده نشان داده است تغییرات در میدان مغناطیسی باعث ایجاد میدان های الکتریکی داخلی می شود. زمانی که میدان الکتریکی افزایش مواد به درون جسم باعث تغییر راستای حرکت ذرات در پلاسما می شود که این امر می تواند باعث ایجاد اختلال در سرعت فروریزش مواد به درون جسم مرکزی و میدان مغناطیسی داخلی قرص شود.

مقدمه

قرصهای برافزایشی بدون شک یکی از قدیمی ترین پدیده های اخترفیزیکی شناخته شده می باشند. مدل های مختلفی برای قرص های برازایشی وجود دارد که مهمترین آنها عبارتند از:۱) استاندارد قرصهای برافزایشی استاندارد ۲) قرص های با پهن رفت غالب(ADAF) ۳) معاقا ها. قرصهای برافزایشی استاندارد ۲) قرص های با پهن رفت غالب(ADAF) ۳) معاقا ها. قرصهای برافزایشی مدل قرص استاندارد توسط شاکورا و سانیو می باشد در سال ۱۹۷۳ میلادی ارائه شدند [۱]. این مدل نمی تواند تابش های با انرژی بالا، مانند پرتوی گاما را توجیه کند. یکی از مهمترین مسائلی که در مدل قرصهای استاندارد در نظر گرفته نمی تواند تابشهای با انرژی بالا، مانند پرتوی گاما را توجیه کند. یکی از مهمترین مسائلی که در مدل قرصهای استاندارد در نظر گرفته نمی سازند تابش های با انرژی بالا، مانند پرتوی گاما را توجیه کند. یکی از مهمترین مسائلی که در مدل قرصهای استاندارد در نظر گرفته نمی سازند تابش های با انرژی بالا، مانند پرتوی گاما را توجیه کند. یکی از مهمترین مسائلی که در مدل قرصهای استاندارد در نظر گرفته انشد، عامل سرمایش به واسطه پهن رفت است. وقتی آهنگ برافزایش زیر کپلری باشد و کـدری بسیار کم باشد و قرص از لحاظ آیتیکی نـازک باشد، علمه می نواند استاندارد نه تنها در نواحی با تابندگی پایین، بلکه در نواحی با تابندگی بالا که آهنگ برافزایش جرم از آهنگ برافزایش جرم از آیش در این قرص ها غالب است Slim Disks اینده می شوند. جهت بررسی جریانهای خروجی در این نوع از قرص به واسطه پهن رفت و تابش در این قرص ها غالب است Slim Disks می شوند. جهت بررسی می دازیم، می بردازیم، می در این ای خروجی در این ای فرض خود می می در این ای مال سری می نوده و می مال اینده می شوند. می سرای فرض با نوایشی می برافزایشی می بردازیم، میسی از فرض خورمیان خروجی در این قرص با وجود از میدان الکتریکی در ابتدا به بررسی ساختار عمودی قرصهای برافزایشی می برافزایشی می برافی می برافزایشی می بردازیم، می برافزایشی می برافزایشی می بردازیم، می بردازیم، می بردی می می برافی می برافی می بردان می بر می براین می بردازیم، از فروجی ترزس در ای می می دازی می می در ای می می می برسی می نوی می نورمی می می برسی می نورمی می می برسی می برانی می برافی می برافی می برسی می برافی می برسی می برسی می بردی می می می برافی می می بردی می برسی می برای می بردی می بررافی می بروی می



¹ Inflow





معادلات نویراستوکس^۳ استفاده میکنیم و با استفاده از حالت پلیتروپیک و تعادل هیدرواستاتیکی در جهت عمودی به چند دسته معادله دیفرانسیل میرسیم. سپس با اضافه کردن معادله میدان الکتریکی داخلی به این معادلات آنها را به معادلات مغناطوهیدرودینامیک تبدیل می-کنیم که میتوان آنها را به روش عددی حل کرد.[2,3]

روش کار

در ابتدا معادلات مغناطوهیرودینامیک را در مختصات کروی نوشته و قرص را در حالت پایا با تقارن محوری در نظر میگیریم. معادلات مغناطوهیدرودینامیک که شامل معادله پایستگی انرژی، جرم و تکانه میشود و به صورت زیر نوشته میشوند:

$$\rho\left(v_r\frac{\partial e}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial e}{\partial \theta}\right) - \frac{p}{\rho}\left(v_r\frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial \rho}{\partial \theta}\right) = ft_{r\varphi}r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\varphi}{r}\right) \tag{1}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho v_r) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(\sin\theta\rho v_\theta) = 0 \tag{(Y)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(nm\vec{v}) + \nabla .(nm\vec{v}\vec{v}) = -\nabla .\vec{P} + \rho \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B}$$
(7)

که در آن P انرژی درونی شاره بوده، f فاکتور پهن رفت و r_{φ} هم تانسور وشکسانی میباشد، که فرض میکنیم تنها مولفه $r \phi$ آن غالب باشد و از آنجایی که در مدل α کار میکنیم برابر با $r_{\varphi} = -\alpha p$ است. معادله حرکت را با استفاده از معادلهٔ پیوستگی برای سیال کامل، و با درنظر گرفتن قرص به صورت یک پلاسمای شبه خنثی مینویسیم، که در آن n چگالی عددی، m جرم، و v سرعت سیال، ρ چگالی بار، آچگالی جریان الکتریکی و P تانسور فشار است. برای معادله پیوستگی، جریان را یکنواخت و با تقارن محوری و برای معادلات حرکت پتانسیل را نیوتنی در نظر میگیریم. بنابراین میتوانیم تغییرات نسبت به زمان را برابر با صفر قرار دهیم. معادله پایستگی تکانه پس از جداسازی سه مولفه شعاعی، زاویه ای و سمتی به روابط زیر تبدیل خواهد شد:

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial \theta} - v_\theta \right) - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\rho'}{\rho} \overrightarrow{E_r} + \frac{1}{\rho'} (J_\theta B_\varphi - J_\varphi B_\theta)$$
(*)

$$\nu_r \frac{\partial \nu_\theta}{\partial r} + \frac{\nu_\theta}{r} \left(\frac{\partial \nu_\theta}{\partial \theta} + \nu_r \right) - \frac{\nu_\varphi^2}{r} \cot \theta = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\rho'}{\rho} \overrightarrow{E_\theta} + \frac{1}{\rho'} (J_\varphi B_r - J_r B_\varphi) \tag{(a)}$$

$$v_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\theta}}{r} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \theta} + \frac{v_{\varphi}}{r} (v_r + v_{\theta} \cot \theta) = -\frac{1}{\rho r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 t_{r\varphi}) + \frac{\rho'}{\rho} \overrightarrow{E_{\varphi}} + \frac{1}{\rho'} (J_r B_{\theta} - J_{\theta} B_r)$$
(9)

و برای معادله انرژی به رابطه زیر می رسیم.

$$\rho\left(v_r\frac{\partial e}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial e}{\partial \theta}\right) - \frac{p}{\rho}\left(v_r\frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial \rho}{\partial \theta}\right) = ft_{r\varphi}r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v_\varphi}{r}\right) \tag{V}$$

² Outflow

³ Navier Stokes







معادله میدان الکتریکی داخلی قرص برافزایشی را به صورت زیر مینویسیم.[4]

$$\vec{E} = \frac{1}{ne} \left(\frac{c^2}{4\pi} \vec{\nabla} \times \vec{B} \right) \times \vec{B} - \vec{v} \times \vec{B}$$
(A)

با استفاده از روابط (۸) و (۳)، معادله پایستگی تکانه را برای قرص با حضور میدان الکتریکی داخلی بازنویسی میکنیم.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u. \nabla u = -\frac{1}{\rho} \nabla P + g + \frac{1}{\rho} \nabla T + \frac{\rho'}{\rho} \vec{E} + \frac{1}{\rho'} \vec{J} \times \vec{B}$$
(9)

حال از روابط $0 = \frac{b}{\partial t} = 0$ و $0 = \frac{b}{\partial \theta}$ استفاده کرده و معادله پایستگی اندازه حرکت را در سه مولفه شعاعی، زاویه ای و سمتی مینویسیم. در اینجا برای حل معادلات مذکور از روش خودمشابهی استفاده می کنیم. در اینجا ما رفتار توابع مختلف را تابعی توانی از r درنظر گرفته و از اینجا برای حل معادلات مذکور از روش خودمشابهی استفاده می کنیم. در اینجا ما رفتار توابع مختلف را تابعی توانی از r درنظر گرفته و از تغییر متغیرهای $p' = \rho(\theta)GMr^{-n-1}$ $v_{\varphi} = v_{\varphi}(\theta)\frac{GM}{r}$, $v_{\theta} = v_{\theta}(\theta)(\theta)\frac{GM}{r}$, $v_{r} = v_{r}(\theta)\sqrt{\frac{GM}{r}}$, $\rho = \rho(\theta)r^{-n}$ r^{i} r^{i} , r^{i} ,



 $\gamma_{equ} = \frac{5}{3}$ و f = 1 ، n = 1.3 , $\alpha = 0.1$:ADAF حالت اول: قرص های f = 1 ، n = 1.3 , $\alpha = 0.1$

 $\gamma_{equ} = \frac{4}{3} \circ f = 1 \circ n = 1.3 \circ \alpha = 0.1$:Slim حالت دوم: قرصهای









نتيجه گيرى

نتایج بهدست آمده تنها با در نظر گرفتن اثر میدان الکتریکی داخلی قرص میباشد.. قرص برافزایشی به صورت لایههایی موازی از سیال در حال چرخش است که هر یک از این جریانها میدان مغناطیسی ایجاد میکند. تغییرات در میدان مغناطیسی باعث توسعه میدانهای الکتریکی داخلی می شود. زمانی که میدان الکتریکی افزایش می یابد، سوق الکتریکی ایجاد شده باعث تغییر راستای حرکت ذرات در پلاسما می شود که این مورد می تواند باعث ایجاد اختلال در سرعت فروریزش مواد به درون جسم مرکزی شود.همانطور که در شکل های ۲،۱ و۳ مشاهده میکنیم با کاهش زاویه یعنی حرکت از استوای قرص به سمت ناحیه جت ها سرعت شعاعی در ADAF ها در فاصله ۹۰۲کاف یافته، سپس در فاصله ۸۰کاف کی می باد، اما در قرصهای Slim سرعت شعاعی به طور کلی افزایش می یابد که باعث برافزایش بیشتر مواد بر روی جسم مرکزی می شود. سرعت زاویهای نیز در هر دو نوع در این فاصله ابتدا کاهش و سپس افزایش می یابد اما سرعت سمتی در کل فاصله کاهش می یابد. طبق شکلهای ۴،۵و۶ میدان مغناطیسی شعاعی در داخل قرص برای هر دو نوع کاهش یابد اما سرعت سمتی در کل فاصله کاهش می یابد. طبق شکلهای ۴،۵و۶ میدان مغناطیسی شعاعی در داخل قرص برای هر دو نوع کاهش افزایش می یابد.در قرصهای کاهش می یابد. طبق شکلهای ۴،۵و۶ میدان مغناطیسی شعاعی در داخل قرص برای هر دو نوع کاه می ایاد اما سرعت سمتی در کل فاصله کاهش می یابد. طبق شکلهای ۴،۵و۶ میدان مغناطیسی شعاعی در داخل قرص برای هر دو نوع کاهش می ایند اینا می می می می می در کل مان ۹۰کاهای ۴،۵و۶ میدان مغناطیسی شعاعی در داخل قرص برای هر دو نوع کاهش موز، اما در میدان مغناطیسی زاویهای نیز در فاصله ۹۰کاهی سمتی در کل محدوده افزایش می یابد که باعث ایجاد جتها و بادهای پرقدرت می شود، اما در می اگا ها در فاصله ۹۰کاهی افزایش یافته و سپس کاهش می یابد که مانع ایجاد جتها و بادهای پرقدرت می

1- Narayan, R., & Yi, I., 1994, APJ, 452, 710

مراجع :

2- Narayan, R. & Yi,I. 1995, APJ, 444, 231 (NY)

3- Baumjohann, W.& Treumann, R.A. 1996, "Basic Space Plasma Physics", p 11-22 & p 138-146

۴- خصالی ع ر، طاهری ط. بررسی اثرات میدان الکتریکی داخلی بر روی جریانهای ورودی و خروجی قرص برافزایشی







تورم در گرانش اسکالر-تانسور طهماسبزاده، بهزاد 'کرمی، کیومرث '

^۱ دانشکده فیزیک، مرکز نحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان ۲ گروه فیزیک، دانشگاه کردستان، سنندج

چکیدہ

در اینجا به بررسی تورم در گرانش اسکالر-تانسور میپردازیم و کمیتهای مشاهداتی تورمی را برحسب شکل کلی پتانسیل و تابع (¢)& برای چارچوب جردن و در رژیم غلتش آهسته بهدست می آوریم و نتایج بهدست آمده را با نتایج مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ مقایسه می کنیم، بررسی های ما نشان میدهد پتانسل توانی که در مدل استاندارد و گرانش برنز دیکی رفتار مناسبی ندارد، با انتخاب (¢)&های مناسب در گرانش اسکالر-تانسور سازگاری بسیار خوبی با نتایج مشاهداتی پیدا می کند.

مقدمه

نظریهی گرانش اسکالر-تانسور برای اولین بار در سال ۱۹۵۰ توسط جردن پایه گذاری شد و در سال ۱۹۶۱ برنز و دیکی شکل خاصی از این گرانش را مطرح کردند. یک ویژگی نظریهی اسکالر-تانسور که باعث برتری آن نسبت به سایر نظریههای گرانشی می شود آن است که هم می تواند انرژی تاریک را در غالب $T^{\phi}_{\mu\nu}$ توصیف کند و هم نظریهی گرانش اصلاح شده را در غالب $G^{\phi}_{\mu\nu}$ در برگیرد که سایر نظریهها این ویژگی را ندارند.

نظریهی انفجار بزرگ داغ علیرغم تمام موفقیتهایش از مشکلاتی مانند تختی، افق و تک قطبیهای مغناطیسی رنج میبرد، در سال ۱۹۸۱ آلن گات، مدل جهان تورمی را پیشنهاد کرد که در مدت کوتاهی شتاب انبساط افزایش یابنده است و به نظریهی انفجار بزرگ داغ دوخته می شود و مشکلاتش را برطرف میکند. در ادامه به بررسی جهان تورمی در گرانش اسکالر-تانسور میپردازیم.

کمیتهای مشاهداتی تورمی در گرانش اسکالر-تانسور

شکل کلی کنش اسکالر-تانسور در چارچوب جردن به صورت زیر است[1]:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} f(\phi, R) - \omega(\phi) g^{\mu\nu} \partial_{\mu} \phi \partial_{\nu} \phi - U(\phi) \right]$$
(۱)

که در آن فرض شده است $1 = 1/\sqrt{8\pi G}$ ما در ادامه $f(\phi, R) = \phi R$ درنظر می گیریم. دو معادلهی مستخرج از کنش بالا در تقریب غلتش آهسته به صورت زیر به دست می آیند:

$$3\phi H \approx U$$

$$3\phi H \approx U$$

$$3H \dot{\phi} + (\frac{2}{2\omega\phi+3})[\phi U_{,\phi} - 2U + \omega_{,\phi}\phi \dot{\phi}^{2}] \approx 0$$

$$(\ref{triangle}) = 0$$

که در آن E بهصورت زیر تعریف شده است:







نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



 $E = F(\omega + \frac{3F^{2}}{2\phi^{2}})$ $E = F(\omega + \frac{3F^{2}}{2\phi^{2}}F)$ ((a) $F = \frac{\partial f(\phi, R)}{\partial R}$ $F = \frac{\partial f(\phi, R)}{\partial R}$ $H = \sqrt{\frac{U}{3\phi}}$ ((b) $H = \sqrt{\frac{U}{3\phi}}$ ((c) $H = \sqrt{\frac{U}{3\phi}}, \frac{1}{2}(\frac{3\phi\phi}{9\phi^{2}}, -\frac{3U\phi}{9\phi^{2}})$ ((c) $H = \frac{1}{2}(\frac{U}{3\phi})^{\frac{1}{2}}(\frac{3\phi\phi}{9\phi^{2}}, -\frac{3U\phi}{9\phi^{2}})$ ((c) $H = \frac{-3\sqrt{\frac{3U}{\phi}} - 2\sqrt{\frac{3U}{\phi}}\phi\omega + \sqrt{\frac{3U(3 + 2\phi\omega)^{2} - 16\phi^{2}\omega_{,\phi}(\phi U_{,\phi} - 2U)}{\phi}}}{\frac{4\phi\omega_{,\phi}}{\frac{3\phi}{2\phi}}$ ((c) (c)

بنابراین با استفاده از روابط (٦)، (٨)، (٩) پارامترهای غلتش آهسته برحسب ¢ بهدست می آیند و با استفاده از پارامترهای غلتش آهسته، کمیت های تورمی در چارچوب جردن و در رژیم غلتش آهسته بهدست می آیند.

باتوجه تئوری اختلالات میدانیم اختلالات اسکالری اثراتشان را بر روی توزیع چگالی میگذارند و باعث ایجاد امواج چگالی میشوند که ما امروزه در مقیاسهای بزرگ، اختلالات چگالی را مشاهده میکنیم. طیف اختلالات اسکالری کمیتی است که دامنه اختلالات اسکالری را در مقیاسهای فرا افق معین میکند. به طور رصدی این دامنه توسط COBE در سال ۱۹۹۲ اندازهگیری شد.

$$P_{s} \approx 2 \times 10^{-9}$$
(1.)

$$H_{s} \approx 2 \times 10^{-9}$$
(1.)

$$H_{s} = \frac{1}{Q_{s}} \left(\frac{H}{2\pi}\right)^{2}$$
(11)

$$P_{s} = \frac{1}{Q_{s}} \left(\frac{H}{2\pi}\right)^{2}$$
(11)

برای حالتی که $R = \phi R$ ، Q_S ، $f(\phi,R) = \phi R$ به صورت زیر نتیجه می شود:

$$Q_{s} = \frac{\dot{\phi}^{2}(\phi\omega + \frac{3}{2})}{\phi\sqrt{\frac{U}{3\phi}(1 + \varepsilon_{3})^{2}}}$$
(17)

یکی از کمیت های مشاهداتی شاخص طیفی اسکالری است. میدانیم در یک فضا-زمان که درحال انبساط است افت و خیزهای کوانتومی در طول موجهای مختلف تولید میشوند، شرایط و نوع انبساط میتواند تعیین کند که آیا طیف توان طول موجهای مختلف تولید شده باهم یکسان است یا اندکی تفاوت دارد. اگر شاخص طیفی اسکالری دقیقا برابر یک باشد حاکی از مقیاس ناوردا بودن طیف توان اختلالات است. شاخص طیفی اسکالری در گرانش اسکالر-تانسور برحسب پارامترهای مشاهداتی به شکل زیر است:

 $n_s = 1 - 4\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2 + 2\varepsilon_3 - 2\varepsilon_4 \tag{17}$









کمیت مشاهداتی مهم دیگر نسبت تانسور به اسکالر است که در واقع نسبت توان اختلالات تانسوری یا گرانشی به افت و خیزهای اسکالری یا دمایی است و با ۲ نشان داده می شود. به دلیل این که توان امواج گرانشی بسیار کوچک است، تعیین دقیق این کمیت به طور مشاهداتی بسیار دشوار است و در سالهای اخیر با چالشهای زیادی روبرو بوده است، گروه پلانک ۲۰۱۵ تابه حال دقیق ترین قید را بر روی این کمیت گذاشته اند و حد آن را c = 1 اعلام کرده اند.

نسبت تانسور به اسکالر برای گرانش اسکالر-تانسور با درنظر گرفتن $f(\phi,R) = \phi R$ برحسب پارامتر غلتش آهسته بهصورت زیر بهدست می آید:

$$r = 8 \frac{\dot{\phi}^2}{\phi^2} \frac{(\phi\omega + \frac{3}{2})}{\sqrt{\frac{U}{3\phi}(1 + \varepsilon_3)^2}}$$
(12)

همچنین میدانیم رابطهی تعداد ایتا با توجه به میدان اسکالر به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$N = -\int_{\phi_{end}}^{\phi} \frac{H}{\phi} d\phi \tag{10}$$

بنابراین در ادامه با معرفی پتانسیل موردنظر و درنظر گرفتن تابع (φ) بهصورت دلخواه کمیت های مشاهداتی را برای مدل موردنظر برحسب میدان اسکالر بدست می آوریم و برای رسم نمودارها ابتدا با توجه به پارامتر غلتش آهستهی اول، میدان اسکالر را در پایان تورم به صورت تحلیلی بهدست می آوریم. سپس با استفاده از میدان در پایان تورم و معادلهی تعداد ایتا (۱۵)، میدان اسکالر را در لحظهی خروج اختلالات از افق با ایتای ۰۰ یا ۲۰، به صورت عددی محاسبه می کنیم. نهایتا این میدان به دست آمده را در پارامترهای مشاهداتی (۱۱)، (۱۳) و (۱۶) قرار می دهیم و نمودارها را به ازای مقادیر ثابت مختلف و برای ایتای ۰۰ تا ۲۰ رسم می کنیم.

بررسی مدل تورمی با پتانسیل توانی

 $(\Lambda\Lambda)$

در این قسمت پتانسیل تورمی توانی را در گرانش اسکالر-تانسور بررسی خواهیم کرد، نتایج نهایی این پتانسیل در مقایسه با نتایج مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ [3] در شکلهای مربوطه نشان داده شدهاند.

$$U = U_0 \phi^n$$

این پتانسیل جزء مدلهای تورم آشوبناک است[4] و یکی از مهمترین و سادهترین پتانسیلهای تورمی است که در مدل استاندارد تورم به ازای 3 < n و همچنین در گرانش برنز-دیکی به ازای 2 < n که پیش از این بررسی کرده ایم، با مشاهدات رصدی ناسازگار است. پارامتر هابل برای این پتانسیل در گرانش اسکالر-تانسور با درنظر گرفتن تقریب غلتش آهسته به صورت زیر بهدست میآید:

$$H = \left(\frac{U_0 \phi^{n-1}}{3}\right)^{\frac{1}{2}}$$
 (۱۷)
گرانش اسکالر–تانسور با (ϕ) زیر درنظر میگیریم:

$$= \omega_{\circ} \phi^m$$

کمیتهای مشاهداتی برای این حالت محاسبه شده و باتوجه به روش گفته شده بهصورت زیر رسم شدهاند. شکل سمت راست بهازای n = 3, m = 3, ø₀ = 3 و شکل سمت چپ بهازای n = 4, m = 2.2, ø₀ = 1 رسم شده است.



ابتدا این پتانسیل را برای



شکل ۱ : نمودار $r-n_s$ پتانسیل توانی و (ϕ) توانی در گرانش اسکالر-تانسور در مقایسه با دادههای پلانک ۲۰۱۵، ناحیههای خاکستری، قرمز و آبی به ترتیب به دادههای Planck 2015 TT,TE,EE+lowP و Planck 2015 TT+lowP ،Planck2013

مربوط می شوند.



شکل۲ : مشابه شکل۱ اما برای (ϕ) نمایی.

نتيجه گيرى

همانگونه که مشاهده شد کمیتهای مشاهداتی در رژیم غلتش آهسته برای حالت کلی گرانش اسکالر-تانسوری با f(\phi, R) = \phi در چارچوب جردن بهدست آمد. پتانسیل توانی که در گرانش استاندارد و گرانش برنز-دیکی رفتار مناسبی نداشت در این مدل به ازای (\phi)های توانی و نمایی در ناحیهی ۲۸٪ دادههای پلانک ۲۰۱۵ می گیرد.

مرجعها

- 1. A. De Felice, S. Tsujikawa; Living Rev. Relativity 13, 3 (2010).
- 2. J. Hwang, H. Noh, *Phys. Rev. D* 54, 1460 (1996).
- 3. P.A.R. Ade, et al., *arXiv:1502.02114*.
- 4. A. Linde, "Chaotic inflation", Phys. Lett. B 129 (1983).









عدم تقارن سمتی در توزیع زاویه ای زمانی بهمن های گسترده هوایی عباس نژاد ، حسین^۱ ؛ رستگار زاده ، گوهر^۲ ^{ارت}دانشکاره فیزیک دانشگاه سمنان ، سمنان

چکيده

در کار حاضر با شبیه سازی پرتوهای کیهانی پروتون در انرژیeV I۰۱۶ و زاویه های سرسویی ۳۰ و ۴۵ درجه، بــا اســتفاده از گــدCORSIKA ، عدم تقارن سمتی در زمان خیز(rise time) پالس های دریافتی از ذرات ثانویه پرتوهای کیهانی بررسی شده است . با معرفی پـارامتر عامـل عــدم تقارن، در مورد امکان استفاده از این پارامتر در جهت تعیین ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی بحث شده است .

مقدمه

پرتو های کیهانی ذرات باردار پر انرژی هستند که منشا فرازمینی داشته و هنگام ورود به جو زمین و اندر کنش با آن تولید آبشارهایی از ذرات ثانویه می کنند که به بهمن های گسترده ه هوایی (EAS) معروف هستند. در آزمایش های پرتو کیهانی ، تحلیل داده های آرایه های زمینی با مطالعه پالس های ثبت شده در آشکارسازها انجام می شود . واضح است که خصوصیات این پالس ها به ساختار زمانی ذرات ثانویه بستگی دارد . از طرفی ساختار زمانی این پالس ها به زاویه تابش پرتو اولیه مربوط می شود . در واقع ذرات ثانویه پرتوهای کیهانی با جرم و انرژی اولیه یکسان ، هنگاهی که با زاویه های تابش متفاوت با جو زمین اندرکنش می کنند ، به دلیل تفاوت در عمق اتمسفری طی شده تا هنگام رسیدن به سطح مشاهده ، توزیع های زمانی متفاوتی را به نمایش می گذارند . یکی از خصوصیات زمانی که مستقیما به زاویه تابش پرتوی اولیه بستگی دارد ، وجود عدم تقارن سمتی در زمان خیز پالسهای دریافتی توسط آشکارسازهاست .

وجود عدم تقارن سمتی در پالسهای زمانی ذرات ثانویه اولین بار در آرایه Haverah Park [۱] دیده شد .اخیرا رصدخانه پیراوژه نیز این عدم تقارن را مشاهده کرده است [۲] . این رصدخانه به دلیل سطح بزرگ و قدرت تفکیک زمانی بالا در الکترونیک ، توانایی بررسی این عدم تقارن در زاویه های بزرگ را دارد [۳] .

اهمیت بررسی عدم تقارن سمتی در این است که چون میزان این عدم تقارن به عمق اتمسفری پیموده شده توسط ذرات بستگی دارد ، هنگامی که پرتوهای کیهانی اولیه با زاویه تابش و انرژی اولیه یکسان مورد مطالعه قرار می گیرند میزان عدم تقارن در این پرتوها به جرم پرتوی اولیه بستگی پیدا می کند ، زیرا پرتوهای کیهانی با جرم های مختلف دارای توسعه طولی متفاوتی در جو بوده و در نتیجه متحمل عدم تقارن های متفاوتی می شوند . پس با مطالعه عدم تقارن سمتی در زمان خیز پالسها می توان به می توان به می توان . پرتوهای کیهانی با جرم های مختلف دارای توسعه طولی متفاوتی در جو بوده و در نتیجه متحمل عدم تقارن های متفاوتی می شوند . پس با مطالعه عدم تقارن سمتی در زمان خیز پالسها می توان به اطلاعاتی در مورد ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی نیز دست یافت . تحلیلی که در اینجا انجام شده است بر پایه شبیه سازی GHEISHA2002 است که با مدل اندرکنشی (40)IETII(04) و GHEISHA2002 و GGSJETII برای اولیه های پروتون در انرژی و ما¹⁷⁰ و زاویه های ۳۰ و ۵۵ درجه در ارتفاع ۲۰۱۰ متر از سطح دریا (تهران) انجام شده است بر پایه شبیه سازی ICORSIKA و ای ۲۰۱۰ و در این این ای و میده است که با مدل اندرکنشی (40)IETII متر از سطح دریا (تهران) انجام شده است بر پایه شبیه سازی ICORSIKA و ICORSIKA و ICORSIKA برای اولیه های پروتون در انرژی ICORSIKA و ICORSIKA و ICORSIKA و ای ای ای ای ای ای این بروتون در این و می ای و می ای و با تحلیل نتایج شبیه سازی و محاسبه زمان خیز (ICOR و در کار حاضرتعداد ۱۰۰ پرتو کیهانی پروتون شبیه سازی شده است و با تحلیل نتایج شبیه سازی و محاسبه زمان خیز (ICOR و نویه ای و میون ها) وجود عدم تقارن سمتی در زمان رسیدن ذرات ثانویه و ویژگی های آن مورد بحث قرار گرفته است .







عدم تقارن سمتی ذر زمان رسیدن ذرات ثانویه

همانطور که در شکل ۱ دیده می شود ، هنگامی که یک بهمن گسترده هوایی به صورت عمودی به سطح زمین می رسد ، هیچ اختلاف راهی بین مسیر ذرات ثانویه وجود ندارد (حالت a) در نتیجه هیچگونه عدم تقارن سمتی در زمان رسیدن ذرات ثانویه وجود ندارد . اما در حالت b به دلیل تفاوت طول مسیر در مولفه دیر (Late) و مولفه زود (Early) یک عدم تقارن سمتی مشاهده می شود .



شکل ۱ : توسعه طولی بهمن برای زوایای سرسویی عمودی شکل ۲ : پالس ثبت شده از رسیدن ذرات ثانویه به فاصله ۱۰۵ و مایل متری هسته بهمن در زاویه سمتی φ = ۵۵ .

اگر زمان خیز (t_{1/2}) پالس ذرات ثانویه در یک مکان مشخص را به صورت اختلاف زمانی بین رسیدن ۱۰٪ از کل ذرات به آن مکان با زمان رسیدن ۵۰٪ از کل ذرات به همان محل تعریف کنیم نشان می دهیم که توزیع سمتی t_{1/2} در سطح مشاهده به علت تفاوت در طول مسیر مولفه دیر و زود دچار عدم تقارن می شود .

برای تعیین زمان خیز، در شکل ۲ درصد تعداد ذرات بر حسب زمان رسیدن آنها به یک آشکارساز در فاصله ho = 45° r = 105m از مرکز بهمن و در زاویه سمتی $ho = 5^\circ$ برای پروتونی با انرژی $ho = 10^{17} \, {
m ev}$ در زاویه تابش $ho = 45^\circ$ رسم شده است . با توجه به تعریف ما از $t_{1/2}$ ، زمان خیز برای این پالس $ho = 10^{-3} \, {
m ms}$ به دست می آید..

در قدم بعد برای بررسی توزیع سمتی زمان خیز به نظر می رسد که باید منحنی t_{1/2} بر حسب φ را رسم کنیم اما برای رسم این منحنی، باید توجه داشت که در یک زاویه سمتی مشخص تعداد زیادی ازذرات در فواصل مختلف از مرکز بهمن (r های مختلف) آشکارسازی می شوند .

از طرفی همانطور که در شکل ۳ نشان داده ایم زمان خیز تقریبا به صورت خطی با فاصله از بهمن زیاد می شود ؛ در نتیجه به جای رسم منحنی t_{1/2} بر حسب φ بهتر است از کمیت T=t_{1/2} / r استفاده کنیم . زیرا با توجه به رفتار خطی t_{1/2} نسبت به r (در یک φ ثابت) این کمیت برای r های مختلف تقریبا ثابت است .











در شکل ٤ منحنیr / t_{1/2} بر حسب زاویه سمتی برای دو زاویه سرسویی مختلف رسم شده است . همانطور که در شکل مشاهده می شود ، این شکل به خوبی وجود عدم تقارن در زمان خیز پالسهای دریافتی را نشان می دهد . در شکل دیده می شود که با افزایش زاویه سرسویی مقدارr / t_{1/2} کاهش می یابد .

معرفی معیار کمّی برای مقایسه عدم تقارن

برای اینکه یک عامل کمّی جهت بررسی عدم تقارن به دست بیاوریم در شکل ۵ منحنی t_{1/2} / r را بر حسب φ cos φ رسم کرده ایم . اگر قرار دهیم T = t_{1/2} / r در اینصورت همانطور که در شکل دیده می شود رابطه T با cos φ تقریبا یک رابطه خطی است و خواهیم داشت بررسی

$$T = a + b \cos \varphi \qquad (1)$$

ما پارامتر $\frac{b}{a}$ را بعنوان شاخص عدم تقارن معرفی می کنیم. در اینجا مقدار این شاخص برای زاویه سرسویی °0 = θ ، $\frac{b}{a} = 0.97 = \frac{b}{a} e$ و برای زاویه سرسویی °45 = θ ، 6.70 = $\frac{b}{a}$ به دست می آید . مقدار این شاخص به عمق پیموده شده در اتمسفر بستگی دارد. در نتیجه می تواند به عنوان معیاری از توسعه طولی بهمن در نظر گرفته شود.



شکل ۵: وابستگی $t_{I/2}$ به arphi scos برای دو زاویه سرسویی متفاوت . خطوط مربوط به برازش منحنی با رابطه ۱ می باشد.









ارتباط عدم تقارن در ساختار زمانی ذرات ثانویه و ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی

بسیاری از مشاهده پذیرهای حساس به جرم در واقع به X_{max} و توسعه طولی بهمن وابسته هستند از طرفی پارامتر X_{max} به جرم اولیه حساس است (در واقع با افزایش جرم اولیه در یک انرژی و زاویه ثابت ، X_{max} کم می شود و بالعکس) . در نتیجه هر پارامتری که به توسعه طولی بهمن حساس باشد میتواند یک پارامتر تفکیک جرمی به حساب بیاید. ما نشان دادیم که توزیع زمانی سیگنال های ثبت شده توسط آشکارسازهای سطحی در یک آزمایش EAS صریحا اطلاعاتی در مورد عدم تقارن سمتی ساختار زمانی ذرات رسیده به زمین دارند که این عدم تقارن ناشی از توسعه طولی متفاوت بهمن های مختلف است. در واقع طبیعی است که انتظار داشته باشیم که بررسی عدم تقارن سمتی اطلاعاتی در مورد ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی به دست بدهد.

در آینده در نظر داریم با تکمیل شبیه سازی ها برای جرم های اولیه دیگر مانند آهن به مطالعه توان تفیک جرمی این پارامتر عدم تقارن بپردازیم.

نتيجه گيري

در مورد عدم تقارن سمتی در توزیع زمانی پالس های ذرات ثانویه بحث شد . ما نشان دادیم که این عدم تقارن به زاویه سرسویی پرتوی اولیه (θ) بستگی دارد و چون متقابلا تغییر زاویه تابش منجر به تغییر عمق پیموده شده در اتمسفر می شود ، پس برای دو جرم متفاوت در زاویه سرسویی و انرژی اولیه یکسان ،تفاوت در X_{max} به تفاوت در عمق پیموده شده در اتمسفر منجر می شود و این باعث تغییر میزان عدم تقارن در زاویه سمتی φ می شود . به عبارت دیگر با اندازه گیری میزان عدم تقارن در بهمن های مختلف می توان اطلاعاتی از توسعه طولی بهمن به دست آورد و از این طریق در مورد ترکیب جرمی اولیه ها نتیجه گیری کرد .

این کار در مراحل اولیه انجام است و درآینده با انجام شبیه سازی برای اولیه های مختلف در انرژی و زاویه های سرسویی یکسان و جرم های متفاوت وابستگی پارامتر عدم تقارن به نوع پرتو کیهانی اولیه را بررسی خواهیم کرد . لازم به ذکر است که روشی که ما به کار برده ایم کلی است و می تواند در مورد دیگر مشاهده پذیرهای وابسته به زمان و نیز پارامترهای زمانی دیگری که می توانند ساختار زمانی سیگنال را توصیف کنند به کار برده شود .

مرجعها

- 1. C. D. England, PhD Thesis of the University of Leeds (1984) : The Longitudinal development of Extensive Air Showers at energies above 10¹⁷ev.
- AUGER Collaboration (M. T. Dova for the collaboration) proc. 28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuba, Japan, Editors : T. Kajita, Y.Asaoka, A. Kawachi, Y. Matsubara and M. Sasaki, Universal Academy Press, Inc. Tokyo, Japan, HE, 369-372 (2003) [arXiv:astro-ph/0308399]
- 3. Nitz D. [Auger Collaboration], IEEE Transactions on Nucl. Science 51, 413 (2004)









اثرسرعت اولیهی متغیر پلاسمای بدون چرخش بر امواج تند مغناطوآکوستیکی در تاج خورشید

غيبي ، اکبر ؛ صفري ،حسين

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان

چکیدہ

در این مقاله، معادله دیفرانسیل نوسانات امواج ام اچ دی تند را در یک میدان مغناطیسی یکنواخت همراه با سرعت اولیهی پلاسمای بدون چرخش بدست می آوریم. در ادامه این معادله را با استفاده از تقریب WKB حل میکنیم و رابطهی پاشندگی را بدست می آوریم. وجوه نوسانی آرام، تند و فرکانس قطع، از اثرات سرعت اولیه شارهی بدون چرخش بر نوسانات امواج مغناطو آکوستیکی است.

مقدمه

مطالعه امواج مغناطوهیدرودینامیک(ام اچ دی) درشناخت گرمایش تاج و ساختار درونی خورشید اهمیت ویژه ای دارد. همان گونه که در زمین شناسی از تحلیل امواج برای بررسی ساختار زمین استفاده می گردد، در لرزه شناسی خورشید و تاجش برای شناخت درون خورشید و نوسانات تاج استفاده می شود. برای پلاسمای مغناطیده شده بدون در نظر گرفتن نیروهای اتلافی وگرانش ، فشار گاز وفشار میدان مغناطیسی نقش نیروهای باز گرداننده را بازی می کنند. با ایجاد اختلال در پلاسما، امواج مغناطواکوستیکی تولید می شود[۱]. اگر سرعت اولیه ی پلاسما در معادلات ام اچ دی لحاظ شود بدست آوردن معادله دیفرانسیل موج دشوار وگاهی اوقات غیر ممکن می گردد. گهگاه، حتی با داشتن معادله دیفرانسیل، رابطهی پاشندگی پیچیده و برای تحلیل آن از روشهای عددی استفاده میشود.[۲]. سرعت اولیه ی پلاسما توسط ماهواره ها ابزارهای زیادی مشاهده شده است[۳]. اثر سرعت اولیه ی پلاسما، در دستگاه مختصات استوانه ای بررسی شده است برخی از آنها با حل عددی نتایج خود را ارایه کرده اند[۳]. وجود سرعت اولیه ثابت باعث پیچیدگی معادلات می شود، بنابراین هنگامی که سرعت اولیه ثابت نباشد، این پیچیدگیها به را ارایه کرده اند[۳]. وجود سرعت اولیه ثابت باعث پیچیدگی معادلات می شود، بنابراین هنگامی که سرعت اولیه ثابت نباشد، این پیچیدگی ها به را ارایه کرده اند[۳]. وجود سرعت اولیه ثابت باعث پیچیدگی معادلات می شود، بنابراین هنگامی که سرعت اولیه ثابت نباشد، این پیچیدگی ها به را ارایه کرده اند[۳]. وجود سرعت اولیه ثابت باعث پیچیدگی معادلات می شود، بنابراین هنگامی که سرعت اولیه ثابت نباشد، این پیچیدگی ها به مراتب بیشترمی گردد، به همین دلیل بیشتر بررسی های انجام شده بدون در نظر گرفتن اثر سرعت اولیه است. ما در پژوهش پیشین، اثر سرعت در از مانی نداشته باشند.) نشان دادن، برای حلقه های نازک تاج خورشید را بدست آوردیم، و رابطه ی پاشندگی را بصورت تحلیلی در مختصات دکارتی بدست آورده می ان دادن، برای حلقههای نازک تاج خورشید را بدست آوردیم، و رابطه ی پاشندگی را بصورت تحلیلی در مختصات دکارتی بدست آورده این دادن، برای حلقه هنگامی که اندازه ی بزرگی دارد، اهمیت بالایی دارد و صرفنظر از آن همیشه درست نیست. اکنون زمانی نداشته باشند.) نشان داد، اثر سرعت اولیه هنگامی که اندازه ی بزرگی دارد اهمیت بالایی دارد و صرفنظر از آن همیشه درست نیست. اکنون

معادلات اماچدی و خطی شدهی آنها در حضور سرعت اولیهی شاره

معادلات اماچدی ایدهآل برای فرآیند بیدررو و پلاسمای بدون چرخش (v = v ×∇) بصورت زیر میباشد

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \qquad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla \mathbf{v}^2 \right) = -\nabla \rho + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \qquad (1)$$

114







نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times \big(\mathbf{v} \times \mathbf{B} \big),$	(٣)
$\nabla . \mathbf{B} = 0,$	(۴)
$p = k \rho^{\gamma},$	(۵)

که *p* • ۲**·Bp** و لابه ترتیب چگالی، فشار، سرعت شاره، میدان مغناطیسی، ضریب اتمیسیته و یک ثابت هستند. حالت تعادلی پلاسما از معادلات بالا با زیر نویس های صفر پیروی میکنند. با توجه به بدون چرخش بودن پلاسما ($v = \nabla \phi$) و یک اختلال کوچک در کمیت ها ی تعادلی بصورت

$$\rho(\mathbf{r},t) = \rho_0(x,t) + \rho_0(x,t)\psi(\mathbf{r},t),$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{r},t) = \mathbf{v}_0(x,t)\hat{x} + \nabla\varphi(\mathbf{r},t),$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \mathbf{B}_0\hat{x} + \mathbf{B}_1(\mathbf{r},t),$$

که کمیتهای تعادلی با زیر نویس "صفر" و تابعی از x و زمان و $\psi(\mathbf{r},t), \varphi(\mathbf{r},t)$ و $\mathbf{B}_1(\mathbf{r},t)$ کمیتهای اختلالی هستند. با قرار دادن روابط بالا در معادلات (٥)–(١) بعد از کمی عملیات ریاضی،معادلات خطی شده بصورت زیر در میآیند

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \ln \rho_0 \cdot \nabla \varphi + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \psi + \nabla^2 \varphi = 0, \qquad (\mathbf{\mathcal{F}})$$

$$\rho_0 \nabla \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \varphi + c_0^2 \psi \right) = \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0, \tag{V}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_{1}}{\partial t} = \nabla \times \left(\mathbf{v}_{0} \times \mathbf{B}_{1} \right) + \nabla \times \left(\mathbf{v}_{1} \times \mathbf{B}_{0} \right), \tag{A}$$

$$\nabla . \mathbf{B}_1 = \mathbf{0}, \tag{9}$$

x که c_0 سرعت موضعی صوت است. برای سادگی بیشتر فرض میکنیم، $\mathbf{O} = (\mathbf{v}_0 imes \mathbf{B}_1) = \mathbf{V}$. با حذف $\psi / \partial x$ بین معادلهی (۱) ومؤلفهی \mathbf{x} معادلهی (۱) داریم

$$\mathbf{v}_{0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{v}_{0} \cdot \nabla \varphi \right) + \mathbf{v}_{0} \psi \frac{\partial c_{0}^{2}}{\partial x} - c_{0}^{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \ln \rho_{0} \cdot \nabla \varphi + \nabla^{2} \varphi \right) = 0.$$
(1.)

$$\mathbf{v}_{0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{v}_{0} \cdot \nabla \varphi \right) = 0.$$
(1.)

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_0}{\mu \rho_0 c_0^2} (\nabla \times \mathbf{B}_1)_y - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{d\varphi}{dt} \right) + \frac{B_0}{\mu \rho_0 c_0^2} (\nabla \times \mathbf{B}_1)_y - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{c_0^4} \frac{\partial c_0^2}{\partial x} \frac{d\varphi}{dt} \right) + \nabla \ln \rho_0 \cdot \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \nabla^2 \frac{\partial \varphi}{\partial z} , \qquad (11)$$

که ∇ معادلهی(۸) درمعادلهی (۸)، یک معادله برای مؤلفه های x و z معادلهی(۸) درمعادلهی (۱۱)، یک معادله برای پتانسیل سرعت (ϕ)، بدست می آید





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان





$$\leq \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{N} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{d\varphi}{dt} - \frac{1}{c_0^4} \frac{\partial c_0^2}{\partial x} \frac{d\varphi}{dt} - \frac{\nabla^2 \varphi}{v_0} - \frac{\nabla \ln \rho_0 \cdot \nabla \varphi}{v_0} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{d\varphi}{dt} \right) - \frac{v_A^2}{c_0^2 v_0} \nabla^2 \varphi \right) \right] = B_0 \nabla^2 \varphi,$$
 (17)

است.در صورتی که
$$\Delta t \left(\frac{dv_0}{dx} \right) = N = \frac{B_0}{\mu v_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho_0 c_0^2} \right) - \frac{B_0}{\mu \rho_0 c_0^4} \frac{\partial c_0^2}{\partial x}$$
 به اندازه ی کافی کوچک باشد ، می توان $v_A = B_0 / \sqrt{\mu \rho_0}$

از جملهی سمت راست صرف نظر کرد، این شرط سبب می شود که معادلهی موج به شکل زیر کاهش یابد

$$-\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \rho_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(c_0^2 \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \mathbf{v}_0 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \right) + \rho_0 \mathbf{v}_A^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0.$$
(17)

معادلهی(۱۳) می تواند انتشارامواج صوتی، آلفنی و مغناطو آکوستیکی را توصیف کند. این معادله، همان معادلهی آشنای کلاین-گوردون است[7]، در حالتی که میدان مغناطیسی برابر صفر است تبدیل به معادلهی موج هیدرودینامیکی می گردد[۷]، در حالتی که فشار گاز در مقابل فشار مغناطیسی قابل صرف نظر باشد، معادله موج آلفنی می شود.

حل معادلهی موج با استفاده از تقریب WKB

در ادامه برای حل معادلهی(۱۳)، شاره را در صفحهی x - t و $\hat{x} = v_0(x) \hat{x}$ در نظر می گیریم. اکنون پتانسیل سرعت را بصورت $v_0 = v_0(x) \hat{x}$ در ادامه برای حل معادلهی(۱۳)، شاره را در صفحهی x - t و x - t و $\hat{x} = v_0(x) \hat{x}$ در نظر می گیریم. اکنون پتانسیل سرعت را بصورت $v_0 = x - t$ در ادامه برای حل معادلهی(۱۳)، شاره را در صفحهی این $v_0 = v_0(x) \hat{x}$ و $\hat{y} = v_0(x) \hat{x}$

$$(c_f^2 - v_0^2)k^2 - 2v_0\omega k - \omega^2 = 0.$$
 (15)

که در آن $k_{f}^{2} = \mathsf{v}_{\mathsf{A}}^{2} + c_{0}^{2}$ است. از حل این معادله ی درجه دو برحسب k_{f} خواهیم داشت

$$\frac{\omega}{k} = -\mathbf{v}_0 \pm c_f \tag{10}$$

این رابطه نشان می دهد اگر سرعت اولیه ی شاره در مقابل سرعت انتشار امواج تند، کم باشد، می توان از آن چشم پوشی کرد، ولی هر قدر کوچک می تواند یک جابجایی در سرعت فاز ایجاد کند، اگر سرعت اولیه به اندازه ی کافی بزرگ باشد، یعنی قابل مقایسه با ^c_f باشد، می تواند علاوه برجابجایی در سرعت فاز باعث ایجاد امواج ام اچ دی تند و آرام گردد. همچنین این رابطه نشان می دهد که، یک بسامد قطع در حالت $v_0 = c_f$ ایجاد می شود. این نتایج را برای امواج سوسیسی وکینگ با سرعت ثابت در تقریب لوله باریک قبلا بدست آورده ایم [3]، ولی نتیجه یمهم دیگری که دیده می شود وابستگی سرعت فاز و بسامد به مکان (x) است، که مشاهده می شود یک تغییر پیوسته نسبت به x دارد. یکی از روش های اندازه گیری میدان مغناطیسی خورشید به کمک روابط پاشندگی به همراه روش های پردازش تصویر است که ساده تر ومناسب تر از اثر زیمن است [0 و ۳]. یکی از معایب اثر زیمن دشواری و بدست آوردن یکی از مؤلفه های میدان مغناطیسی است. در تاج خورشید سرعت اولیه







تقریبا ٤ درصد و در شیدسپهر تقریبا ۲۲ درصد تاثیر در سرعت فاز دارد. در برخی موارد این تندی در حد تندی سرعت فاز است[۳]. بنابراین در حالت های خاص می توان میدان مغناطیسی در شیدسپهر وتاج خورشید بهتر وسادهتر برآورد کرد.

نتيجه گيرى

دراین پژوهش، نشان دادیم سرعت اولیهی غیر ثابت پلاسما باعث جابجایی در سرعت فاز امواج مغناطوآکوستیکی تند میگردد، در واقع به عبارتی پدیده ی دوپلر را در حلقه های تاج نشان می دهد. به علاوه، ایجاد بسامد قطع و وجوه نوسانات آرام و تند از دیگر آثار سرعت اولیهی پلاسما می باشد. یکی دیگر از آثار قابل ملاحظه وابستگی سرعت فاز و بسامد به مکان وپیوستگی آنها است. این نتیجه میتواند همراه با پردازش تصویر، میدان مغناطیسی خورشید را بهتر برآورد کند، زیرا هر چه سرعت اولیه بزرگتر باشد، اثرش در اندازهگیری میدان مغناطیسی خورشید بیشتر است.

مرجعها

- 1. E. Priest, Magnetohydrodynamics of the Sun, Cambridge University Press, 74-106 (2014).
- V. M. Nakariakov and L. Ofman; "Determination of the coronal magnetic field b coronal loop oscillation"; A&A. 327, L53-L56 (2001).
- 3. M. Terra-Homem, R.Edeli and I. Ballai; "Linear and non-linear wave propagation steady- state magnetic cylanders"; *Solar physics*. **217**: 199-223 (2003).

 اکبر غیبی وحسین صفری، "اثرسرعت اولیهی پلاسما بر امواج سوسیسی و کینک در حلقه های تاج خورشید" مقاله نامهی همایش ملی فیزیک و کاربردهای آن، صفحهی ۱۹۹۸، بهمن ۱۳۹٤

- 5. F. Chen and H. Peter; "Using coronal seismology to estimate the magnetic field strength in a realistic coronal model"; arXive:1508.00593v1 [astro-ph.SR](2015).
- 6. M. Sakagami, A. Ohashi, "Hawking radiation in the laboratory"; Prog. Theor. Phys. 107, 1267-1272 (2002).
- 7. C. Barceló, S. Liberati, M. Visser, Class. Quantum Gravity. 18, 1137-1156 (2001).









تورم با میدان اسکالر دارای چگالی انرژی واپاشی کننده به صورت نمایی

رضازاده، کاظم؛ کرمی، کیومرث

گروه فیزیک، دانشگاه کردستان، سنندج

چکیدہ

مدل تورمی را بررسی میکنیم که در آن چگالی انرژی میدان ا سکالر به صورت نمایی برحسب زمان واپا شی میکند. در چارچوب تورم سرد ا ستاندارد، پتانسیل به صورت پتانسیل خود برهمکنشی توان چهارم بهدست میآید که با نتایج مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ ناسازگار است. در چارچوب تورم گرم، با درنظر گرفتن پتانسیل به صورت توان چهارم، ضریب اتلاف به صورت متناسب با جذر پتانسیل بهدست میآید. در این چارچوب، مدل ما در هر سه رژیم اتلافی ضعیف، بینابینی و قوی به خوبی با نتایج پلانک ۲۰۱۵ سازگار است و نتیجهی آن میتواند در ناحیهی ۶۸٪ دادههای مشاهداتی قرار بگیرد.

مقدمه

نظریهی تورم برای برطرف کردن مشکلات مدل انفجار بزرگ داغ، از قبیل مشکل تختی، مشکل افق و مشکل تکقطبی مغناطیسی ارائه شد [۱]. در این نظریه فرض می شود که کیهان قبل از دورهی تابش غالب دچار یک انبساط شتابدار سریع شده است. نظریهی تورم همچنین می تواند توجیه قابل قبولی برای ناهمسانگردیهای مشاهده شده در تابش ریزموج کیهانی (CMB) و ساختارهای بزرگ مقیاس (LSS) ارائه کند. دادههای مشاهداتی مهمی به وسیلهی ماهوارهی پلانک [۲] از کاوش ناهمسانگردیهای دمایی و قطبش CMB به دست آمده است که می تواند برای بررسی سازگاری مدلهای تورمی و همچنین قید گذاشتن بر روی آنها مورد استفاده قرار گیرد.

مدل تورم سرد استاندارد (CI) برپایهی یک تک میدان اسکالری در چارچوب گرانش اینشتین بنا شده است که اینفلیتون نامیده می شود. در مدل استاندارد تورم، فرض می شود که میدان اسکالر با میدانهای دیگر برهم کنش ندارد. اما یک دسته دیگر از مدلهای تورمی وجود دارند که در آنها فرض می شود میدان ا سکالر در طول تورم با میدان تابش برهم کنش دا شته با شد و این د سته از مدلها به عنوان مدلهای تورم گرم (WI) شناخته می شوند [۳].

در این مقاله فرض میکنیم که در طول تورم، چگالی انرژی میدان اسکالر بهطور نمایی برحسب زمان واپاشی کند و مدل خود را در چارچوب تورم سرد استاندارد و چارچوب تورم گرم در سه رژیم اتلافی ضعیف (WDWI)، بینابینی (IDWI) و قوی (SDWI) بررسی میکنیم. در چارچوب تورم سرد استاندارد این واپاشی فقط از انبساط کیهان ناشی می شود اما در چارچوب تورم گرم، واپاشی از دو عامل انبساط کیهان و مبادلهی انرژی با میدان تابش نتیجه می شود. در هر دو چارچوب، نتیجهی مدل خود را با نتایج مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ [۲] مقایسه میکنیم و اعتبار آن را از دیدگاه مشاهداتی ارزیابی میکنیم.

تورم سرد استاندارد با میدان اسکالر دارای چگالی انرژی واپاشی کننده به صورت نمایی

در سراسر این مقاله یک تک میدان اسکالر کانونی را در چارچوب گرانش اینشتین درنظر می گیریم. در متریک FRW تخت، تحول کیهان با معادلهی فریدمان ${}^2_P = \rho_{\phi} / 3M_{\rho}^2$ تعیین می شود که $H = \dot{a} / a$ پارامتر هابل و a ضریب مقیاس کیهان است. توجه شود که نقطه نقطه معادلهی فریدمان ${}^2_{\rho} / 3M_{\rho}^2$ میدان است. توجه شود که نقطه نشاندهندهی مشتق نسبت به زمان t است. به علاوه، 2_P جرم کاهشیافته یپلانک است و ${}^{\phi}_{\phi}$ چگالی انرژی میدان اسکالر ϕ است. چگالی









$$V = \frac{1}{4} \left(3M_{p}^{2} \kappa^{2} N^{2} + 2\sqrt{3}M_{p} \kappa C_{1} N + C_{1}^{2} \right) \qquad (1)$$

در این معادله C_1 ثابت انتگرالگیری است و برای تعیین کردن آن از این نکته استفاده میکنیم که پارامتر غلتش آهستهی هابلی اول C_1 معادله C_1 ثابت انتگرالگیری است و برای هستند و هم $\mathcal{E} = -\dot{H} / H^2$ در پایان تورم برابر یک می شود. بنابراین، خواهیم داشت $\mathcal{E}_1 = \sqrt{3}M_p \kappa$. روابطی که تاکنون به دست آمده اند، کلی هستند و هم برای تورم برای تورم گرم برقرار هستند. برای تورم سرد استاندارد و هم برای تورم گرم برقرار هستند.

در ادامه، به بررسی مدل خود در چارچوب تورم سرد استاندارد می پردازیم. در این چارچوب، معادله ی حاکم بر تحول میدان اسکالر در تقریب غلتش آهسته به صورت $0 = \sqrt{4} + V_{,\phi} = 0$ می باشد که در آن $\phi b / d\phi = 0$. با استفاده از این معادله تحول میدان اسکالر برحسب تعداد ایتایی به صورت $\phi = -2M_P\sqrt{2(N+1)}$ می باشد که در آن $\phi b / d\phi = -V_{,\phi}$. با استفاده از این معادله تحول میدان اسکالر برحسب تعداد ایتایی به صورت $\phi = -2M_P\sqrt{2(N+1)}$ می باشد که در آن $\phi b / d\phi = -V_{,\phi}$. با استفاده از این معادله تحول میدان اسکالر برحسب تعداد ایتایی به صورت $\phi = -2M_P\sqrt{2(N+1)}$ می باشد که می توانیم ثابت انتگرال گیری ϕ را بدون از دست دادن عمومیت مسئله برابر صفر درنظر بگیری ما ترکیب کردن این معادله با معادله یا معادله یا تورمی در چارچوب تورم سرد استاندارد به صورت پتانسیل خود برهم کنشی توان چهارم 4/ ϕ

طیف توان اختلالات اسکالری در تورم سرد استاندارد به صورت زیر است

$$\mathbf{P}_{s} = \frac{V}{24\pi^{2}M_{P}^{2}\varepsilon_{v}} \tag{(1)}$$

که $\sum_{k=1}^{2} \frac{M_p^2}{2} \left(\frac{V_{,\phi}}{V} \right)^2$ که $\mathcal{E}_V \equiv \frac{M_p^2}{2} \left(\frac{V_{,\phi}}{V} \right)^2$ که $\mathcal{E}_V = \frac{M_p^2}{2} \left(\frac{V_{,\phi}}{V} \right)^2$

$$\mathbf{P}_{t} = \frac{2V}{3\pi^{2}M_{P}^{4}} \tag{(7)}$$

با استفاده از معادلهی (۱) در معادلهی (۲)، بهدست می آوریم ${}^2_P{}_p{}^2$ $32\pi^2 M_p^2{}_p{}^2$. شاخص طیفی اسکالری به صورت $P_s = \kappa^2 \left(N+1\right)^3 / 32\pi^2 M_p^2{}_p{}^2$. شادسکالری به می شوند $n_s -1 \equiv d \ln P_s / d \ln k$ می شود که k عدد موج همراه است. کمیتهای مشاهداتی تورمی در زمان خروج از افق محا سبه می شوند که این زمان با رابطهی $n_s -1 \equiv d \ln P_s / d \ln k$ برای زمان خروج که این زمان با رابطهی $n_s = -d \ln P_s$ مشخص می شود. می توان نشان داد که در تقریب غلتش آهسته، رابطهی $d \ln k = -dN$ برای زمان خروج از افق محا سبه می شوند که این زمان با رابطهی $n_s = a_s H_s$ مشخص می شود. می توان نشان داد که در تقریب غلتش آهسته، رابطهی $n_s = a_s H_s$ مشخص می شود. می توان نشان داد که در تقریب غلتش آهسته، رابطهی $n_s = -d \ln P_s$ ما المار به اسکالر به صورت $n_s = -d \ln P_s / d \ln k$ برای زمان خروج از افق برقرار است. بنابراین، شاخص طیفی اسکالری به صورت $(N+1)/(N+1) = n_s$ به دست می آید. به علاوه، نسبت تانسور به اسکالر به صورت $n_s = (N-2)/(N+1) = n_s$ به دست می آید. به علاوه، نسبت تانسور به اسکالر به صورت $n_s = (N-2)/(N+1) = n_s$ به دست می آید. به علاوه، نسبت تانسور به اسکالر به صورت $n_s = (N-2)/(N+1) = n_s$ به دست می آید. به علاوه، نسبت تانسور به اسکالر به صورت $n_s = (N-2)/(N+1) = n_s$ به دست می آید. به علاوه، نسبت تانسور به اسکالر به صورت $n_s = (N-2)/(N+1) = n_s$ به دست می آید. به علاوه، نسبت تانسور به اسکالر به صورت $n_s = (N-2)/(N+1) = n_s$ به می شوند که عدد ایتایی مورب از است. بابراین شاخص طیفی استهاده از روابط به دست آمده، نمودار $n_s = n_s$ برای مدل در چارچوب تورم سرد استاندارد با خط











آبی در شکل ۱ نشان داده شده است. همان طور که در شکل میبینیم، نتیجهی مدل در چارچوب تورم سرد استاندارد با دادههای مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ [۲] سازگار نیست.

تورم گرم با میدان اسکالر دارای چگالی انرژی واپاشی کننده به صورت نمایی

با فرض اینکه چگالی میدان اسکالر به صورت نمایی واپاشی کند، رابطه ی بین پتانسیل و تعداد ایتایی در تورم گرم مثل تورم سرد، به صورت معادله ی (۱) به سته ی میدان اسکالر و استفاده از تقریب غلتش آهسته ی $V \approx \rho_{\phi} \sim V = \kappa V$ معادله ی (۱) به دست می آید. با جایگذاری معادله ی (۱) در معادله ی پایستگی انرژی میدان اسکالر و استفاده از تقریب غلتش آهسته ی $Y \approx \sqrt{\rho} \propto V \approx \rho_{\phi}$ به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi}^2 - 3H$ به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi}^2 - 3H$ با در نظر گرفتن پتانسیل تورمی به صورت توان چهارم $4 / 4 = \lambda \phi = (\delta / V)$ و با استفاده از معادله ی (۱) به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi}^2 - 3H$ به صورت توان خوان $V(\phi) = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi}^2 - 3H$ به صورت توان خوان $Y = \kappa V / \dot{\phi} = \lambda \phi = \lambda \phi$ و با استفاده از معادله ی (۱) به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi} = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت توان خوان $Y = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ و با استفاده از معادله ی (۱) به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi} = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت توان خوان $Y = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ و با استفاده از معادله ی (۱) به دست می آوریم $Y = \kappa V / \dot{\phi} = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت توان خوان $Y = \lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi = \lambda \phi$ به صورت $\lambda \phi = \lambda \phi$ به صو

n طیف توان اختلالات اسکالری برای تورم گرم اتلاف ضعیف با رابطه ی $\left(\frac{H}{H}\right)^2 \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{H}{2\pi}\right)^{-1}$








۲۲ و ۲۴ اردىيەشت ۱۳۹۵

شکل ۱: نمودار $r-n_{s}$ برای مدل میدان اسکالر با چگالی انرژی واپاشی کننده به صورت نمایی در چارچوب تورم سرد استاندارد (CI) و تورم گرم با رژیم های اتلافی ضعیف (WDWI)، بینابینی (IDWI) و قوی (SDWI) در مقایسه با داده های مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ [۲].

نتيجه گيرې

ما به مطالعهی یک مدل تورمی پرداختیم که در آن چگالی انرژی میدان اسکالر در طول تورم به صورت نمایی برحسب زمان واپاشی میکند. در چارچوب تورم سرد استاندارد، پتانسیل مدل به صورت پتانسیل خود برهمکنشی توان چهارم بهدست میآید که با نتایج مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ نا سازگار است. در چارچوب تورم گرم، پتانسیل را به صورت توان چهارم درنظر گرفتیم و ضریب اتلاف را به صورت متناسب با جذر پتانسیل بهدست آوردیم. در چارچوب تورم گرم، مدل ما در هر سه رژیم اتلافی ضعیف، بینابینی و قوی به خوبی با نتایج مشاهداتی پلانک ۲۰۱۵ سازگار است و نتیجهی آن می تواند در ناحیهی ۶۸٪ دادههای مشاهداتی قرار بگیرد.

مرجعها

- [1] A.H. Guth, Phys. Rev. D 23, 347 (1981).
- [2] P.A.R. Ade, et al., arXiv:1502.02114.
- [3] A. Berera, L.Z. Fang, Phys. Rev. Lett. 74, 1912 (1995).
- [4] S. Bartrum, et al., Phys. Lett. B 732, 116 (2014).
- [5] M. Bastero-Gil, A. Berera, IJMPA 24, 2207 (2009).







تکه تکه شدن ابرهای مولکولی رشته ای مغناطیده

کو کبی، خداداد ^۱ جلالی،میلاد ^۲رستگارزاده،گوهر ^۲ ^۱ دانشگاه دامغان ۲ دانشگاه سمنان

چکیدہ

هدف از انجام این کار بررسی نحوه ی شکل گیری سیستم های چندتایی در ابرهای مولکولی رشته ای می باشد.ما به بررسی نحوه ی تکه تکه شدن ابرهای مولکولی رشته ای مغناطیده می پردازیم.در مقایسه با کارهای انجام شده ی قبلی مهمترین ویژگی این کار بررسی دینامیک ابرهای مولکولی رشته ای مغناطیده در مراحل اولیه تحول می باشدکه ما تاثیر شرایط اولیه ی متفاوت را در پارامترهای فیزیکی ابر و نحوه ی تکه تکه شدن آن بررسی میکنیم.

مقدمه

یکی از مهمترین مکانهای شکل گیری ستارگان ابرهای مولکولی میباشند که ابرهای مولکولی مشاهده شده یکی از مکان های شکل گیری سیستم های دوتایی و چندتایی ستارگان می باشند.بنابراین بررسی تحول و نحوه ی تکه تکه شدن ابرهای مولکولی رشته ای به ما کمک میکند تا به درک بهتری در مورد شکل گیری این سیستم ها برسیم.در کارهای گذشته (Matsumoto et al 1994) به بررسی نقش فرآیندهای مختلف فیزیکی مانند خود گرانشی و حرارتی و تاثیر میدان های مغناطیسی در تکه تکه شدن ابرهای مولکولی پرداخته اند.برای ساده سازی حل مساله یک تابع فرضی برای میدان مغناطیسی و چگالی در نظر گرفتند و به حل مساله پرداختند.در این کار ما با توجه به داده های رصدی در نواحی بیرونی ابر رشته ای مولکولی مغناطیسی به بررسی تکه تکه شدن ابر میپردازیم و تاثیر پارامترهای مختلف را در نحوه ی تکه تکه شدن ابر بررسی میکنیم.

معادلات اساسى

در این بخش با توجه به تقارن مساله ابر را به عنوان یک استوانه بلند که محور تقارن آن z می باشد همچنین میدان مغناطیسی را به صورت γ=1 (khesali et al2014) B=B_φφ[^]+Bz k) که مولفه های آن به r و z و t بستگی دارند و از معادله ی پلی تروپ استفاده کرده که در حالت γ=1 سیستم هم دما را نتیجه میدهد.با توجه به این موضوع معادلات اساسی به شرح زیر می باشند:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} . \left(\rho \boldsymbol{V} \right) = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}.\ \mathbf{\nabla})\mathbf{V} = -\mathbf{\nabla}\mathbf{\Psi} - \frac{\mathbf{\nabla}P}{\rho} + \frac{1}{\rho}\frac{\mathbf{J}\times\mathbf{B}}{c}$$

 $\nabla^2 \Psi = 4\pi G \rho$

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







 $\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B})$

که درآن p و V=V_zk⁺+V_rr^p و E و E و Z و B چگالی گاز و سرعت(شامل سرعت شعاعی و سرعت محوری) و پتانسیل گرانشی و فشار و میدان مغناطیسی معرفی می شوند.با در نظر گرفتن مولفه های در را ستای r و z سرعت و حل مساله در یک شعاع ثابت تغییرات پارامترهای فیزیکی سیستم را در راستای محور استوانه بدست می آوریم.برای این کار ابتدا مساله را بی بعد کرده و سپس با استفاده از راه حل خود مشابهی به حل معادلات اساسی می پردازیم.

راه حل خود مشابهی

با در نظر گرفتن یک شعاع ثابت معادلات به شکل زیر فقط وابسته به راستای محورابر رشته ای بدست می آیند:

 $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0$ $\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(B_{\varphi} v_z) = 0$ $\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{4\pi} B_{\varphi} \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial Z}$ $\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial Z}\right) = 4\pi G\rho$

برای ساده سازی مساله کمیات را بی بعد کرده و متغیرهای بدون بعد که توابعی از (*z,t*) هستند را با توابعی از (*η,t)* برای متغیر خودمشابه *η=r/tⁿ* جایگزین میکنیم. F(z,t)=F(η)t^{el} همچنین با استفاده از روش خودمشابهی و روش رانگ کوتا مرتبه ی چهارم به حل معادلات اساسی می پردازیم.

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 میگیریم و تغییرات کمیتهای مختلف را بررسی میکنیم.چگالی ابر مولکولی رشته ای پایین می باشد که به نظر میرسد به صورت چگالی محیط میان ستاره ای باشد. به همین دلیل چگالی عددی نوعی ۱۰۰۰ ذره بر سانتی متر مکعب را انتخاب میکنیم(Hanawa1996) انتظار داریم که مقدار چگالی در یک شعاع ثابت در راستای محور z تغییر کند.(Nakamura et al 1995,Jason 2000) انتظار داریم که مقدار چگالی در امتداد محور تغییر میکند همان طور که در نمودار ۱ ملاحظه میکنیم با افزایش فاصله از مرکز ابر یعنی 0=zدر نقاط بالاتر مقدار چگالی کاهش می یابد که نشان دهنده ی فروریزش شعاعی بیشتر می باشد.همچنین نمودار ۲ نشان میدهد که مقدار سرعت نیز در شعاع ثابت در نقاط بالاتر







محور افزایش می یابد که این مطلب نیز تایید کننده ی فروریزش بیشتر در نقاط بالاتر محور می باشد تاثیر µ های مختلف در پارامترهای سیستم نیز نشان داده شده است که نشان می دهد که ابرهای رشته ای در حالت هم دما در مراحل اولیه ی تحول بیشتر تمایل به تکه تکه شدن در راستای محور خود دارد.







شکل۲





نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



نتيجه گيرى

مراجع

در این مقاله تکه تکه شدن ابر مولکولی رشته ای در حضور میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفته است.در مطالعات قبلی و داده های رصدی تکه تکه شدن ابر در راستای محور آن تایید شده است که کار ما نیز تایید کننده ی همین نتایج می باشد یعنی ما نشان دادیم که یک ابر رشته ای در راستای محور خود در یک شعاع ثابت مقدار چگالی آن و سرعت فروریزش آن در تمامی نقاط یکسان نیست که این مطلب می تواند باعث تکه تکه شدن ابر مولکولی مورد نظر گردد.

1. Nakamura F, Hanawa T, 1995, APJ, 444:770-786

- 2. Jason D,Pudritz A,2000,Mon.Not.Astron.Soc.311,105-119
- 3. Hanawa T,Nakamura F,Matsumoto T,1994,Publ.Astron.soc.Japan46,243-255
- 4. A.R Khesali, K.Kokabi, K.Faghei, M.Nejad-Asghar, 2014, RAA, 14, 66











Exponential inflation with non-canonical scalar field and observational data

A. Mohammadi, N. Nazavari, and Kh. Saaidi Department of Physics, Faculty of Science, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran.

(Dated: April 16, 2016)

An Exponential scale factor is picked out to study the inflation in the early universe driven by a non-canonical scalar field. Estimating the perturbation parameters such as $r - n_s$ and $d \ln(n_s)/d \ln k - n_s$ diagrams, and comparing them with the latest observational data, point out that the model predictions stand in 68% CL regime.

I. INTRODUCTION

One of the best candidate explaining the very early times of the universe is inflationary scenario that has been supported strongly by huge number of observational data. The scenario successfully solves three main problems of the Hot Big-Bang theory, and also suggests quantum perturbations dividing as scalar, vector and tensor perturbations.

Scalar field plays the most important role in inflationary scenarios known as inflaton. Up to now, many inflationary scenarios have been introduced in which the quintessence inflation, where there is a canonical scalar field with self-interacting potential in Einstein gravity, is the most simple one. However, the non-canonical scalar field received a huge attention from cosmologists specially for considering the inflationary scenario [1–3]. DBI scalar field, resulted from string theory and come from Dirac-Born-Infeld action, is a kind of non-canonical scalar field that we concentrate on as inflaton. Inflation driven by DBI scalar field has been investigated, where an specific form of the potential was picked out. For instance, in [4], the authors seeks to establish a relation for the observational parameter, where they found out that the case comes to some difficulty in matching with Planck data. The inflationary model of DBI for different classes of the potential is presented in [5]. Besides, the case of powerlaw inflation for DBI scalar field is performed in [6, 7].

There are some ways studying inflation. Proposing scale factor is a way we are going to follow. In this regards, an exponential scalar field as $a(t) = \exp(At^{\alpha})$, A > 0 and $0 < \alpha < 1$, known as "Intermediate inflation" proposed first by [8]. This can be attained from a potential asymptotically looks like negative power but not exactly. 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 $\alpha = 2/3$ [8–11]. 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 [12, 13].

The main purpose of the presented work, that will be pursued in the following context, is to investigate inflation with DBI scalar field as inflaton and taking the mentioned exponential function as scale factor.

II. DBI INFLATION AND OBSERVATIONAL DATA

Firstly, we review the main dynamical equations in DBI scalar field in Einstein gravity (refer to [7, 14] for more detail about the model). Consider the following action for DBI scalar field

$$S = -\int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{f(\phi)} \left(\sqrt{1 - 2f(\phi)X} - 1 \right) - V(\phi) \right\}$$
(1)

where g is determinant of background metric, assumed to be spatially flat FLRW metric, $f(\phi)$ is the brane tension, $V(\phi)$ is an arbitrary potential, and the kinetic term of the scalar field is indicated by $X = -(1/2)g^{\mu\nu}\nabla_{\mu}\phi\nabla_{\nu}\phi$. The Firedmann equations of the model are read as

$$H^{2} = \frac{1}{3M_{p}^{2}} \rho_{\phi}, \qquad \dot{H} = \frac{-1}{2M_{P}^{2}} (\rho_{\phi} + p_{\phi}) \qquad (2)$$

As it was mentioned, one way to study inflation is introducing a scale factor. Intermediate inflation is the most interesting one that belongs to this class. In this case, the scale factor is given by $a(t) = a_0 \exp(At^{\alpha})$, where $0 < \alpha < 1$, describing an accelerated expansion between power-law and de-Sitter expansion. Consequently, the Hubble parameter and its time derivative is obtained

$$H = A\alpha t^{\alpha - 1}, \qquad \dot{H} = -A\alpha(1 - \alpha)t^{\alpha - 2}.$$
(3)

Substituting the resulted relation for \dot{H} in the Friedmann equation, comes to following expression

$$\dot{\phi}^2 = \frac{D^2(t)f(\phi)}{2} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{4}{D^2(t)f^2(\phi)}} \right], \quad (4)$$

where the parameter D(t) is defined as

$$D(t) \equiv 2M_p^2 A\alpha (1-\alpha) t^{\alpha-2}.$$
 (5)

Then, the scalar field potential could be extracted from the Friedmann equations (3) as

$$V(\phi) = 3M_p^2 H^2 - \frac{(\gamma - 1)}{f(\phi)}.$$
 (6)

Note that, from Eq.(4), one could derive the scalar field in term of time. Therefore, the potential could be expressed





7

in term of scalar field which is more desirable since we are more interested to consider the potential behavior versus scalar field.

The slow-rolling parameters for the model are introduced by [5, 6]

$$\varepsilon_H = -\frac{d\ln(H)}{dN}; \quad \eta_H = -\frac{d\ln(\varepsilon)}{dN}; \quad \sigma_H = -\frac{d\ln(c_s)}{dN}.$$
(7)

where $c_s = \gamma^{-1}$ is the sound speed. Consequently, the scalar and tensor spectra indices is derived in terms of slow-roll parameters as

$$n_s - 1 = \frac{d \ln(\mathcal{P}_s)}{d \ln(k)} = -2\varepsilon_H + \eta_H + \sigma_H,$$

$$n_t = \frac{d \ln(\mathcal{P}_t)}{d \ln(k)} = -2\varepsilon_H.$$
(8)

The other important perturbation parameter is tensorto-scalar ratio, which is applied to indirectly measure the tensor perturbation, shown as $r = \mathcal{P}_t/\mathcal{P}_s = 16c_s\varepsilon$.

The inflationary era is a period of the universe evolution that it stands is a positive accelerated expansion, that is, the slow-roll parameter ε , expressed by $\varepsilon_H = (1 - \alpha)/\alpha \tilde{A} T^{\alpha}$, (where $T = M_p t$ is a dimensionless parameter of time, and \tilde{A} is redefined dimensionless constant, $\tilde{A} = M^{-\alpha}A$) should be smaller than unity. To have an accelerated expansion phase the condition $T^{\alpha} > (1 - \alpha)/\alpha \tilde{A}$ should be satisfied, namely $\varepsilon_H < 1$. It is supposed that inflation occurs at earliest possible time, nearly at $T_i^{\alpha} = (1 - \alpha)/\alpha \tilde{A}$.

From Planck data, the amplitude of scalar perturbation is about $\ln(10^{10}\mathcal{P}_s^2) = 3.094 \pm 0.034$ (Planck TT,TE,EE+lowP), and the scalar spectra index, which is equal to one for a scale invariant spectrum, is measured about $n_s = 0.9645 \pm 0.0049$ (68% CL, Planck TT,TE,EE+lowP) [15]. In contrast with scalar perturbation, Planck does not give an exact value for tensor-toscalar ratio r; it just specifies an upper bound for this parameter as r < 0.10 (95% CL, Planck TT,TE,EE+lowP) [15].

To check whether the model could be account as an acceptable model explaining the mechanism of inflation, the perturbation parameters of the model should be compared with the data. However, as we check the parameters it could be understood that we need to know the scalar field as a function of time. The equation for a general inverse power-law function of $f(\phi)$ (namely $f(\phi) = \lambda \phi^{-n}$ where the constant λ has dimension M^{4-n}) is rewritten as

$$\dot{\Phi}_{,T}^2(T) = \frac{\tilde{D}^2(T)\tilde{\lambda}}{2\Phi^n(T)} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{\Phi^{2n}(T)}{\tilde{D}^2(T)\tilde{\lambda}^2}} \right]$$
(9)

where Φ is the dimensionless scalar field, $\Phi \equiv \phi/M_p$, $\tilde{\lambda}$ is the dimensionless definition of λ , $\tilde{D}(T)$ is defined by $\tilde{D}(T) = 2\tilde{A}\alpha(1-\alpha)T^{\alpha-2}$, and ",T" is d/dT. It is necessary to solve the above differential equation for $\phi(t)$ in order to compute the parameter as well as considering the potential behavior during the inflationary era. Unfortunately, getting analytical solution **is beset by** some difficulties and we are left with the numerical approach. In two following subsections, the model is considered for two cases, and the final result will be compared with latest observational data.

First Case: The first thing we should deal with is the behavior of the scalar field in terms of time, namely solving the differential Eq.(4). It might be right to say that the most important result of Planck data is $r - n_{\bullet}$ diagram. It is an appropriate way to categorize the inflationary models based on their prediction about rand n_s , in which the more reliable models are those that have the best prediction for the diagram. Thus, we are going to concentrate on this diagram for the model. The final result is illustrated in Fig.1, which stands in 95% CL area of Planck data. Then, it could be concluded that the case could still be considered as a valid candidate for explaining the inflationary scenario. The running scalar spectra index is the next step to test the model. The model prediction about the parameter is presented in Fig.1, which displays that the result stay in 95% CL, however the point related to N = 60 stays in the boundary era between 68% CL and 95% CL regions.

In Table.I, one can see the model prediction for perturbation parameters by other choice of free parameters. It is realized that the parameters stand in almost suitable range and it could be concluded that the model has the ability to stand as a suitable case for portraying inflation.

α	\mathcal{A}	ζ	N	n_s	r	\mathcal{P}_s
0.64	7.99	6.85	70	0.9647	0.094	3.27×10^{-9}
0.64	7.99	6.68	65	0.9692	0.109	2.30×10^{-9}
0.42	9.00	1.30	60	0.9686	0.104	1.20×10^{-8}

TABLE I: The model prediction about the perturbation parameters n_s , r, \mathcal{P}_s are prepared for different values of the free parameters of the model (the redefined parameters are $\mathcal{A} = \tilde{\mathcal{A}} \times 10^3$ and $\zeta = \tilde{\lambda} \times 10^{-12}$).

Second Case: By solving the differential equation (4) numerically for case, and computing the slow-roll parameters allows one to plot $r - n_s$ diagram, as in Fig.2. In a comparison with Planck data, it is realized that the points stay in 68% CL which is a more desirable result than the previous case, and expresses a great consistency with the Planck data. However, the result for running scalar spectra index, as illustrated in Fig.2, states that the point related to N = 60 stands in the 68% CL region, and the other point stays in the boundary between the 68% CL and 95% CL regions.

The model prediction for perturbation parameters is pre-













FIG. 1: a) The $r-n_s$ diagram; b) $\frac{dn_s}{dlnk}-n_s$: for free parameters: $\alpha = 0.67$, $\tilde{A} = 8.99 \times 10^{-3}$, $\tilde{\lambda} = 1.4 \times 10^{12}$. The middle and large points are respectively related to N = 60 and N = 63.

pared in Table.II, for different choice of free parameters. It exhibits that the parameters estimated by the model stand on almost suitable range with observational data, so that the parameters n_s and r are in good agreement with Planck data and the scalar perturbation amplitude is smaller by one order of magnitude.

α	\mathcal{A}	ζ	N	n_s	r	\mathcal{P}_s
0.72	5.89	1.23	70	0.9639	0.040	1.002×10^{-10}
0.76	6.89	1.26	65	0.9692	0.038	1.047×10^{-9}
0.75	4.20	6.00	60	0.9647	0.042	1.725×10^{-10}

TABLE II: The model prediction about the perturbation parameters n_s , r, \mathcal{P}_s are prepared for different values of the free parameters of the model(the redefined parameters are $\mathcal{A} = \tilde{A} \times 10^4$ and $\zeta = \tilde{\lambda} \times 10^{-13}$.

FIG. 2: a) The $r-n_s$ diagram; b) $\frac{dn_s}{dlnk} - n_s$: for free parameters: $\alpha = 0.76$, $\tilde{A} = 6.89 \times 10^{-4}$, $\tilde{\lambda} = 1.2 \times 10^{13}$. The middle and large points are respectively related to N = 60 and N = 65.

III. CONCLUSIONS

The main case of interest in this work was to consider the intermediate inflation by using DBI scalar field as inflaton. It was found out that the model is able to produce a perfect value for the scalar spectra index which stands in an interval presented by observational data. In addition, the parameter r provided by the model is consistent with the planck data. These result was gathered and illustrated in Fig.1 presenting the points in the light blue color area (95% CL). Thus, it could be figured out that the result given by the model are acceptable in comparison with the Planck data. On the other hand, the running scalar spectra index seems to be at the 95% CL region, however the point related to N = 60 still could stays in the 68% CL area. It came more interesting when the model estimated the amplitude of scalar perturbation in the same order of magnitude as Planck data; given by Table.I.

The same process was repeated in the second case. Solving the differential equation (4) revealed the scalar field behavior during the inflationary time period, indicating an scalar field larger than Planck mass. Plugging the









result in the potential equation (6), make it possible to easily plot it, expressing a potential smaller than Planck energy density which decreases by going forward in time. However, the result of $r - n_s$ diagram for this case was more desirable than the previous one, so that the acquired point stands in the dark blue area (68% CL), Fig.2, pointing out a great consistency with the Planck data. As a further discussion, the result of the model about the running scalar spectra index was depicted as well, describing a better situation than the previous case, in which they stand in 68% CL except for N=65 that is very close the mentioned area. At last, the amplitude of the scalar perturbation for the case was estimated and provided in Table.II, that are almost the same magnitude as the Planck data.

- C. Armenderiz-Picon, T. Damour, V. Mukhanov, Phys. Lett. B 458, 209 (1999).
- [2] A. Aghamohammadi, A. Mohammadi, T. Golanbari, and Kh. Saaidi, PRD 90, 084028 (2014).
- [3] Kh. Saaidi, A. Mohammadi, and T. Golanbari, AHEP, Article ID 926807 (2015).
- [4] S. Li, A. Liddle, JCAP **03**, 044 (2014).
- [5] D. Bessada, W. H. Kinney, and K. Tzirakis, JCAP 0909 031 (2009).
- [6] M. Spaliáski, Phys. Lett B 650 313 (2007).
- [7] M. Spaliáski, JCAP 0705, 017 (2007).
- [8] J. D. Barrow, Phys. Lett. B 235, 40 (1990).
- [9] A. Vallinotto, E. J. Copeland, E. W. Kolb, A. R. Liddle

- and D. A. Steer, Phys. Rev. D 69, 103519 (2004).
- [10] A. A. Starobinsky JETP Lett. 82, 169 (2005).
- [11] J. D. Barrow and P. Saich, Phys. Lett. B 249, 406 (1990).
- [12] J. D. Barrow, N. J. Nunes, Phys. Rev. D 76, 043501 (2007).
- [13] A. Mohammadi, Z. Ossoulian, T. Golanbari, K. Saaidi, ApSS 359, 7 (2015).
- [14] E. J. Copeland, S. Mizuno, and M. Shaeri, Phys.Rev.D 81, 123501 (2010).
- [15] Ade, P.A.R., et al. (Planck Collaboration): arXiv:1502.02114 (2015).







برررسی تورم میانی – لگاریتمی میدان های تاکوینی روی شامه نوائی نیک ، الهه ُ ؛ کمالی ، وحید ^۱گروه فیزیک ، دانشگاه بوعلی سینا ، همدان

چکیدہ

در این مقاله تورم میانی-لگاریتمی' را با استفاده از میدان های اسکالر تاکیونی' بر روی شامه" مورد بررسی قرار میدهیم . با استفاده از شرایط غلتش آرام معادلات حرکت برای میدان تاکیون را بدست آورده و با استفاده از پارامترهای اختلال نتایج بدست آمده را به مشاهدات ارتباط میدهیم . نتایج این مدل با مشاهدات همخوانی دارد. **مقدمه:**

مهمترین مدل شناخته شده برای سیر تکامل عالم ، مدل کیهان شناسی استاندارد مهبانگ^⁴ است که این مدل با محدودیت هایی مواجه است و توانایی توضیح آن ها را ندارد. این محدودیت ها نظیر مشکل تختی^۵، مشکل افق^⁵و مشکل تک قطبی^۷ است که برای حل این مشکلات مدلی به نام تورم[^] ارائه شد[1] که توانایی حل این محدودیت ها را دارد. تورم کیهانی مربوط به انبساط اولیه جهان با سرعتی بیش از سرعت نور میباشد. دوره تورمی از ³⁵⁻¹⁰ تا ³²⁻¹⁰ ثانیه پس از مهبانگ رخ داده است. یکی از نظریات در علم کیهان شناسی وجود ابعاد بالاتر از ۴ بعد میباشد و در این مدل ها فرض میشود که ما در یک کیهان ۵ بعدی قرار گرفته ایم و البته کیهان قابل مشاهده ما روی یک ابر سطح ۴ بعدی یا همان شامه قرار گرفته است. قبول کردن این فرض باعث ایجاد تصحیحاتی در معادله فریدمان می شود که لازم به ذکر است تصحیح وارد شده در کار ما بصورت خواهیم کرد:

 $ds^{2} = g_{\mu\vartheta}dx^{\mu} = -dt^{2} + a^{2}(t)\delta_{ij}dx^{i}dx^{j}$

که در متریک بالا a فاکتور مقیاس میباشد که برای هر مدلی از تورم بصورت متفاوتی تعریف میشود. بعنوان مثال: تورم قانون-توانی بصورت a(t) = t^q و تورم معمولی a(t) = exp(pt) و در تورم میانی – لگاریتمی برای t > 1 بصورت زیر تعریف میشود : [2]

$a(t) = \exp(A(\ln t)^{\lambda})$

در ادامه مقاله با استفاده از معادلات فریدمان ، معادلات پیوستگی و اعمال شروط غلتش آرام ، معادله حالت را برای مدل تاکیون مورد نظر مینویسیم و با استفاده از معادله حرکت بدست آمده پارامتر های غلتش آرام را برحسب میدان تاکیون مینویسیم.

- 1-Logamediate Inflation
- 2-Tachyon Scalar
- 3-Brain
- 4-Big Bang
- 5- Flatness Problem
- 6- Horizon Problem
- 7- Monopole Problem
- 8- Inflation









 $T^{\mu}_{\nu} = r_{\nu}$ مدل تاکیونی: مدل تورم تاکیونی در فضای FRW به کمک یک سیال توصیف میشود که تانسور انرژی تکانه آن به صورت است که p_{ϕ} فشار بر حسب میدان ϕ میباشد. ϕ میباشد و ho_{ϕ} پارامتر چگالی انرژی بر حسب میدان ϕ میباشد. ϕ میدان تاکیون $diag(ho_{\phi},p_{\phi},p_{\phi},p_{\phi})$ مورد نظر میباشد. فشار و چگالی انرژی به صورت زیر نوشته میشوند: [3]

$$\begin{split} \rho_{\phi} &= \frac{V(\phi)}{\sqrt{1-\dot{\phi}^2}} \end{split} \tag{1} \\ p_{\phi} &= -V(\phi)\sqrt{1-\dot{\phi}^2} \end{aligned} \tag{2}$$

V(φ) پتانسیل برحسب میدان φ میباشد. معادله فریدمان برای میدان تاکیون بر روی پوسته در یک فضای تخت FRW بصورت زیر تعریف میشود:

$$3H^{2} = \rho_{\varphi} \left(1 + \frac{\rho_{\varphi}}{2\tau} \right) , \quad \rho_{\varphi} \gg \tau \qquad (3)$$
$$3H^{2} = \frac{\rho_{\varphi}^{2}}{2\tau} \qquad (4)$$

و معادله پيوستگي:

$$\dot{\rho}_{\varphi} + 3H(\rho_{\varphi} + p_{\varphi}) = 0$$
 (5)
با استفاده از رابطه (1), (2), (5) خواهیم داشت:

$$\frac{\ddot{\varphi}}{1-\dot{\varphi}^2} + 3H\dot{\varphi} + \frac{\dot{V}}{V} = 0$$
(6)
(4):
(4):
(4):
(5) $\dot{\varphi}^2 \ll 1$
(6)
(6)
(6)
(6)
(6)
(7) $\dot{\varphi}^2 \ll 1$
(6)
(6)
(7) $\dot{\varphi}^2 \ll 1$
(7) $\dot{\varphi}^2 \ll 3H\dot{\varphi}$
(6) $\dot{\varphi}^2 \ll 1$
(7) $\dot{\varphi}^2 \ll 3H\dot{\varphi}$

$$\dot{\varphi} = \sqrt{-\frac{\dot{H}}{3H^2}}$$
(7)

در نتيجه خواهيم داشت:

$$\varphi(t) = \int \sqrt{\frac{1}{3A\lambda}} (\ln t)^{-\frac{\lambda}{2}} (\ln t - \lambda + 1)^{\frac{1}{2}} dt \quad (8)$$

$$3H^2 = \frac{V_{\varphi}^2}{2\tau}$$
(9)

پتانسیل تاکیون بدست می آید:

با توجه به اعمال $1\gg\ddot{\varphi}$ در رابطه (1) :

$$V(t) = \sqrt{6\tau} \frac{A\lambda}{t} (\ln t)^{\lambda - 1}$$
(10)









پارامتر های غلتش آرام را برای مدل تاکوینی بصورت زیر است:

$$\eta = \frac{1}{2H} \left[-\frac{V}{\dot{V}} + \frac{H}{H} + \frac{V}{V} \right]$$
(11)
$$\varepsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2}$$
(12)

...

این پارامتر ها برای مدل تاکیونی روی شامه بصورت زیر محاسبه شده است: با استفاده از تقریب : [4] 1 ≫ 1_1

$$\eta = \frac{1}{A\lambda(\ln t)^{\lambda - 1}} \left[-1 + \frac{1}{\ln t} \right]$$
(13)
$$\varepsilon = \frac{1}{A\lambda(\ln t)^{\lambda - 1}}$$
(14)
$$N(\varphi) = \int_{t_1}^{t_2} Hdt$$
(15)

با توجه به روابط و نتایج بدست آمده میتوان پارامترهای اختلال را برای میدان تاکیون بدست آورد. طیف توان بصورت زیر تعریف میشود:

(17)

$$p_{\rm r} = \left(\frac{{\rm H}^2}{2\pi\dot{\phi}}\right)^2 \frac{1}{{\rm V}} = -\frac{3}{2\pi{\rm t}^2} \frac{({\rm lnt})^{2\lambda-2}}{[-1+(\lambda-1)({\rm lnt})^{-1}]} * (6\tau)^{\frac{-1}{2}}$$
(16)

و اندیس طیف توانی برای این مدل بصورت زیر خواهد بود:

$$n_{\rm s} = 1 + 2(\eta - \varepsilon)$$

پس طیف توان از اختلالات تانسوری میتواند بصورت زیر نوشته شود:

$$p_{g} = 8(\frac{H}{2\pi})^{2}(\frac{3}{\tau^{3}})^{\frac{1}{4}}H^{\frac{1}{2}}$$
(18)

نسبت طیف تانسوری اختلالات به طیف اسکالر به صورت زیر میباشد:

$$r = \frac{p_g}{p_r} = 8(1 - n_s)^{\frac{1}{2}} \exp(\frac{4}{\lambda A(1 - n_s)})^{\frac{1}{\lambda - 1}} * (\frac{3}{\tau^3})^{\frac{1}{4}}$$
(19)

در ادامه مدل خود ونتایج حاصل از محاسبات را با داده های رصدی ماهواره پلانک مقید میکنیم. با استفاده از نتایج بالا و با استفاده از روش های آماری می توان مقادیری برای ثابت های مدل (λ, A) بدست آورد که بیشترین همخوانی را با مشاهدات داشته باشد.











نتیجه گیری:

ما در این مقاله به بررسی تورم میانی-لگاریتمیِ میدان های تاکوینیِ رو شامه پرداختیم. با استفاده از معادله فریدمان و پیوستگی، معادله میدان و پتانسیل را برای مدل مورد نظر بدست آوردیم و در ادامه پارامترهای غلتش آرام را حساب کرده و در آخر با انجام محاسبات و تطبیق دادن نتایج بدست آمده با داده های رصدی پلانک حداکثر هماهنگی بین مدل پیشنهادی با مشاهدات ، قابل تایید می باشد.

[2] -J. D. Barrow, Class. Quantum Grav. 13, 2965 (1996).

[3] - A. Sen, Mod. Phys. Lett. A 17, 1797, (2002); M. Sami, P. Chingangbam and T. Qureshi, Phys. Rev. D 66, 043530, (2002).

[4]- M. R. Setare and V. Kamali, Phys. Rev D 87 (2013) 083524.





^{[1] -} A. Guth, Phys. Rev. D 23, 347, (1981); A. Albrecht and P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. 48, 1220, (1982); A complete description of inflationary scenarios can be found in the book by A.Linde, "Particle physics and inflationary cosmology," (Gordon and Breach, New York, 1990).





مطالعه رفتار تناوبی دوتایی گرفتیV776 Cas

حمید رضا نوری^{۲٫۱}، عباس عابدی^۱

اگروه فیزیک دانشکاره علوم و رصد خانه دکتر مجتهاری دانشگاه بیرجند. ۲ آموزش و پرورش خراسان جنوبی، مرکز پرورش استعدادهای درخشان شهید بهشتی

چکیدہ

با نور سنجی از دوتایی گرفتی Cas V776 در مرداد و شهریور ۱۳۹۳ و۱۳۹۴ در رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند پنج زمان کمینه گرفت جدید بدست آمد. و با استفاده از کمینه های بدست آمده در این تحقیق و کمینه های گزارش شده در مراجع، منحنی O-C کمینه های گرفت اولیه و ثانویه رسم شد و با استفاده از آن زیج خطی جدید سیستم تعیین شد و آهنگ تغییر دوره تناوب بواسطه انتقال جرم و آهنگ انتقال جرم در این سیستم برای اولین بار محاسبه شد. همچنین رفتار تناوبی با دوره ۸ سال در منحنی O-C مشاهده شد. احتمال وجود جسم سوم مورد بررسی قرار گرفت و نتایج وجود جسم سوم را تأیید نکرد اما احتمال اثر اپلیگیت به عنوان عامل رفتار تناوبی در دوره تناوب سیستم مورد تأیید قرار گرفت و نتایج وجود جسم سوم را تأیید نکرد اما احتمال اثر اپلیگیت به عنوان عامل رفتار تناوبی در دوره تناوب سیستم مورد تأیید قرار گرفت و نتایج وجود جسم سوم

مقدمه

V776 Cas اولین بار توسط ماهواره هیپارکوس در ۱۹۹۱کشف شد[۱]. این سیستم در رده طیفی F0 قرار داشته و تغییرات قدر آن در صافی ۷ از ۳۸/۹۴ تا ۹/۰۹۵ می باشد. این سیستم یک WUMa نوع A می باشد و دوره تناوب مداری آن ۴۴/۰ روز می باشد. منحنی نوری آن اولین بار توسط گومز-فورلاند بر پایه مشاهدات زمینی در سال ۱۹۹۷ بدست آمد[۲]. همچنین در سال ۲۰۰۲ توسط الماش و با استفاده از فوتومتر[۳] در سال ۳۰۰۲ توسط کومز-فورلاند بر پایه مشاهدات زمینی در سال ۱۹۹۷ بدست آمد[۲]. همچنین در سال ۲۰۰۲ توسط الماش و با استفاده از فوتومتر[۳] در سال ۲۰۰۳ توسط گومز-فورلاند بر پایه مشاهدات زمینی در سال ۲۰۹۷ بدست آمد[۲]. همچنین در سال ۲۰۰۲ توسط الماش و با استفاده از فوتومتر[۳] در سال ۲۰۰۳ توسط الماش و با استفاده از فوتومتر[۳] در سال ۲۰۰۳ توسط گومز-فورلاند بر پایه مشاهدات زمینی در سال ۲۰۰۷ توسط زولا [۵] و د ر۲۰۱۴ توسط نگارنده این تحقیق[۶] با استفاده از کورسنجی و در سال ۲۰۰۳ توسط نگارنده این تحقیق[۶] با استفاده از در سال ۲۰۰۱ تورسنجی و تحلیل شده و پارامتر های سیستم بدست آمده است. روسینسکی و همکاران اولین طیف سنجی قابل اعتماد این سیستم را در سال ۲۰۰۱ انجام دادند[۷] تا کنون مطالعه ای بر روی دوره تناوب این سیستم صورت نگرفته است.

زمان های کمینه گرفت مشاهده شده و تحلیل منحنی O-C

دوتایی V776 Cas در مرداد و شهریور ۱۳۹۳ در صافی های U، V، G و R توسط تلسکوپ اشمیت-کاسگرین با قطر دهانه ۱۶ اینچ و با استفاده از CCD مدل ST-7 رصد خانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند نورسنجی شد. با تطبیق تابع لورنتسی بر کمینه های گرفت منحنی نوری با استفاده از روش کمترین مربعات توسط نرم افزار origin8 کمینه های گرفت تعیین شدند. همچنین در شهریور ۱۳۹٤ با نور سنجی از سیستم کمینه اولیه دیگری در فیلتر V تعیین شد که در جدول ۱ نتایج آن آورده شده است. با استفاده از زمان های گرفت اولیه و ثانویه گزارش شده در سایر مقالات [۸] و همچنین کمینه های گرفت اندازه گیری شده در این تحقیق و با استفاده از زیج خطی که توسط تنریویدی [۹] اعلام شده، منحنی مقالات [۸] و همچنین کمینه های گرفت اندازه گیری شده در این تحقیق و با استفاده از زیج خطی که توسط تنریویدی [۹] اعلام شده، منحنی موالات [۸] و میچنین کمینه های گرفت اندازه گیری شده در این تحقیق و با استفاده از زیج خطی که توسط تنریویدی [۹] اعلام شده، منحنی موالات [۸] و میچنین کمینه مای گرفت اندازه گیری شده در این تحقیق و با استفاده از زیج خطی که توسط تنریویدی [۹] اعلام شده، منحنی دوش کمترین مربعات بهترین منحنی تابع درجه دو را بر منحنی O-O منطبق شده که ضرایب آن در جدول ۲ آمده است. با توجه به این ضرایب زیج خطی جدید این سیستم دوتایی به صورت زیر اعلام می گردد.

 $HJD MinI = \texttt{tfdgagf}/\texttt{ftggf}(\pm \cdot / \cdots \vee \texttt{d}) + \cdot / \texttt{ff} \cdot \texttt{fif}(\texttt{t}) \times E$









جدول۱ : زمان های کمینه گرفت اولیه و ثانویه دوتاییV776 Cas

صافى	MinI HJD + 7429192	MinI HJD+Y409194	MinΙ HJD + γγωνγων	MinII HJD + yfdfavf	MinII HJD + 4409aqy
U	•/ 3974•±•/••1VQ	•/ 47199±•/•••VQ	-	·/ 39774 ± ·/ · · 1 · V	·/ 440·1±·/···/٣
В	•/ 37770±•/••111	•/ *79V9±•/•••V4	-	/WAVY8±•/••119	•/ 401V4±•/••111
v	•/ ٣۶•••±•/••19۵	•/*1997*±•/•••99	·/ ٣٣•.٨4 ± •/•••4	·/ ٣٨٨٢٧±·/···٨·	•/ **vvx±•/···•9۵
R	·/ ٣۶·٢·±·/··١٧۴	·/ 47077A±·/···V0	-	•/ ٣٩١۵١±•/•••٩٩	·/ 44979±·/···A٣
UBVR	•/ 89149±•/••1VD	•/*Y99¥±•/•••V۵	·/٣٣·٨4±·/4٨	·/ WAQ94±·/770	·/**vv·±·/···۸٣



بر داده های C-C کمینه های گرفت

ضرايب	مقدار	خطا
C_{\circ}	•/••٣۵٣	•/••119
C_{γ}	4/4919v×19	4/4VX4V×1V
\overline{C}_{r}	$-\pi/1\cdot$	r/rvaa1×111

شکل ۱ : منحنی O-C زمان های کمینه گرفت اولیه و ثانویه. منحنی نقطه چین انطباق تابع درجه دو

و منحنی ممتد تغییرات C-C ناشی ازانتقال جرم و اثر اپلیگیت را نشان می دهد

با توجه به رابطه ۱ [۱۰] که رابطه بین آهنگ تغییرات دوره تناوب،
$$\dot{P}$$
، ضریب c_{γ} تابع درجه دو و دوره تناوب مبنا، P_{ref} ، را مشخص می کند
 $\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{\gamma C_{\gamma}}{P_{ref}}$ (۱)
مقدار \dot{P} برابر می شود با

$$\dot{P} = -1/1991 \times 10^{-9} \pm 1/100 \times 10^{-1} \frac{day}{year}$$









با توجه به روابط بالا، دوره تناوب سیستم در حال کاهش است. با توجه به این که سیستم از نوع فوق تماسی می باشد، می توان این آهنگ تغییر دوره را به اثر انتقال جرم بین دو مؤلفه نسبت داد. با فرض پایستاری جرم سیستم و استفاده از جرم هایی که برای مؤلفه های سیستم بدست آورده ایم[7] و با استفاده از رابطه ی ۲ [۱۰]، می توان آهنگ انتقال جرم بین دو مؤلفه اولیه و ثانویه را بدست آورد:

$$\frac{P}{P} = \frac{\Upsilon \dot{m}_{1}(m_{1} - m_{\gamma})}{m_{1}m_{\gamma}}$$
(Y)
$$\dot{m}_{1} = -\dot{m}_{\gamma} = -\Upsilon / 1 \Upsilon \times 1 \cdot^{-\vee} \pm \Upsilon / \Lambda \otimes \times 1 \cdot^{-\Lambda} \frac{M_{sum}}{year}$$

باقیمانده های تفاضل داده های O-C و مقادیر تابع درجه دو تطبیق شده بر آن، مطابق شکل ۲ تناوبی را نشان می دهد که با استفاده از نرم افزار priod 04 دوره تناوب آن حدود ۸ سال بدست آمد. برای بررسی علت این تناوب ابتدا به بررسی اثر نور- زمان و احتمال وجود جسم سوم پرداختیم ولی نتایج بدست آمده برای جرم جسم سوم، خیلی بیشتر از مقدار مورد انتظار بود. بنابراین نمی توان علت این تغییرات را به وجود جسم سوم پرداختیم ولی نتایج بدست آمده برای جرم جسم سوم، خیلی بیشتر از مقدار مورد انتظار بود. بنابراین نمی توان علت این تغییرات را به وجود جسم سوم پرداختیم ولی نتایج بدست آمده برای جرم جسم سوم، خیلی بیشتر از مقدار مورد انتظار بود. بنابراین نمی توان علت این تغییرات را به وجود جسم سوم سوم نسبت داد.



شکل۲ : سمت چپ منحنی داده های C-C بر حسب دوره همراه تابع درجه دو منطبق شده بر آن و سمت راست منحنی داده های باقیمانده های C-C بر حسب دوره همراه با تحلیل فوریه

بررسی اثر اپلیکیت در دوتایی V776 Cas

اثر اپلیگیت[11] سه خصو صیت مشاهده پذیر را پیش بینی می کند ۱- چرخه ی تغییرات تابندگی بلند مدت با تناوب مدولاسیون تغییرات تناوب مداری باید یکسان باشد. ۲-هر نوع آشکار ساز دیگر فعالیت های مغناطیسی(فعالیت لکه ها و....) باید تغییراتی برابر مدولاسیون تغییرات تناوب مداری را نشان دهند. ۳-تغییر در نور سیستم باید با رنگ سیستم هم فاز باشد، به عبارت دیگر ستاره به موازات درخشان تر شدن باید آبی تر به نظر آید.

در جدول ۳ مقادیر ΔV و (Δ – V) محاسبه شده توسط منحنی های نوری و جمع آوری شده از مراجع آمده است. شکل ۳ نشان می دهد که سیستم ضمن درخشان تر شدن، آبی تر نیز می شود. با توجه به شکل ۳ با تحلیل فوریه تغییرات قدر سیستم، دوره تناوب بدست آمده برای









تغییرات درخشندگی با دوره تناوب حاصل از منحنی O-C تقریباً برابر است. لذا احتمال می رود تغییرات دوره تناوب این سیستم به واسطه اثر ایلیگیت باشد.







چپ: تغييرات (B -V)

نتيجه گيرى

این سیستم روچ لوب خود را پر کرده و در حال تبادل جرم می باشد[٦] با تطبیق تابع درجه دو بر منحنی C-C نتیجه شد که مؤلفه اولیه در حال انتقال جرم به ثانویه می باشد. چون در منحنی باقیمانده C-C تناوبی با دوره حدود ۸ سال مشاهده شد با بررسی اثر اپلیگیت در مورد این سیستم احتمالاً عامل این تغییرات دوره ای را می توان به این اثر نسبت داد. در تحقیق کیو-دونگ [۴] وجود یک لکه سرد در مؤلفه اولیه گزارش شده است، چون عامل ایجاد اثر اپلیگیت فعالیت های مغناطیسی است پیش بینی می شود که در صورت جابجایی لکه، تناوبی برابر مدولاسیون تغییرات مداری در جابجایی لکه قابل مشاهده خواهد بود که در آینده می تواند مورد بررسی قرار گیرد.











مرجع ها

- 1. ESA, "The hipparcos and Tycho catalogs", SP-1200. (1997)
- 2. J. M. Gomez-Forrelland, E. Garcia-Melendo, IBVS 4702, (1999)
- 3. A. Elmash, et al. New Astron. 9, Vol.318 (2004) 425–434
- 4. O. Kyu-Dong, K. Chun-Hwey, J. Astron. Space Sci. 22(3), (2005) 223-232
- 5. S. Zola, et al. Acta Astron., 55, (2005) 123-140

```
۴. ح. ر. نوری، " نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی V776 Cas " نهمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک ایران
```

- 7. S.M. Rucinski W. Lu, S.W. Mochancki, AJ 122, (2001) 1974-1980
- 8. http://bav-astro.eu/LkDB/index_joomla.php
- 9. T. Tanrıverdi, E. Kutdemir, A. Elmaslı, et al., (18 authors), IBVS 5407, (2003)
- 10. R. W. Hilditch, "An Introduction to Close Binary Stars ", Cambridge University Press
- 11. J. H. Applegate, Astrophys. J. 385 (1992) 621
- 12. http://var2.astro.cz/brno/protokoly.php?filter=Cas&orderby=GJD%20desc&page=3







بررسی نوسانات سیال در شرایط تاج خورشید در حضور میدان مغناطیسی بدون نیرو

وثوق، زیبا ^۱؛د/د/شی، ندا ^۲؛نصیری، سعدالله ^۳

^۱موسسه آموزش عالی عبدالرحمن صوفی رازی، صندوق پستی ۷۹۳۶۸–٤٥۱۳۸۷ ، زنجان، ایران ^۲گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان صندوق پستی ۳۸۷۹۱–٤۵۳۷۱، زنجان، ایران ۳دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی صندوق پستی۱۳۱۱۳–۱۹۸۳۹، تهران، ایران

چکیدہ

میدان مغناطیسی در ظهور و شکلگیری پدیده های مختلف تاج خورشید نقش مهمی دارد. از این رو مطالعه میدان مغناطیسی در تاج حائز اهمیت می باشد. در این مقاله با استفاده از روش وردشی ریلی ریتز به مطالعه وجوه نوسانی p, g, t در شرایط تاج خورشید می پردازیم. یک لوله شار به صورت مکعب مستطیل فرض می شود. و با فرض اینکه پارامتر بتای پلاسما خیلی ناچیز است، تحت میدان مغناطیسی یکنواخت B قرار می گیرد. اختلالات را به مؤلفه های غیرچرخشی و سیملوله ای (چنبره ای و قطبی وار) تجزیه می کنیم و در نهایت معادلات MHD تبدیل به یک معادله ویژه مقداری می شوند که با حل آن دوره های تناوب و ویژه مقدارهای نوسانات ممکن به دست می آیند. به نظر می رسد نتایج بدست آمده برای دوره تناوب نوسانات وجوه P، با مشاهدات سازگار است.

مقدمه

لولههای شار مغناطیسی محل تجمع میدانهای مغناطیسی در تاج خورشید هستند. میدان مغناطیسی دراین لولههای شار گاهاً به چند کیلو گاوس نیز میرسد [۱]. حرکات همرفتی در زیر شید سپهر، تکههای کوچک میدان مغناطیسی را کنار هم جمع میکنند و نهایتاً منجر به شکل گیری این لولههای شار می شوند عمر این لولهها شامل سه مرحله است: مرحله شکل گیری که حدود ۳ تا ۵ دقیقه طول میکشد، مرحله پایداری و بعد از آن مرحله فروپاشی که هریک به ترتیب چند ده دقیقه طول میکشند. برخی از این لولههای شار که قویترند به لایههای بالاتر اتمسفر خورشید راه می ابند که لولهها و حلقههای تاج را می سازند. نوسانات کینک لولههای تاج اولین بار توسط ناکاریاکف و همکاران در سال ۱۹۹۹ با استفاده از دادههای تلسکوپ فضایی تریس کشف شد [۲]. در این مقاله نوسانات یک لوله شار مکعبی شکل، تحت شرایط تاج خورشید مورد مطالعه قرار گرفته است.

معادلات

معادلات خطی مغناطوهیدرودینامیک برای اختلالات اویلری شاره با مقادیر تعادلی چگالی، p، شتاب گرانشی، g، فشار، p و میدان مغناطیسی *B،* بدین شرح است:

$$\rho \frac{\partial^{\mathsf{v}} \vec{\xi}(\vec{r},t)}{\partial t^{\mathsf{v}}} = -F \vec{\xi}(\vec{r},t) \tag{1}$$









نوزدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران ۲۳ و ۲۴ اردیبهشت ۱۳۹۵ دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان



$$\mathbf{F}\,\vec{\xi} = \vec{\nabla}\delta P - \delta\rho\vec{g} - \frac{1}{\tilde{r}_{\pi}}(\vec{\nabla}\times\delta\vec{B})\times\vec{B} \tag{(1)}$$

$$\delta \rho = -\rho \, \vec{\nabla} . \, \vec{\xi} - \vec{\xi} . \, \vec{\nabla} \rho \tag{(7)}$$

$$\delta \mathbf{P} = -\gamma \mathbf{P} \, \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} - \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla} \mathbf{P} \tag{(f)}$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \left(\vec{\xi} \times \vec{B}\right), \vec{v} = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$
(4)

در این مقاله، تحلیل حسن و ثبوتی در مطالعه نوسانات سیال در تاج خورشید در حضور میدان مغناطیسی بدون نیرو و با اعمال شرایط مرزی بکار برده شده است [٤]. یک لوله شار بهصورت مکعب مستطیلی فرض میکنیم، که ابتدای آن در بالای رنگین سپهر و انتهای آن در تاج خورشید قرار گرفته است. شرایط مرزی را اعمال میکنیم:

$$n \cdot \vec{B} = \cdot \qquad (1 \cdot)$$

$$\vec{B}_{in} = \vec{B}_{\cdot} , P_{gas} = \cdot , P_{in} = \frac{\vec{B}_{in}^{*}}{\Lambda \pi} , \quad \vec{B}_{e} = \vec{B}_{out} = \cdot , P_{e} = P_{gas} = \cdot \qquad (1 \cdot)$$

$$\vec{f}_{out} = \vec{f}_{out} + \vec{f}$$

$$\vec{\zeta} = \vec{\zeta}_p + \vec{\zeta}_g + \vec{\zeta}_t \tag{11}$$

که در آن مؤلفههای مختلف را میتوان بر حسب توابع اسکالر X_t, X_g, X_p بیان کرد:.

$$\vec{\zeta}_p = -\vec{\nabla} x_p \quad , \quad \vec{\zeta}_g = \frac{1}{\rho} \quad \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times (\mathbf{r} \, \mathbf{x}_g) \quad , \quad \vec{\zeta}_t = \frac{1}{\rho} \quad \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times (\mathbf{r} \, \mathbf{x}_t) \quad (17)$$

که بهترتیب از چپ به راست مؤلفههای غیرچرخشی، چنبرهای و قطبیوار هستند. با توجه به شرایط مساله توابع پیشنهادی را وارد میکنیم. ویژه بردار معادله (۱) را به شکل $\{ec{\xi}_l: l=p,g,t\}$ در نظر میگیریم. مجموعهی کاملی از بردارهای پایه را در فضای هیلبرت بردارهای جابهجایی به







 $\ddot{\zeta}_{s}$ شکل $\{ec{\xi}_{s}; s = p, g, t\}$ فرض میکنیم که در معادلات حرکت صدق میکنند. با بسط $ec{\xi}_{gj}$ برحسب $ec{\xi}_{sj}$ برحسب $ec{\xi}_{sj}$ برحسب $ec{\xi}_{sj}$ جواهیم داشت:

$$\vec{\xi}_l = \sum_s \vec{\zeta}_s Z_{sl} \tag{12}$$

که در آن Z_{sl} ثابتهای تناسب هستند. با جایگذاری معادله (۱٤) در معادلات (۹)– (۷) و استفاده از روش وردشی برای کمینه کردن ویژه مقادیر به معادله ماتریسی زیر میرسیم:

$$WZ - SZE = \cdot$$
 (12)

که در آن E یک ماتریس قطری است که مؤلفههایش ویژهمقادیر هستند و Z ماتریس ضرایب است. عبارتهای توابع مؤلفههای W وS همان معادلات (۸) و(۹) هستند که در آن به جای تج، کُم قرار گرفته باشد. سپس برای بهدست آوردن ویژه بسامدها از شکل ماتریسی معادله (۷) که با اصل وردش به دست میآید استفاده کرده و روش ریلی-ریتز را به کار می بریم [۵].

نتايج



شکل ۲: تغییرات دوره تناوب برای وجه نوسانی p













- [1] Stenflo, J.O, 1973, Solar Physics, 32,41
- [Y] Nakariakov, V.M, Ofman, L., Deluca, E.E., Roberts, B., Davila, J.M., 1999, Science, 285,862
- [r] Nasiri, S., 1992, Astronomy and Astrophysics, 261, 615-624
- [٤] Hasan ,S.S., Sobouti Y., 1987, MNRAS, 228, 427
- [] Fathalian, N., Safari, H., Nasiri, S., 2010, Astronomy & Astrophysics, 403-408

