

چهارمین گردهمایی پژوهشی انجمن نجوم ایران

۱۳۷۸ بهمن ماه ۱۵ و ۱۴

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان



چکیده مقالات

On a V-telescope

Irkaev B.N., Popov G.M.***

*-Main Department of Geodesy and Mapping,
Center for Strategic Researches, Tajikistan

**-Crimean Observatory, Ukraine

Observation of the moons orbiting Jupiter by a little telescope changed the Earth place in Solar system and in our consciousness. We have gained a deeper appreciation of the Universe and our place in it by observing and analyzing the appearance of the night sky with telescopes.

Observations made with Mt.Wilson 50-inch telescope, showed that the Sun is on the outskirts of our own Milky Way. Measurements made with the world's first 100- and 200-inch telescopes showed that Milky Way is but one galaxy within an enormous expanding Universe.

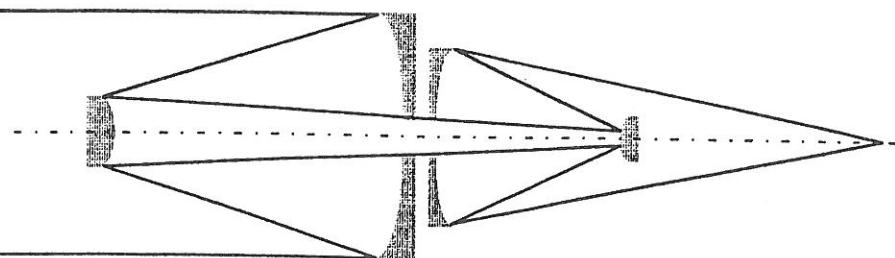
By 4-meter telescopes of Kitt Peak and Cerro Tololo, Chile, Vera Rubin showed that even the visible matter of galaxies was merely the tip of an iceberg. Vast quantities of dark matter seem to dominate the dynamics of all galaxies and probably the Universe itself. Today's observer can make his observations by Keck 10-m telescopes and the new generation of 8-m telescopes.

Ground-based capability for observing and studying the Universe at visible and infrared bands has total collecting area of over 1000m^2 . For comparison the Galileo's telescope had a collecting area of about $1/2000 \text{ m}^2$.

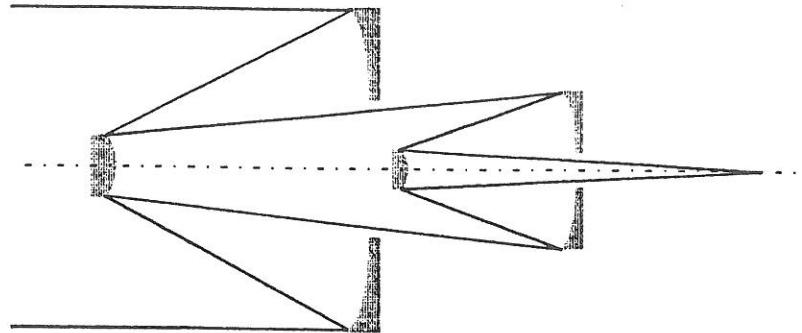
First telescopes were lens telescopes named refractors. However, this scheme has an upper limit on the lens diameter due to glass deformations under its own weight. Next generation of telescopes was mirror telescopes named reflectors. Diameters of mirrors of the reflectors are not limited due to the weight, but it can't build a large field of view.

New technologies in building large telescopes allow us a tremendous growth in the collecting area with decreasing the weight of mirrors, supports and protective buildings. New technologies in light detection allow us to fabrication the CCD with certain size of pixels.

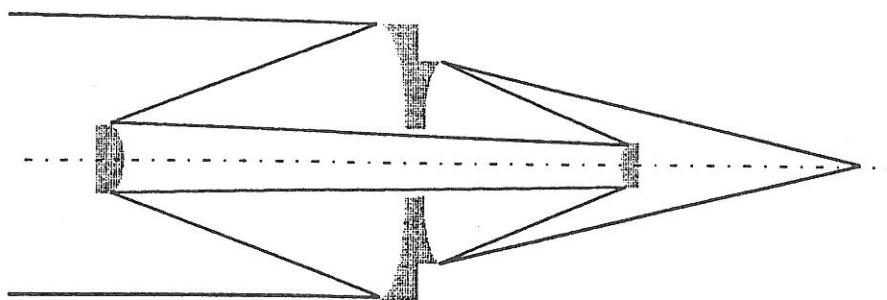
All kinds of telescopes have 3-4 main optical ways: main focus, Cassegrain focus, Neffmet focus and coude focus. All of these ways have their own focal lengths and scale in the focal plan, which allow a certain apparatus to be connected with it. Introducing additional lenses and optical elements must do selected apparatus with a considered optical way. Accordingly the added optical elements result in decreasing the signal-to-noise ratio and in introducing additional aberrations.



Taking into consideration all the above we proposed new optical scheme for a telescope which we name it vario-telescope (v-telescope). More about its common properties are described below.



Another possibility for developing this scheme is a unit two mirrors in a one, but with two reflecting side. But we must look for a suitable support system of two-side mirror.



- Possibility for smooth scaling in focal plan in a large interval;
- Possibility for scaling without displacement of focal plan;
- Possibility for modification of any working telescope into v-telescope;
- Possibility for building from small up to huge v-telescope;
- Possibility for using any apparatus and light detection without additional optical elements;
- Low cost, because all optical ways are realized by one way and consequently the cost of both the telescope itself and the dome are reduced.

V-telescope may be used in many fields of astronomy. For example:

- ◆ Observing satellites, moving objects, comets, asteroids.
- ◆ Observing and monitoring of the near Earth environment;
- ◆ Measurement of space debris both artificial and natural;
- ◆ Ground-based or sea-based mobile observatories.

Preliminary calculations of v-telescope which one of us (G.M.P.) has done gives us the following results for the images limited only by the diffraction quality:

| Mirror diam | 70mm | 100mm | 140mm | 200mm | 350mm |
|-------------|------|-------|-------|-------|-------|
| F/D | 6.3 | 7.0 | 7.9 | 8.9 | 10.7 |

If we use the image of real quality from CCD with pixel size of $30 \mu\text{m}$ and for 70mm mirror F/D ratio can be done up to 4.3 that greater than in above table.

Note that we have no any limitation on the design of the v-telescope at any size. For example v-telescope may be proposed for the Extra Large Telescope Project or for the New Generation of Space Telescope Project.

مدل جت هادرونی برای گسیل اشعه گاما از بلازارها

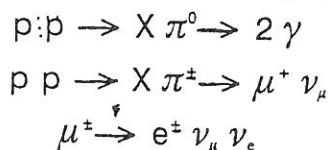
داود پورمحمد

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف، تهران

در این مقاله برخی از مدل‌ها برای توجیه گسیل اشعه گاما از کهکشانهای فعال را بررسی می‌کیم. سپس مدل جت هادرونی را مطالعه خواهیم کرد. مرکز کهکشانهای فعال شامل یک سیاه‌چاله و دیسک براافزايشی دور آن است. در محور این دیسک دو جت در دو جهت مخالف بوجود می‌آیند. برخی از این جتها نسبیتی بوده، ضریب لورنتسی از مرتبه ۱۰ دارند. در بعضی موارد به مقادیر نزدیک ۱۰۰ نیز اشاره می‌شود. اندرکنش جت با محیط اطراف AGN طیف وسیعی از امواج الکترومغناطیسی تولید می‌کند. در واقع AGN‌ها ابتدا در طول موج رادیوئی کشف شدند. شدت تابش از ای کهکشانها در تمام طول موجها تغییرات نامنظم زمانی دارد. در انرژیهای بالا (X و گاما) تغییرات شدیدتر هستند. این تغییرات برای محدوده MeV تا دهها TeV از چند دقیقه تا چند روز طول می‌کشند. در نواحی پایین این محدوده مؤلفه نسبتاً ثابتی نیز وجود دارد.

در اوایل دهه ۹۰ مدل‌هایی بر اساس اندرکنش کامپتون معکوس ارائه شدند. در این مدل‌ها فوتونهای موجود در محیط با الکترونها پر انرژی که در جت شتاب گرفته‌اند، طی اندرکنش کامپتون معکوس، فوتونهای پر انرژی گاما تولید می‌کنند. طیف انرژی الکترونها بر اساس مدل‌های شتاب‌گیری ذرات کیهانی در این جتها بدست می‌آید. این مدل‌ها طیف را متناسب با $E^{-\alpha}$ پیش‌بینی می‌کنند که در آن $\alpha = 2 - 3$ است. متناسب با منشاء فوتونهای اولیه، طیف انرژی آنها نیز از مدل‌های دیگر بدست می‌آید. این فوتونها می‌توانند از دیسک برافزايشی مرکزی، نواحی گسیل پهن خط (Broad Line emission Region) که به صورت توده‌های ابری در اطراف کهکشان می‌گردند، تابش ستارگان اطراف و حتی تابش زمینه کیهانی باشند.

چنان‌که ملاحظه شد این مدل‌ها بر اساس رفتار الکترونها در جت توجیه می‌شوند. در یکی دو سال اخیر مدل‌های دیگری بر اساس اندرکنش هادرونی جتها با توده‌های ابری اطراف بوجود آمده‌اند. در اطراف مرکز کهکشانها توده‌های ابری مثل BLR و NLER، ابرهای ناشی از اتلاف انرژی جت، باد ستاره‌ای از ستارگان نوع OB و اتمسفر وسیع ستارگان بسیار پر جرم وجود دارند. عبور این توده‌ها از درون جت باعث افزایش اندرکنش پروتونهای پر انرژی جت با پروتونهای ابرها و ایجاد فوران پر انرژی گاما از طریق اندرکنشهای زیر می‌شود:



ایجاد نوترینوهای پر انرژی ویژگی قابل امتحان این مدل است. فوتونهای ناشی از پایون خنثی بخش عمده گسیل گاما

را تشکیل می‌دهند. الکترونها و پوزیترونها ایجاد شده هم با اندرکنش نابودی زوج یا معکوس کامپتون یا تابش سینکروترون تابش کم انرژیتری با تاخیر بوجود می‌آورند.

طیف انرژی پروتونهای اولیه معمولاً به صورت توانی فرض می‌شود که مبتنی بر مدل شتابگیری ذرات کیهانی در جت‌ها است. شتابگیری ذرات در جبهه‌های شوک که در جت بوجود می‌آیند رخ می‌دهد. به نظر می‌رسد طیف انرژی فوتونهای گاما که مدل هادرone ابراساس مدل شوک شتاب‌دهنده، پیش‌بینی می‌کند، در انرژیهای حدود چند GeV کمی نرمان از طیف مشاهده شده توسط ماهواره EGRET است.

یکی از سازوکارهای شتابگیری ذرات کیهانی در جت‌ها که اخیراً مورد توجه قرار گرفته است، شتابگیری در مرزهای جانبی جت است. این سازوکار پیش‌بینی متفاوتی برای طیف انرژی پروتونها در جت ارائه می‌کند. به نظر می‌رسد که به کار بردن این طیف شاید بتواند مشکل ناسازگاری طیف گاما‌ی بلازارها با مشاهدات را برطرف کند. در این مقاله ضمن بررسی مدل جت هادرone از نظر توزیع زاویه‌ای تابش گاما سعی می‌شود تا با تطبیق پارامترهای این دو مدل توجیهی برای داده‌های رصدی بدست آید.

عنوان : دو تایی های تماسی نزدیک

ارائه کننده : دکتر داود جسور - دانشیار دانشکده فیزیک، مرکز پژوهشی فیزیک کاربردی و تحقیقات ستاره‌شناسی

در این مقاله گروهی از ستارگان دو تایی مورد بحث قرار خواهد گرفت که اخیراً "از آنها با عنوان دوتایی‌های تماسی نزدیک (Near Contact Binaries) نامبرده می‌شود. در این نوع دوتایی‌ها، هرچند که دو همدم به افدازه کافی بیکدیگر نزدیک هستند و اندرکنش گرانشی شدید تقارن کروی هر دو ستاره را بطور جدی مختل می‌کند و بنابراین همانند دوتایی‌های تماسی WUMa تغییرات نوری محسوس و پیوسته‌ای را در خارج‌گرفتگی به نمایش می‌گذارند اما دو همدم با یکدیگر در تماس نیستند. بدین ترتیب، برخلاف دوتایی‌های تماسی و یا فوقتماسی، امکان مبادله انرژی بین دو همدم وجود ندارد و دو همدم می‌توانند اختلاف دمای فاحشی را داشته باشند. ویژگی‌های مهم دوتایی‌های تماسی نزدیک عبارتند از:

الف: پریود مداری آنها کمتر از یک روز است.

ب: تغییرات نوری محسوسی در خارج‌گرفتگی نشان می‌دهند.

ج: همدم پرجرمتر و بزرگتر، ستاره‌داغ‌تر هم می‌باشد.

د: در بعضی از آنها پدیده Connell 0 مشاهده می‌شود (درخشندگی در فاز $25/25^{\circ}$ بیشتر از فاز $25/5^{\circ}$ است). ه: در بعضی از این دوتایی‌ها تغییرات پریود به بزرگی ($\frac{dp}{dt} = 30 \text{ سال}/1000 \text{ ثانیه}$) مشاهده شده است.

دو تایی‌های تماسی نزدیک به دو گروه زیر تقسیم می‌شوند:

۱. زیر گروه ۱ oph 1010 V . در این گروه هر دو همدم یا متعلق به ستارگان عادی هستند و یا بطور جزئی از

رشته اصلی تحول یافته‌اند و همدم گرمتر خیلی نزدیک به سطح همپتانسیل رش (Roche) قرار دارد.

۲. زیر گروه ۲ Vir F0 در این زیر گروه هر دو همدم ستارگان تحول یافته‌هستند و همدم سردتر یا سطح هم پتانسیل رش را پر می‌کند و یا خیلی نزدیک به آن قرار دارد. جرم همدم سردتر نسبت به ابعاد هندسی آن کمتر است.

اگر دو تایی‌های تماسی و فوق تماسی از تحول دوتایی‌های جدا (Detached) که همدهای آنها ستارگان عادی هستند بوجود آمده باشند (به طریق اتلاف اندازه حرکت زاویه‌ای بتوسط ترمز مغناطیسی، اتلاف جرم و یا انتقال جرم) آنوقت باید دوتایی‌هایی وجود داشته باشند که از نظر تحولی در بینابین این دو گروه قرار گیرند. در چند سال گذشته منجمین بیشماری بر روی این موضوع تحقیق کرده‌اند و با توجه به مشخصه‌های مشترک دوتایی‌های تماسی نزدیک با دوتایی‌های WUMa، این دوتایی‌ها بعنوان حلقه‌های بین مجموعه‌های جدا و تماسی نامیده شده‌اند.

در چند سال گذشته تعدادی از ستارگان این گروه در رصدخانه خواجه نصیرالدین دانشگاه تبریز در سه ناحیه طول موجی UBV و در یک دوره کامل نورسنجی شده‌اند. این ستارگان عبارتند از:

DM Del , CN And , ST Aqua , TZ Lyra , GO cyg , BX And

پس از بررسی امکان وجود پدیده 0 Connell و تغییرات پریود، تعدادی از منحنی‌های نوری به روش

ویلسون - دوینی (W - D) آنالیز شده‌اند. در اجرای این روش ، نخست فرض شده بود که هر دو همدم در داخل سطوح هم پتانسیل رش قرار داشته باشند () اما در نهایت با مدل detached Mode توانسته‌ایم جوابهای قابل قبول را بدست آوریم . این نتایج حاکی از آئند که دو همدم در نزدیکی سطح رش قرار دارند و در مواردی همدم سردر سطح رش را کاملاً پر کرده است.

1. D.M.Z.Jassur,1997,Astrophys and Space Sci,No 249

2. D.M.Z.Jassur,A.Soltani and M.H.Kermani ,1999,Astrophys. and Space Sci,No -

Integrable Models of Galactic Discs with Double Nuclei

M. A. Jalali* and A. R. Rafiee†

*Institute for Advanced Studies in Basic Sciences
P.O. Box: 45195-159, Gava Zang, Zanjan, IRAN*

February 2000

Abstract. We introduce a new class of 2-D mass models, whose potentials are of Stäckel form in elliptic coordinates. Our model galaxies have two separate strong cusps that form double nuclei. The potential and surface density distributions are locally axisymmetric near the nuclei and become *highly* non-axisymmetric outside the nucleus. The surface density diverges toward the cuspy nuclei with the law $\Sigma \propto r^{-2}$. Our model is sustained by four general types of regular orbits: *butterfly*, *nucleophilic banana*, *horseshoe* and *aligned loop* orbits. Horseshoes and nucleophilic bananas support the existence and stability of cuspy regions. Butterflies and aligned loops control the overall shape of outer regions. Without any need for central black holes, our distributed mass models resemble the nuclei of M31 and NGC4486B.

Keywords: stellar dynamics – galaxies: kinematics and dynamics – galaxies: nuclei – galaxies: structure.

1. Introduction

Hubble Space Telescope (HST) data revealed that M31 and NGC4486B have double nuclei (Lauer et al. 1996, hereafter L96; Tremaine 1995, hereafter T95). M31 has a bright nucleus (P1) displaced from the centre of the isophotal lines of outer regions and a fainter nucleus (P2) just at the centre. NGC4486B exhibits a similar structure with a minor difference: The centre of outer isophotes falls between P1 and P2. There are some explanations for the emergence of the double nuclei of these galaxies, among which the eccentric disc model of T95 has been more impressive. In the model of T95, a central black hole (BH) enforces stars to move on “aligned” Keplerian orbits, which may elongate in the same direction as the long-axis of the model. Stars moving on aligned Keplerian orbits linger near apoapsis and may result in P1. The mass of central “supermassive” BH should be much greater than the mass of neighboring disc. Otherwise, the asymmetric growth of P1 won’t allow the BH to remain in equilibrium.

Goodman & Binney (1984) showed that central massive objects enforce the orbital structure of stellar systems to evolve towards a steady symmetric state. This result was then confirmed by the findings of

* E-mail: jalali@iasbs.ac.ir

† E-mail: rafiee@iasbs.ac.ir

Merritt & Quinlan (1998) and Jalali (1999, hereafter J99) in their study of elliptical galaxies with massive nuclear BHs. Within the BH sphere of influence, highly non-axisymmetric structure can only exist for a narrow range of BH mass (J99). The results of J99 show that *long-axis tube* orbits of non-axisymmetric discs with central massive BHs, elongate in the both \pm directions of long-axis. Thus, the probabilities for the occurrence of two bright regions, in both sides of BH along the long-axis, are equal (these bright regions are supposed to be formed near the apogee of long-axis tubes). By this hypothesis one can interpret the double structure of NGC4486B by placing a supermassive BH between P1 and P2. However, some disadvantages arise in the case of M31. In the nucleus of M31, the formation of P1 can still be deduced from the behavior of long-axis tubes. But, there is no mathematical proof for the “coexistence” of P1 and P2 when the centre of P2 coincides with BH’s location.

Recently, Jalali & Rafiee (1999, hereafter JR) constructed eccentric disc models with strong density cusps and were able to explain the possible equilibrium states of lopsided cuspy systems. The emergence of a local group of stars (around the local minimum of JR potentials) was also the sign of a second nucleus. Unfortunately, the predicted second nucleus is not observed in the plane of surface density isocontours. We have to modify JR discs if we would like to match surface density isocontours with the isophotal lines of M31 and NGC4486B.

In this paper we attempt to create a model based on the self-gravity of stellar discs to show that systems with double nuclei can exist even in the absence of central BHs. Our models are the generalizations of JR discs and have double nuclei both of which are cuspy.

A Test of Magnetic Evolution of Neutron Stars: The Spin Periods of LMXBs

M. JAHAN-MIRI

IASBS, Zanjan, IRAN

A neutron star in a binary system might interact with the accreted matter which is lost by its companion as it emits a stellar wind during its mainsequence phase or due to the so-called Roche-lobe overflow. In the studies of X-ray binary sources, accretion of the *stellar wind* is not usually of any concern for the Low-mass X-ray binaries (LMXBs) since the wind rate of the companion is too weak to account for the observed X-ray luminosities of these sources. On the other hand, according to a model of magnetic evolution of neutron stars which we adopt their magnetic evolution is determined by their *spin-down* history, which is hence of vital importance in this context. The feeble stellar wind in low-mass binaries is nevertheless the key factor responsible for a spinning-down of the neutron star, during the same phase of its binary evolution. The long mainsequence lifetime of the low-mass donor allows for a long (up to a few times 10^9 yr) spin-down ("dipole" and "propeller") phase. Here, we argue that the predicted distribution of spin periods versus orbital periods (P_x vs P_{orb}) in these systems according to alternative models of magnetic field evolution in neutron stars may be used, as compared to the existing observational data, to test the validity of the field evolution models.

We have considered models for the orbital and spin evolution of a newborn neutron star in a binary with an orbital period P_{orb} and a low-mass mainsequence star which loses mass in the form of a spherical uniform stellar wind at a given rate [2]. According to the adopted field decay model (the model of spin-down-induced flux expulsion) the evolutions of the spin period and the magnetic field of the neutron star in such a binary would be intimately coupled. While the spin-down process would tend to reduce the field strength, the reduced field strength (together with the increased spin period) will in turn affect the rate and the direction of the

spin variations. We follow this coupled evolution of the surface magnetic field and the spin period of the neutron star for a time equal to the expected mainsequence lifetime of the companion star. The computations are repeated in the case of another field decay model (exponential model) and the results of the two are compared.

The values of P_x (spin periods at the *beginning* of the X-ray phase in LMXBs) as predicted in the exponential model are seen to be very small ($\lesssim 10$ s) for values of the Ohmic decay time scale (of the filed within a neutron star) $\tau_{\text{Ohm}} \lesssim 10^8$ yr. Larger values of $P_x \gtrsim 100$ s could be reproduced in the exponential scenario only with an assumed large value of $\tau_{\text{Ohm}} \gtrsim 10^{8.5}$ yr. Although there is not much observational data available on the spin periods in LMXBs, a value as large as 114 s has been already observed for G X 1+4 (Nagase 1989). Such an observed value for the *present* spin period in an LMXB source implies that the upper limit for the actual values of P_x is much larger than ~ 100 s; values which are difficult to accommodate in the exponential model with any reasonable value of τ_{Ohm} . In contrast, the other field decay model which we have considered does predict such large values of P_x for various choices of the value of the decay time scale in the range $10^7 \lesssim \tau_{\text{Ohm}}(\text{yr}) \lesssim 10^9$. This is considered as a further support for the spin-down induced field decay model, in addition to its other successful predictions for the single and binary radio pulsars [2].

References

- [1] Nagase F., 1989, PASJ, 41, 1
- [2] Jahan-Miri M., 1996, MNRAS, 283, 1214

The Peculiar Post-glitch Behaviour of the Crab

M. JAHAN-MIRI & V. REZANIA

IASBS, Zanjan, IRAN

As we reported last year, the excitation of r-modes in a neutron star at a glitch could account for the observed peculiar post-glitch behaviour of the Crab pulsar. The distinctively different post-glitch relaxation of the Crab showing a long-term excess spin-down rate, as compared to all other glitching pulsars which relax back only to the pre-glitch rate, was explained in terms of the additional torque on the star due to the resulting emission of gravitational waves by the excited modes. The effect was indeed found to be observable only in the case of the Crab [7].

The significance of the above results is further highlighted here by indicating that no other valid explanation exists for the above effect in Crab. Two other mechanisms had been suggested earlier. Decoupling of a (superfluid) part of the star, at a glitch, would result in an increase in the effective spin-down torque on it which could be, in principle, considered as the cause of the excess spin-down rate observed, as has been suggested in the context of the so-called model of vortex creep [1]. Nevertheless, the required moment of inertia of the permanently decoupled component turns out to be more than that permitted in the theory [5].

The present discussion is however concerned mainly with the other alternative mechanism invoked to explain the same effect. We argue that it is not acceptable, for three different reasons. It has been suggested that the excess loss of angular momentum may be due to an increase in the electromagnetic braking torque of the star, as a consequence of a sudden increase, at the glitch, in the angle between its magnetic and rotation axes [3, 4]. The suggestion may however be questioned on the ground that a change in the inclination angle of the magnetic axes should have observable footprints in the pulse profile. No change in the pulse profile at a glitch has been so far observed, in the Crab as well as other cases of a glitch. Moreover, the long-term consequences of the suggested mechanism for the pulsars, in general, would present a second difficulty. Namely, the inclination angle would be expected to show a correlation with the pulsar age, being larger in the older pulsars that have undergone more glitches. The question of "alignment" or "misalignment" of the

the magnetic and spin axes of pulsars, as they evolve, is an old issue in the history of pulsar studies. Theoretical mechanisms favouring either of the opposite sense of evolution for pulsars has been suggested. Also the observational manifestations of an evolution of the inclination angle in pulsars has been considered. Nevertheless, the existing observational data does not show any such correlation between the inclination angles and the pulsar ages.

Finally, and even more seriously, the assumption that the braking torque depends on the inclination angle, as is invoked in the suggested mechanism, is in sharp contradiction with the common understanding of the spin-down process of pulsars. The currently inferred magnetic field strengths of all radio pulsars are in fact based on the opposite assumption, namely that the torque is independent of the inclination angle. The well-known theoretical justification for this, following Goldreich & Julian (1969), is that the torque is caused by the combined effects of the magnetic dipole radiation and the emission of relativistic particles, which compensate each other for the various angles of inclination [6, 8].

References

- [1] Alpar M. A., Chau H. F., Cheng K. S., Pines D., 1996, ApJ, 459, 706
- [2] Goldreich P., Julian W. H., 1969, ApJ, 157, 869
- [3] Link B., Epstein R. I., Baym G., 1992, ApJ, 390, L21
- [4] Link B., Epstein R. I., 1997, ApJ, 478, L91
- [5] Lyne A. G., Pritchard R. S., Smith F. G., 1993, MNRAS, 265, 1003
- [6] Manchester R. N., Taylor J. H., 1977, "Pulsars", Freeman, San Francisco
- [7] Rezania V., Jahan-Miri M., 2000, to appear in MNRAS,
(accepted Dec. 1999), astro-ph/9910515
- [8] Srinivaran G., 1989, Astronomy & Astrophysics Review, 1, 209

نقش تبدیلات فوریه در ccf و نتایج طیف سنجی یک سیستم دوتایی نوع آخری

بهرام خالصه

گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد

« ccf » بیانگر یک شیوه ریاضی است که از آن برای سنجش سرعت‌های شعاعی ستارگان طیفی و در نتیجه نسبت جرمی مولفه‌های دوتایی استفاده می‌شود [۱ و ۲] برای این منظور ابتدا تبدیل فوریه داده‌های طیفی ستاره هدف بصورت $(t)g$ و نیز تبدیل مزدوج داده‌های طیفی ستاره مرجع به شکل تابع $(t)g(t)$ تهیه می‌شود، آنگاه حاصلضرب این تبدیلات محاسبه می‌گردد، تبدیل فوریه این حاصلضرب که بصورت مناسب بهنجار شده است تابع همبستگی عرضی ccf را می‌دهد [۳] موضع x برای بهینه نمودار تابع مذکور نسبت به $(\lambda) \Delta L$ یا $(\lambda) \Delta g$ سرعت نسبی ستاره را نسبت به سرعت مرجع مشخص می‌کند. ccf بصورت ریاضی زیر تعریف می‌شود

$$ccf = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) g(t+T) dt$$

که در آن T موسوم به «پس افت» است که مربوط به اختلاف سرعت شعاعی بین دو ستاره هدف و مرجع است و برای مقدار بخصوصی از T بهترین همبستگی عرضی بین $(t)g$ و $(t)f$ صورت می‌گیرد. در واقع ccf مشابهت بین دو طیف (داده‌ها) را ارزیابی می‌کند.

با استفاده از روش بکار برده شده توسط [۴] و کاربرد مقیاس لگاریتمی برای طول موج، می‌توان مقدار پس افت T را از انتقال دوپلری که به شکل خطی ساده‌ای تعریف می‌شود، بصورت زیر محاسبه کرد.

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{V}{C} \quad \lambda_1 = \lambda_0 (1 + \frac{V}{C})$$

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{V}{C} \quad L_n \lambda_1 = L_0 \lambda_0 + L_n (1 + \frac{V}{C})$$

عبارت $(1 + \frac{V}{C}) L_n$ همان مقدار پس افت T است که در ccf حاصل از تبدیلات فوریه مورد

استفاده قرار می‌گیرد. در این مقاله ارائه نتایج حاصل از کاربرد cdf در مطالعه یک سیستم دوتایی طیفی نوع آخری که سنجش طیف آن به علت اختلاط خطوط طیفی بسیار پیچیده است، مovid کارآیی بسیار مطلوب این شیوه می‌باشد.

References:

- [1] Hill, G. Fisher, W.A., Holmgren, D., 1990, A & A, 238, 145.
- [2] Khalesseh, B., 1999, Astrophysics and Space Science, 260, 299-307.
- [3] Press, W.H., Flannery, B.B., Teukolsky, S.A., Vetterliny, W.T., 1986, Numerical Recipes, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- [4] Simkin, S. M., 1974, A & A, 31, 129.

مدل «جعبه‌ای» شتابدهی ذرات توسط مکانیسم شوک

جلال صمیمی، مهدی خاکیان قمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

طیف گسترده ذرات کیهانی که به جو زمین می‌رسد از انرژی‌های پایین شروع شده و تا انرژی‌های حدود 10^20 الکترون ولت می‌رسد. نکته‌ای که نظر پژوهشگران را بخود جلب کرده این است که ذراتی با انرژی‌هایی چنین قابل توجه اولاً: چگونه شتاب می‌گیرند؟ و ثانیاً: در هر مکانیسم شتابگیری بیشینه انرژی که ذرات می‌توانند کسب کنند چقدر است؟ در مورد سوال اول پاسخهای زیادی مطرح می‌شود. یکی از این پاسخها مکانیسم شتابدهی فرمی [1] است. در مکانیسم فرمی فرض بر این است که ذره طی یک فرآیند خاص افزایش انرژی ΔE داشته باشد بطوریکه $E = E_0(I + \frac{\Delta E}{E_0})$. حال اگر چنین فرآیندی به دفعات تکرار شود آنگاه افزایش انرژی ΔE نیز قابل توجه خواهد شد بطوریکه $E = E_0(I + \xi)^n$ و $\Delta E = E - E_0$ اگر در هر بار فرآیند شتابگیری احتمال فرار را به p_{esc} نشان دهیم احتمال باقی ماندن ذره پس از n بار تکرار شتابگیری $p(cross) = (1 - p_{esc})^n$ خواهد بود.

در هر فرآیند شتابگیری باید ξ و n را محاسبه کنیم. فرمی، خود دو مدل پیشنهاد کرد:

یک: شتابگیری توسط یک ابر، دو: شتابگیری توسط جبهه موج شوک.

شتابگیری توسط شوک [2] می‌تواند انرژی‌های بالاتری را توجیه کند. دو کاندیدای خوب شوک عبارتند از: هسته‌های کهکشانی فعال (AGN‌ها) و ابرنواخته‌ها (SN‌ها).

مدل دیگری که مطرح می‌شود مدل جعبه‌ای یا به عبارت بهتر مدل جعبه نشست دار است. در این جعبه ذرات با آهنگ r_{acc} شتاب گرفته و با آهنگ r_{esc} از این محیط خارج می‌شوند. نکته قابل توجه در این مدل این است که توزیع $N(E)$ ذرات فقط به نسبت $\frac{r_{esc}}{r_{acc}}$ و انرژی E بستگی دارد.
$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} (r_{acc} EN) = Q - r_{esc} N \quad (1)$$
 از بقاء ذرات نتیجه می‌شود [3]

که Q منبع تولید ذرات با انرژی E است.

رویکرد دیگر [4] تابع توزیع $f(p)$ ذرات نسبت به تکانه p آنهاست. در اینجا از بقاء ذرات نتیجه

می‌شود

$$\frac{\partial}{\partial t} [4\pi p^2 f L] + \frac{\partial \phi}{\partial p} = Q - \hat{n} \cdot \vec{u}_2 4\pi p^2 f \quad (2)$$

که \hat{n} بردار عمود بر صفحه شوک، L اندازه جعبه و ϕ شار ذراتی است که به جبهه شوک وارد

می‌شوند و برابر است با:

$$\phi = \frac{4\pi p^3}{3} f(p, t) \hat{n} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2) \quad (3)$$

که \vec{u}_1 و \vec{u}_2 به ترتیب سرعت جبهه جلو و پشت شوک هستند. از مقایسه معادلات (1) و (2)

می‌توان کمیتهای متناظر زیر را بدست آورد:

$$r_{acc} = \frac{\hat{n} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2)}{3L} \quad (4\text{a})$$

$$r_{esc} = \frac{\hat{n} \cdot \vec{u}_2}{L} \quad (4\text{b})$$

$$N = 4\pi p^2 f L \quad (4\text{c})$$

مقدار p_{max} که ذرات در این جعبه به آن می‌رسند ناشی از ابعاد جعبه یا محیط شتابدهنده است.

علاوه بر مکانیسم شتابگیری (acceleration) مکانیسم‌های اتلاف یا شتابگیری منفی

علاء روی p_{max} اثر دارند. اگر تابش سنکروترون ($\langle p^0 \rangle = \alpha p^2$) به عنوان

مکانیسم اتلاف در نظر گرفته شود، آنگاه مقادیر جدیدی برای سه کمیت بالا بدست خواهد آمد:

$$r_{acc} = \frac{\hat{n} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2)}{3L} - \alpha p \quad (5\text{a})$$

$$r_{esc} = \frac{\hat{n} \cdot \vec{u}_2}{L} + 4\alpha p + \alpha p^2 \frac{dL_1}{dt} \quad (5\text{b})$$

$$N = 4\pi p^2 f L \quad (5\text{c})$$

در این صورت با استفاده از معادله (5) می‌توان مقدار واقعیتی را برای p_{max} بدست آورد.

نکته دیگر این است که ذرات ورودی با تکانه‌های مختلف از محلهای مختلفی شروع به

شتابگیری موثر می‌کنند یا به عبارت دیگر سرعت و مکان جبهه جلویی شوک برای ذرات

مختلف متفاوت است ($\frac{d\vec{u}_1}{dp} \neq 0$).

اگر این اثر نیز در محاسبات وارد شود معادلات بدست آمده غیر خطی خواهند شد، ولی استabilگیری ذرات را متحمل تر می کند و به این ترتیب تعداد بیشتری از این محیطها کاندیدای استabilدهی ذرات می شوند. محاسباتی که تاکنون انجام شده با این فرض ساده کننده بوده که f در جملات اول و آخر معادله (۲) و f در معادله (۳) همگی مشابه فرض شده‌اند، در حالی که واقعاً این توزیع‌ها یکسان نیستند. در این کار پژوهشی ما ابتدا با در نظر گرفتن دوتابع توزیع مختلف یکی مربوط به شار ورودی (f_{u1}) و دیگری مربوط به داخل جعبه و شار خروجی ($f_N = f_{u2}$) و در مرحله بعد با سهتابع توزیع مختلف f_{u1} ، f_{u2} و f_N این محاسبات را تکرار خواهیم کرد تا تصحیحات مربوط به تابع توزیع را بدست آوریم. ضمناً می‌توان در معادله (۲) علاوه بر تابش سنکروترون اتلاف ناشی از فرایند معکوس کامپتون را نیز در محاسبات خود وارد کرده تا به جوابهای واقعیتری برسیم.

References:

- [1] Gaisser, T.K., Cosmic Rays and Particle Physics, (Cambridge University Press, Cambridge 1990)
- [2] Drury, L. O'C., Space Sci. Rev. 36 (1983) 57.
- [3] Protheroe R.J., astro-ph / 9812055.
- [4] Drury, L. O'C., astro-ph / 9905178.

جواب‌های دو سالیتونی رونده معادله براز - دیکی

از آنجا که معادله براز - دیکی معادله مناسبی برای توجیه تعدادی از پدیده‌های علم اخترشناسی و کیهان‌شناسی از جمله فروپاشی یا شکل‌گیری سیاهچاله‌ها و یا توجیه دوره تورمی عالم می‌باشد لذا مطالعه این معادله از ابعاد مختلف و یافتن حل دقیق آن امروزه از اهمیت و ویژگی خاصی برخوردار است.

در این مقاله ما به دنبال جواب‌های دو سالیتونی معادله براز - دیکی برای سنجه زیر می‌باشیم.

$$-ds^2 = f(-dt^2 + dz^2) + g_{ab}dx^adx^b$$

که در آن g یک ماتریس 2×2 با دترمینان γ می‌باشد.

روشی که در این مقاله دنبال می‌شود به روش پراکندگی وارون مشهور است که به طور مفصل در مقاله [۱] توضیح داده شده است. در آنجا با معرفی مختصات مخروط نوری به صورت $t + z = \zeta$ و $z - t = \eta$ به دو گروه معادله می‌رسیم گروه اول که از آن ماتریس g بدست می‌آید و به شکل زیر است:

$$(\alpha g_{,\zeta} g^{-1})_{,\eta} + (\alpha g_{,\eta} g^{-1})_{,\zeta} = 0 \quad (1)$$

و گروه دوم که ضریب متریک f از آن حاصل می‌شود [۱].

به راحتی می‌توان نشان داد که معادله (۱) را می‌توان به شکل $A_{,\eta} - B_{,\zeta} = 0$ (۲) که در آن $A = -\alpha g_{,\zeta} g^{-1}$, $B = \alpha g_{,\eta} g^{-1}$ می‌باشد نوشت.

معادله ۲ در تطابق با سیستمی معین از معادلات ماتریسی وابسته به مسئله ویژه مقدار - ویژه تابع، برای بعضی از عملگرهای خطی می‌باشد. چنین سیستمی به یک پارامتر طیفی مختلط (λ)

وابسته بوده و پاسخهای معادلات اصلی برای g , A و B به وسیله تحلیل ویژه در صفحه λ به دست می‌آید.

هر چند که روش خاصی برای تعیین چنین سیستمهایی وجود ندارد اما برای معادله (۱) این امر امکان‌پذیر است. برای این منظور اپراتورهای D_1 و D_2 را به شکل زیر بنا می‌کنیم:

$$D_1 = \partial_\zeta - \frac{2\alpha,\zeta\lambda}{\lambda - \alpha}\partial_\lambda \quad D_2 = \partial_\eta - \frac{2\alpha,\eta\lambda}{\lambda + \alpha}\partial_\lambda \quad (3)$$

که در آن $[D_1, D_2] = 0$ است.

حال تابع ماتریسی مختلط $(\eta, \zeta, \lambda)\psi$ را معرفی کرده و دستگاه معادلات زیر را در نظر می‌گیریم.

$$D_1\psi = \frac{A}{\lambda - \alpha}\psi \quad D_2\psi = \frac{B}{\lambda + \alpha}\psi \quad (4)$$

که در آن A و B حقیقی و به λ وابسته نمی‌باشند. این سیستم کاملاً با معادله (۲) در تطابق است.

در روند حل معادلات فوق دانستن حداقل یک جواب خاص g که به سنجه بذر معروف می‌باشد

ضروری است. به کمک روابط (۲) و (۴) ψ یعنی جواب خاص مربوط به سنجه بذر g را

بدست آورده و با استفاده از $\psi(\zeta, \eta) = \chi(\zeta, \eta)$ جواب جدیدی ساخته

می‌شود. ساختن جوابهای سالیتوئی به این امر که ماتریس χ در صفحه λ دارای قطبهایی باشد

وابسته است. برای بنا کردن چنین جوابهای ماتریس χ را به شکل زیر می‌سازیم.

$$\chi = I + \sum_{k=1}^r \frac{R_k}{\lambda - \mu_k} \quad (5)$$

$$(R_k)_{ab} = n_a^{(k)} m_b^{(k)}$$

$$m_a^{(k)} = m_{\cdot b} M_{ba}, \quad M = (\psi^{-1})\lambda = \mu$$

که در آن m_0 یک بردار اختیاری و n_a عبارت است از:

$$n_a = \frac{1}{\Delta} \left\{ \frac{m_c \bar{m}_d(g_0)_{cd}}{\nu_1 - \mu_2} \bar{m}_b(g_0)_{ba} - \frac{\bar{m}_c \bar{m}_d(g_0)_{cd}}{\nu_2 - \mu_1} m_b(g_0)_{ba} \right\}.$$

$$\Delta = \frac{|m_a m_b(g_0)_{ab}|^r}{|\nu_1 - \mu_1|^r} - \frac{|m_a \bar{m}_b(g_0)_{ab}|^r}{|\nu_1 - \mu_1|^r} \quad \nu = \frac{\alpha^r}{\mu}$$

حال با جاگذاری در معادلات (۴) ماتریس‌های A و B و نهایتاً ضریب متریک f به کمک گروه

دوم معادلاتی که از آنها یاد شد [۱] به دست می‌آید.

در اینجا برای روشن شدن روش مورد بحث سنجه بذر $I^2 \eta = g_0$ را انتخاب نموده که به این

ترتیب ψ به صورت زیر حاصل می‌شود.

$$\psi_0 = (\lambda - \eta^{\frac{r}{w+1}})^{\frac{r}{r-w+1}}$$

و در نهایت جواب‌های دوسالیتونی معادلات برانز- دیکی برای متریک یاد شده به شکل زیر، به

دست می‌آید:

$$g_{11}(ph) = g_{22}(ph) = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha^r \eta^r}{\mu_1 \mu_2} + \frac{\mu_1 \mu_2 \eta^r}{\alpha^r} \right)$$

$$g_{12}(ph) = g_{21}(ph) = \frac{1}{2} \left(-\frac{\alpha^r \eta^r}{\mu_1 \mu_2} + \frac{\mu_1 \mu_2 \eta^r}{\alpha^r} \right)$$

که در آن $\alpha = \gamma \phi = \eta^{\frac{r}{w+1}}$ می‌باشد با محاسبه A و B و حل معادلات دیفرانسیل مربوط به

تابع f [۱] می‌توان نشان داد که:

$$f = C \alpha^{-r} \eta^{\frac{r}{r-w+1}} \frac{(\mu_1 \mu_2)^r}{(\mu_2 - \mu_1)^r} \frac{\eta^r}{(\mu_1 \mu_2)^{rT}} \left[\frac{\alpha^r (\mu_1 - \mu_2)^r}{(\mu_1 \mu_2 - \alpha^r)^r (\mu_1^r - \alpha^r) (\mu_2^r - \alpha^r)} \right]$$

$$T \equiv \frac{w+1}{2w+3}$$

مراجع

- ۱- محمدحسین دهقانی - دزمین‌گردی‌های پژوهشی انجمن نجوم ایران - بهمن ۱۳۷۶
- ۲- V. A Belinskii and V.E zakharov, sov. phys. JETP, 48, 984-1978
- ۳- Guang wen Ma, Int. J. theor. phys., 35, No5, 1019, 1996

VORTICITY CORRECTION ON THE STABILITY OF NEUTRON STARS

Vahid Rezania^{†‡} and Roy Maartens[†]

[†] *Relativity and Cosmology Group, Division of Mathematics and Statistics,
Portsmouth University, Portsmouth PO1 2EG, England*

[‡] *Institute for Advanced Studies in Basic Sciences,
P.O.Box: 45195-159, Gava Zang, Zanjan, Iran*

I. ABSTRACT

There has been substantial interest in the past two years in the possibility that unstable r -modes of rapidly rotating neutron stars may provide a source of gravitational radiation detectable by LIGO-style interferometers, and also that such modes may determine the maximum possible rotation rate for neutron stars.

Present treatments of the r -mode instability possess a number of weaknesses: they do not incorporate general relativity in the model of the neutron star, they use a thermodynamic model for the neutron star fluid that is not compatible with special relativity, they largely ignore superfluid effects, etc.

In this paper we address one of these weaknesses, by utilizing a thermodynamic model for the neutron star fluid that takes the coupling between vorticity and shear viscosity into account. Navier-Stokes theory has been used to calculate the viscous damping timescales and produce a stability curve for r -modes in the (Ω, T) plane. In Navier-Stokes theory, viscosity is independent of vorticity, but kinetic theory predicts a coupling of vorticity to the shear viscosity. We calculate this coupling and show that it can in principle significantly modify the stability diagram at lower temperatures. As a result, colder stars can remain stable at higher spin rates.

بررسی تغییرات شدت در تاج خورشید طی خورشید گرفتگی ۲۰ مرداد ۱۳۷۸

جگدو سینگ و رضا رضایی

موسسه اختر فیزیک هند ، بنگلور

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه ، زنجان

دی ماه ۱۳۷۸

بیش از نیم قرن است که می دانیم دمای تاج خورشید بین ۱ تا ۵ میلیون کلوین است. چنین پلاسمای داغی با تابش گرمایی و رسانش حرارتی به لایه های پایین ترا اثری از دست می دهد. این انرژی خروجی باید با چشمها ای جبران شود تا دمای تاج ثابت بماند. چه مکانیسمی تاج را گرم نگه می دارد؟ طی ۶۰ سال اخیر، نظریه های مختلفی برای توضیح دمای تاج ارایه شده است [1]. یکی از نظریه های مهم، وجود امواج MHD در تاج است. این نظریه نشان می دهد که امواج magnetosonic از نوع fast mode با دوره تناوب های کمتر از ۷۵ ثانیه برای نواحی آرام خورشید slow (quiet sun) و کمتر از ۱ ثانیه برای نواحی فعال خورشید (active sun) و نیز امواج magnetosonic از نوع (active sun) کمتر از ۳۰۰ ثانیه برای نواحی آرام خورشید و کمتر از ۱۰۰ ثانیه برای نواحی فعال خورشید mode با دوره تناوب های کمتر از ۳۰۰ ثانیه برای نواحی آرام خورشید و کمتر از ۱۰۰ ثانیه برای نواحی فعال خورشید می توانند چنان مبرا شوند که شار انرژی لازم برای گرم نگه داشتن تاج را تامین کنند [2]. آزمایش های مختلفی برای آشکار سازی چنین امواجی در تاج انجام شده است [3].

گروه اعزامی موسسه اختر فیزیک هند (IIA) طی خورشید گرفتگی های ۱۳۷۴ و ۱۳۷۷، امواجی با دوره تناوب بین ۵ تا ۹۰ ثانیه در تاج خورشید مشاهده کردند [4]. طی خورشید گرفتگی ۲۰ مرداد ۱۳۷۸، تیم فوق با همکاری مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، چندین آزمایش مختلف انجام داد که یکی از آنها نورسنجی سریع تاج خورشید بود. محل رصد را در ناحیه جنوبی شهر اصفهان، حدود ۱۵ کیلومتری شمال خط مرکزی انتخاب کردیم. رصد را حدود ۵ ثانیه پس از آغاز گرفت کامل شروع کردیم تا از آسیب دیدگی احتمالی آشکار سازها براثر نور پراکنده شده از نورسپهر جلوگیری کنیم.

در این آزمایش، تصویر خورشید با استفاده از یک سلوستات ۳۵ سانتیمتری در صفحه کانونی ثابت نگه داشته می شد. با استفاده از یک منشور، بخشی از تصویر تاج پس از عبور از فیلتر به نوک ۶ فیبر نوری می رسید. قطربیافراگم هر فیبر نوری ۲/۰ میلیمتر بود که با توجه به فاصله کانونی معادل ۱۰۰۰۰ کیلومتر روی تاج خورشید است.

پس اگر شدت نور در این ناحیه ۱۰۰۰۰ کیلومتری بطور هم فاز تغییر می کرد ، آشکار ساز وجود این تغییر را ثبت می کرد.

ما در این آزمایش از یک فیلتر پیوستار (continuum) با پهنه ای باند ۱۹۰ آنگستروم که طول موج مرکزی آن ۴۷۰۰ آنگستروم بود، استفاده کردیم. هر یک از فیبر ها، نور بخش مشخصی از تاج را به یکی از کانالهای یک تکنیگر نوری ۶ کاناله (6 channel photomultiplier tube) کم نویز Hamamatsu از نوع R647 می رساندند. شدت نور دریافت شده در هر یک از کانالهای فرکانس ۵ هرتز در دو کامپیوترا lap top ثبت می شد. این بخشها ای مورد بحث در تاج را در محدوده ۱.۲R تا ۱.۵R انتخاب کردیم . در انتخاب مکان این نقاط، از تصاویر X-ray رصدخانه مداری YOHKOH استفاده شد تا نورسنجی در مناطق فعال تاج ، که احتمال مشاهده این امواج در آنها بیشتر است ، انجام شود. برای آنالیز کانالهای مختلف ، ابتدا trend ناشی از تغییر روشناهی آسمان طی مدت خورشید گرفنگی را با برازش یک چندجمله ای از داده های خام کم کردیم . سپس از باقیمانده ها در هر کanal تبدیل فوریه گسسته (DFT) گرفتیم.

یک نمونه از داده ها و تبدیل فوریه آنها در شکل های ۱ و ۲ آمده است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می کنید ، همانند آزمایشها قبلی ، توان اضافه ای در فرکانس های بین ۰/۰ - ۰/۲ هرتز وجود دارد. برای تعیین مشخصه های این امواج ، پارامترهای کانونبک را برگزیدیم [2]. با توجه به پارامترهای کلی تاج نظری چگالی الکترونها $n = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ، دمای الکترون $T = 1/5 \times 10^7 \text{ K}$ و فرض مقادیر مناسب برای میدان مغناطیسی در نواحی فعال ، شار انرژی این امواج با فرض slow mode یا fast mode بودن و به ازای مقادیر مختلف B بدست آمده است . مقدار این شار انرژی برای نواحی با میدان بزرگتر از 35 Gaus از مرتبه $10^7 \text{ ergs/cm}^2/\text{sec}$ است که با شار انرژی خروجی از این مناطق قابل مقایسه است [1].

مراجع

- [1] Withbore,G.L. et al., 1977, Ann.Rev.Astron.Astrophys.,15,363
- [2] Porter,L.J. et al., 1994, Astrophys.J., 435, 482
- [3] Singh,J. et al., 1997, Solar Phys., 170, 235
- [4] Cowsik,R. et al., 1999, Solar Phys., 188, 89

Fig.1

REMINDER DATA IN CHANNEL 3 AFTER REMOVING ITS TREND

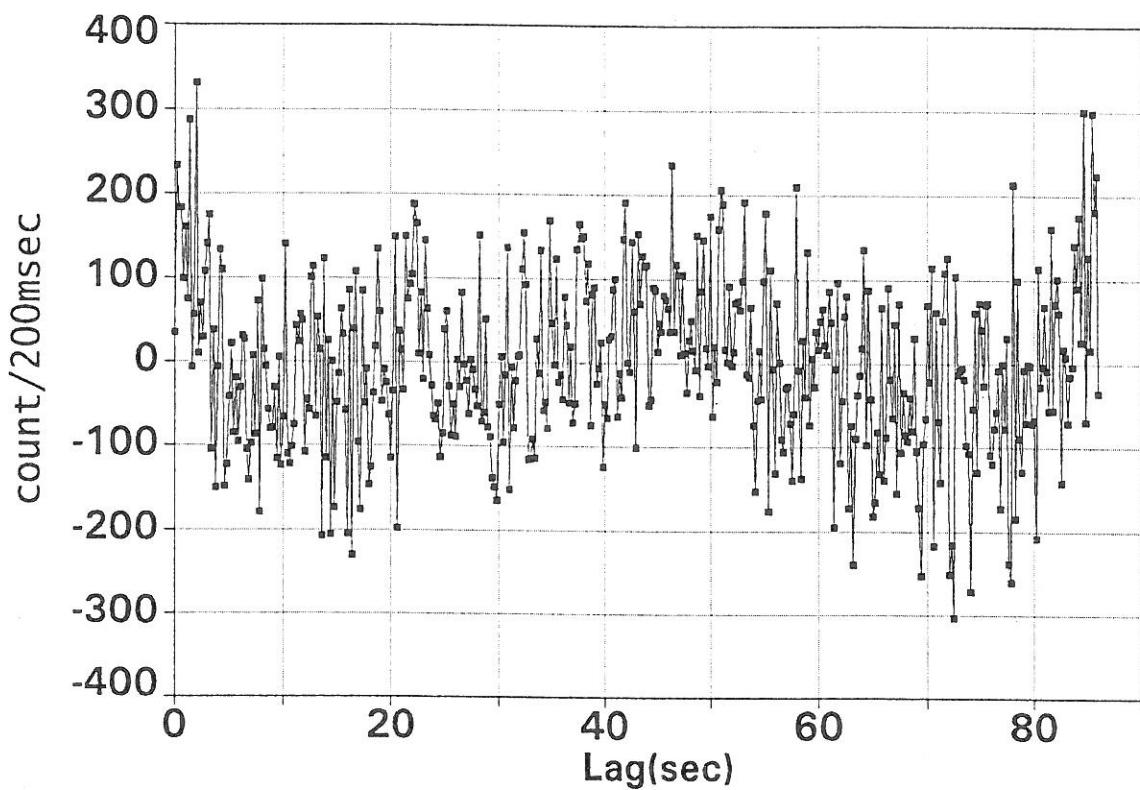
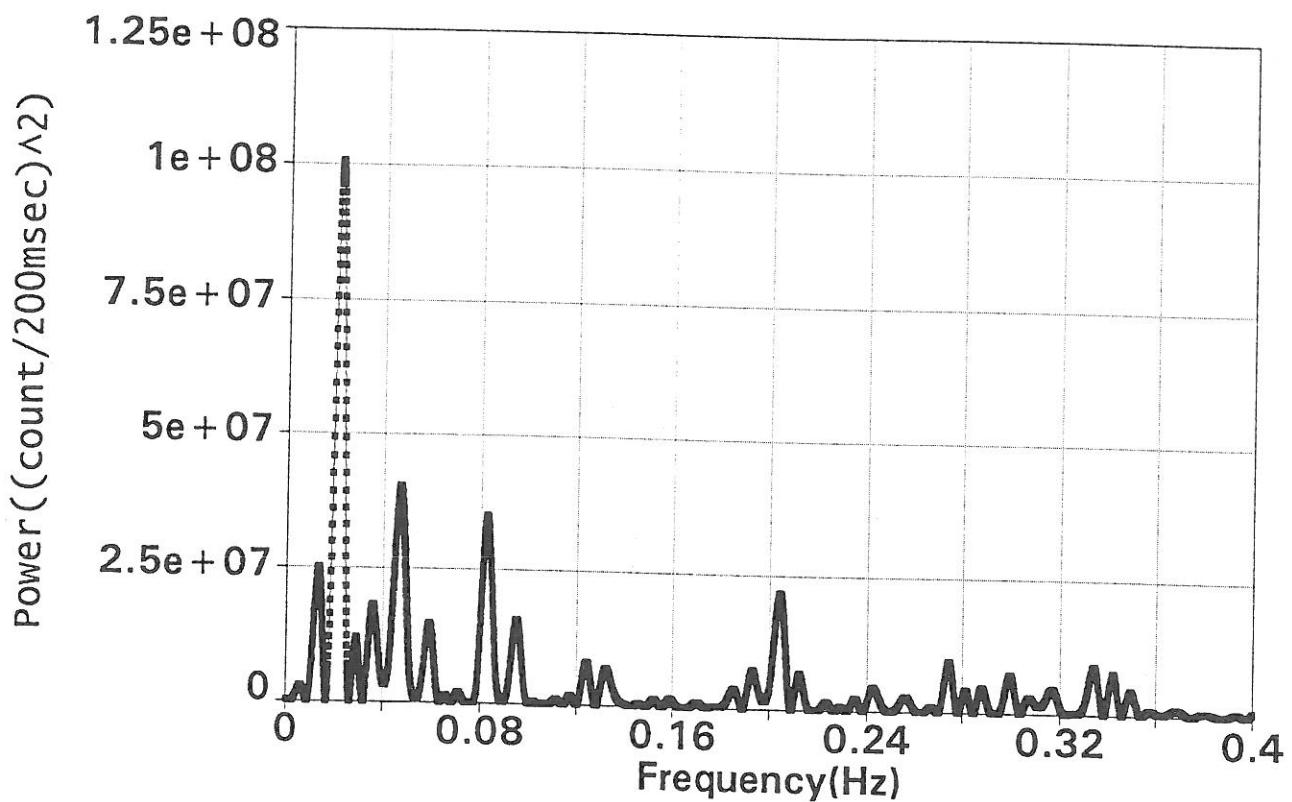


Fig.2

POWER SPECTRUM OF CHANNEL 3



کهکشانهای دو هسته‌ای

علیرضا رفیعی

۱ خلاصه مقاله

تصویرهای WFPC2 دریافتی توسط تلسکوپ فضایی هابل نشان می‌دهد که مولفه دوم کهکشان M87 یعنی کهکشان بیضوی کم شدت NGC4486B، هسته دوگانه دارد، این شبیه آن چیزی است که قبلاً برای M31 مشاهده شده بود.

در سال ۱۹۹۳ Lauer نشان داد که هسته کهکشان M31 واجد دو ماکریم نورانی است. (شکل ۱) که در آن ماکریم پرنورتر P1 در فاصله "۰/۴۹" و ماکریم کم نورتر P2 در فاصله "۰/۵" از مرکز isophot ها قرار گرفته‌اند.

در سال ۱۹۹۵ Tremaine مدلی برای توضیح این دو هسته‌ای بودن ارائه داد. طبق این مدل یک سیاه‌چاله بسیار پر جرم ($10^{7.5} M_{\odot}$) در مرکز isophot ها قرار دارد. سیستمهای ستاره‌ای در مدارهای کپلری کشیده‌ای حول سیاه‌چاله در حال گردش هستند. این سیستمهای ستاره‌ای در apoaps مدارهاشان جرم موثر بالاتری از خود بجای می‌گذارند و این دلیل روشن بودن نقطه P1 خواهد بود.

در سال ۱۹۹۶ Tremaine به همراه Lauer و همکاران نشان دادند که کهکشان NGC4486B نیز واجد دو ماکریم نورانی P1 و P2 می‌باشد (شکل ۲)، که در فاصله "۰/۱۴" از یکدیگر و با فاصله مساوی از مرکز isophot ها قرار گرفته‌اند. همچنین آنها کلیه راههای ایجاد چنبن سیستمهایی را بررسی کردند.

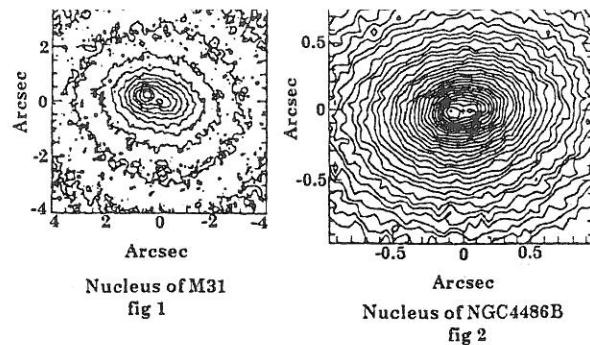
آنها نشان دادند که احتمال مشاهده دو هسته به دلیل dust absorption در مورد NGC4486B بسیار ضعیف است.

همچنین نشان دادند که در مدل دو هسته‌ای، ناشی از Mergering کهکشانها، به دلیل مشاهده حداقل ۲۵ کهکشان با هسته دوگانه، که تعداد زیاد آن دلیلی بر پایداری این سیستمهایی باشد و همچنین زمان واهلش بسیار کم ناشی از dynamical friction ($10^8 yr$) > < مردود بودن این مدل را به اثبات می‌رساند.

همچنین نظریه بلعیده شدن یک خوشه کروی توسط کهکشان مورد نظر به همان دلایل فوق غیر قابل قبول می‌باشد. هر چند چنین امکانی برای NGC4486B به دلیل نزدیکی بسیار آن به کهکشان غول پیکر M87 وجود دارد اما در مورد M31 به دلیل دور بودن این کهکشان از اجرام دیگر مورد تردید است.

در سال ۱۹۹۹ Kormendy و Bender با بررسی دقیق‌تر M31 درستی مدل Tremaine را مورد تایید قرار دادند. طبق گفته آنها نقطه نورانی P2 در M31 ناشی از افزایش منطقی شدت در مرکز isocontour ها می‌باشد. چنبن توضیحی در مورد NGC4486B کاربرد ندارد.

همچنین آنها با بررسی M31 و M32 در طیفهای Ca و MgI (شکل ۳) اختلافهای یک سیستم دو هسته‌ای و یک



هسته‌ای را مورد توجه قرار داده‌اند. همچنین از بررسی σ ، جرمی معادل $2/3 \times 10^7 M_{sun}$ velocity dispersion قابل محاسبه می‌باشد.

مراجع

- [1] Lauer et al. 1993, AJ, 106, 1436
- [2] Lauer et al. 1996, APJ, 471, L79
- [3] Tremaine, 1995, AJ, 110, 628
- [4] Kormendy and Bender, 1999, APJ, 522, 772

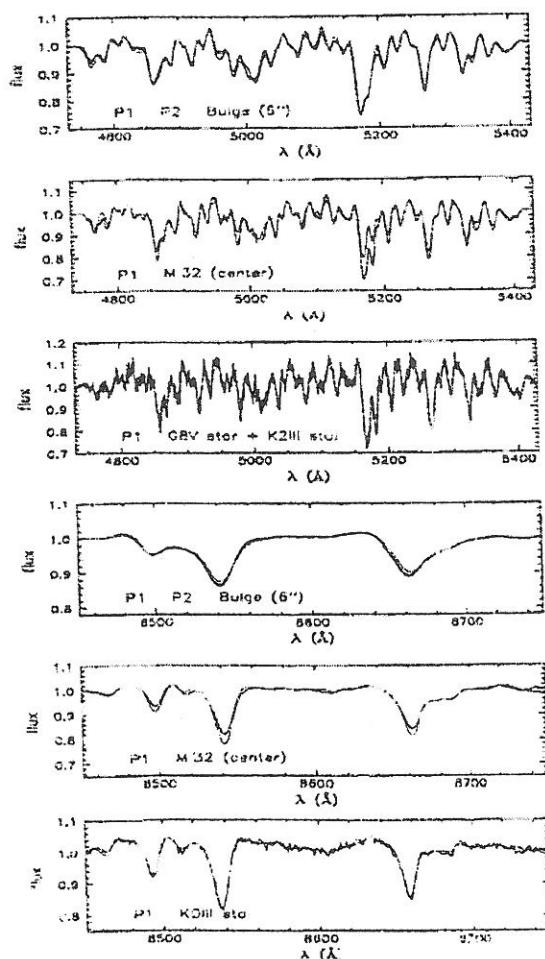


FIG. 3 ... Comparative deconvolution spectra of P1, P2, and the bulge of M31, and between the spectra of P1, the nuclei of M32, and the template stars used for the kinematic analysis.

THE STABILITY OF FILAMENTARY MOLECULAR CLOUDS

Jamshid Ghanbari and Mohsen Shadmehri
Physics Department, University of Mashad, Iran
E-mail: ghanbari@science1.um.ac.ir

Since filamentary structures are common (e.g. Schneider & Elmegreen 1979; Wiseman 1994), the study of the evolution of such structures and their substructure is important for understanding the processes involved in star formation. We study the linear evolution of small perturbations in filamentary molecular clouds.

Most previous work has focused on the instabilities in uniform density fluids (e.g., Langer 1978; Pudritz 1990). Gehman et al. (1996) introduced a turbulent equation of state to the problem, but they used a “logatropic” equation of state. Recently, theoretical studies of turbulence in molecular clouds lead to a polytropic law for the turbulent contribution to the pressure (Vazquez-Semadeni et al. 1998). In our work a phenomenological model is adopted for the wave pressure in which the turbulent pressure obey a polytropic law. We numerically determine the dispersion relation and the form of the perturbations in the regime of instability.

Though several studies on isothermal clouds with non-uniform magnetic field have been performed (Nakamura et al. 1993, 1991), the effects of turbulence in presence of such a field have yet to be investigated. We studied the effects of turbulence on the stability of filamentary molecular clouds with non-uniform magnetic fields. Finally, we discuss the implication of these results for star formation in molecular clouds.

REFERENCES

- Gehman, C. S., Adams, F. C., Fatuzzo, M., & Watkins, R. 1996, *ApJ*, 457, 718
Langer, W. D. 1978, *ApJ*, 225, 95
Nakamura, F., Hanawa T., & Nakano, T. 1991, *PASJ*, 43, 685
Nakamura, F., Hanawa T., & Nakano, T. 1993, *PASJ*, 45, 551
Pudritz, R. E. 1990, *ApJ*, 350, 195
Schneider, S., & Elmegreen, B. 1979, *ApJS*, 41, 87
Vazquez-Semadeni, E., Canto, J. Y., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 492, 596
Wiseman, J. J., & Adams, F. C. 1994, *ApJ*, 435, 708

بسمه تعالیٰ

عنوان:

تعیین تابع پخش برای مشعلهای خورشیدی و تصحیح کنتراست.

حسین عبادی - دانشجوی کارشناسی ارشد

گرایش فیزیک خورشید

دکتر علی عجب‌شیری‌زاده

دانشگاه تبریز - مرکز تحقیقات ستاره‌شناسی و رصدخانه خواجه نصیرالدین طوسی

چکیده:

در این مقاله به مسأله نور پخش شده و اثر آن بر اندازه‌گیری کنتراست و پارامترهای دیگر مشعلهای خورشیدی به روش پردازش تصویری پرداخته و نتایج جالبی ارائه خواهد شد. تابع انتقال مدولاسیون (MTF) و توابع پهن‌شدگی و اثرات حاصله از نور پارازیت بر روش مشعلهای خورشیدی با سطوح مؤثر متفاوت و همچنین با فواصل متفاوت از لبه خورشید در شرایط متعارفی را محاسبه کرده و به نتایج مهمی دست یافته‌ایم.

با ارزش بودن شدت مشعلهای خورشیدی اصولاً بستگی به درجه دقی درد که باید در مورد اثرات نور مزاحمی که ناشی از نور سپهر اطراف آنست و اندازه‌گیری سهم آن در شدت مشعلهای خورشیدی در نظر گرفته می‌شود.

نور پارازیت شامل مؤلفه‌هایی می‌باشد که در اثر نور پخش شده از جو زمین و همچنین از یک یا چند جزء اپتیکی تلسکوپ ناشی می‌گردد.

تابع پخش شدگی که منحنی شدت نور پخش شده به صورت تابعی از فاصله است تا زمانی که شرایط مربوط به تلسکوپ و جو ثابت باقی بماند، مستقل از زمان و همچنین مستقل از موقعیت صفحه تصویر است و بوسیله اندازه‌گیری توزیع پخش شدگی در فاصله دورتر از لبه خورشید تعیین می‌گردد.

در این مقاله سعی شده که این اثر در فضای دو بعدی محاسبه گردد. فرض می شود در یک طول موج معین توزیع شدت نور خورشید قبل از ورود به جو زمین با تابع $J(x,y)$ و پهن شدگی تصویر نیز بوسیله تابع $g(x,y)$ نشان داده شود.

بنابراین توزیع شدت نور خورشید بعداز عبور از اتمسفر زمین بطريق زیر خواهد بود:

$$J'(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J(x',y') g((x-x')y-y') dx' dy'$$

با فرض اینکه عرض تابع g در مقایسه با ابعاد خورشید بسیار کوچک است، انتگرال گیری نسبت به متغیر Y برابر با مقدار ثابت A بوده و رابطه بالا به صورت زیر در می آید:

$$J''(x,y) = A \int_{-\infty}^{+\infty} J(x') g(x-x') dx'$$

برای تعیین تابع پخش g اغلب روشها بر مبنای رصدهای انجام یافته بهنگام خورشید گرفتگی می باشد. بدین معنی که اثر پخش اتمسفر زمین را با بکار بردن لبه خورشید از بین می برنند.

همچنین با استفاده از رصد مشعملها در پنج طول موج مختلف همچنین با استفاده از FWHM (σ) برای هر کدام از منحنی های طول موج های ذکر شده برای پیدا کردن ارتباط σ های مختلف بر حسب طول موج، منحنی تغییرات σ بر حسب طول موج رسم شده است. نتایج بدست آمده از منحنی ها نشانگر این موضوع هستند که تابع پخش برای طول موجهای متفاوت، مختلف است.

پس با استفاده از مقادیر σ نسبت تصمیح به کتراست مشعملها بر حسب موقعیت آنها نسبت به لبه خورشید ($\cos\theta$) اقدام گردیده است. و کتراست مطلق مشعلها را جهت بدست

آوردن پروفیل ذاتی هر کدام از آنها با در نظر گرفتن تصحیحات لازمه پیدا کرده و بر روی منحنی هایی رسم گردیده و تعبیرهای فیزیکی لازم در مقاله آمده است.

مراجع

1. Bray, R.J., and Leunghhead, R.E 1964, sunspots, chapman and Hall, London, P. 146.
2. Johnson, C.B., 1973, AppLIED opties. 12, 1031.
3. Johson, C.B. photoger. Sci-Eng. 14, 412 (1910).
4. Stin, M. 1991, "The Sun" (springer, Ber. lin, Heidlberg).
5. Allen. Third Edition. Astrophysical Quantities. 1972.

ABSTRACT:

This work describes the methods of calculating the effect of scattered light originating in the terrestrial atmosphere or the observing instruments in observations of facula. we performed an extended analysis of these effects in detail.

A conceptional discussion and a mathematical description of scattered light is presented, as well as a summary of the sources and magnitude of scattered radiation. to obtain data from observed figures of facula in five different wavelengths, image processing Method was used. eventually we calculated the σ for every and each of the wave length curves and draw a σ curve regarding the value of W.L. (λ). according to this curve the value of σ varies for the λ 's. the λ 's. that we have included are:

(λ 6532.81, λ 6069.5A°, λ 5256.35A°, λ 5184.05A°, λ 4451.24A°) the issue is elaborated in the paper.

Photometric analysis of the August 11, 1999 Solar corona.

تجزیه و تحلیل نورسنجی تاج خورشیدی در گرفت کامل ۲۰ مرداد ۱۳۷۸.

دانشگاه تبریز - مرکز تحقیقات ستاره‌شناسی و رصدخانه خواجه نصیرالدین طوسی

دکتر علی عجب‌شیری‌زاده - بهنام عباس‌زاده.

چکیده:

رصد تاج در یک شرایط خوب آسمان با وسائل و تجهیزات کاملی که در چادگان اصفهان توسط تیمی از فرانسه (انستیتو اختفیزیک پاریس) به سرپرستی پروفسور Koutchmy دانشگاه تبریز به سرپرستی دکتر علی عجب‌شیری‌زاده مهیا شده بود انجام گرفته است.

تصاویر بدست آمده که با فیلتر شعاعی به قطر ۱۵۰ میلیمتر و یک عدسی یه قطر ۲۰ سانتی‌متر و به فاصله کانونی ۳ متر گرفته شده است، برای تجزیه و تحلیل ساختار مؤلفه K تاج (تاج الکترونی) و نورسنجی (فوتومتری) تاج استفاده شده است.

البته اینگونه رصدها برای آنالیز فوتومتری نتایج خوبی بدست می‌دهد زیرا همه قسم‌های تاج به طور همزمان قابل مشاهده و عکسبرداری هستند و روش‌های تجزیه و تحلیل آن نیز به خوبی شناخته شده است. اما برای بررسی پدیده‌های دینامیکی قابل استفاده نیستند.

با استفاده از بهترین تصاویر بدست آمده و با افزایش کتراست ما چندین مجموعه ایزوفوت تهیه نمودیم. (ایزوفوت - Isophote).

برای تاج داخلی ($r \leq 2R_0$) و تاج خارجی ($r > 2R_0$ تا $10R_0$) ایزوفوت تهیه شده است و سعی نموده‌ایم بهترین ترسیم را برای ساختار تاج - K در هنگام گرفت بدست آوردم. و از این ایزوفوت‌ها برای محاسبه ضریب ϵ استفاده شده است.

از این تصاویر و نتایج بدست آمده می‌توان برای محاسبات توپولوژیکی میدان مغناطیسی و یا برای آنالیز ساختاری مانند انحراف جریانها از راستای شعاعی و یا گسترش ناحیه‌های

قطبی استفاده کرد. ضریب ϵ (Flattening index) به صورت $\epsilon = \frac{R_{eq}}{R_{pol}}$ تعریف

می‌شود، که R_{eq} مقادیر متوسط فاصله شعاعی بر روی $22.5^\circ \pm 4R_0$ حول ناحیه استوا و قطب می‌باشند. مقادیر دقیقی برای ضریب ϵ تا شعاع $4R_0$ استنتاج شده است.

ضریب ϵ به طور گستره برای توضیح ارتباط بین فعالیت خورشیدی و تغییرات تاج - K استفاده می شود. با در نظر گرفتن اینکه تغییرات ضریب ϵ بر حسب فاصله شعاعی (r/R_0) به طور خطی است، برای تاج - K مقدار ϵ در فاصله $r=2R_0$ به طور معادل $(a+b)$ محاسبه شده است. پس از رسم نمودار ϵ بر حسب فاصله شعاعی با استفاده از بهترین تقریب خطی در ناحیه تاج داخل برای مقدار مشخصه ϵ تاج در این گرفت کامل $a+b=0.08$ بدست آمده است، که نشان می دهد مقدار مذکور به زمان مربوط فعالیت خورشیدی قبل از بیشینه (Pre-maximum) می باشد.

مقدار بدست آمده برای ϵ با مقادیر تئوری پیش‌بینی شده و مقادیر تجربی رصدهای مربوط به گرفتهای خورشید قبلی مورد مقایسه و تعبیر فیزیکی قرار گرفته است. همچنین با پردازش تصویرهای گرفته شده و با در نظر گرفتن تصاویر EIT/SoHO قبل و بعد از گرفت کامل جزئیات ساختار تاجی، حفره‌ها و جریانهای تاجی و توزیع ساختار بزرگ مقیاس شبه جریانهای بزرگ قابل استنتاج می باشند. که مورد بررسی قرار گرفته است.

مراجع

1. Koutchmy S. & Nitschelm. C. 1984, A & AS, 138, 161-163
2. Loucif M.L. and koutchmy S. 1989, Ae As, 77, 45
3. Koutchmy S. et al. Ae As. 1992, 96, 169-182
4. Allen.C.W. 1973, Astrophysical Quantities. 3rd ed. the Athlone Press. Sondon
5. Novemberl. Koutchmy S. 1996, APJ, 446, 512
6. Moses D. et al, 1997, Solar Physics , 175 , 571

"گرفتگی ۲۰ مرداد ماه ۱۳۷۸ خورشیدی"

تصاویر در نور سفید و همزمان با رصدهای EIT/SoHO از فضا

بوسیله: علی عجب شیریزاده

دانشگاه تبریز - مرکز تحقیقات ستاره‌شناسی و رصدخانه خواجه نصیرالدین طوسی

e-mail: a-abjab@Tabrizli.ac.ir

دورنگار: ۰۴۱ - ۳۴۱۲۴۴ و تلفن ۰۴۱ - ۳۰۴۵۵۲

چکیده:

نتایج اولیه و باکیفیت آخرين گرفتگی خورشید (۲۰ مرداد ۱۳۷۸ شمسی) در این مقاله، معرفی خواهد شد: رصدهای گرفته در زمین در محل چادگان (ایران) با فیلتر افت شعاعی در ناحیه نور سفید را با رصدهای فضائی که بطور همزمان از EIT/SoHO و زمان بسیار کوتاهی بعداز گرفتگی از YOHKOH انجام گرفته است، مورد مقایسه قرار داده ایم. ارتباط بین مجموعه داده های ما و داده های فضائی ذکر شده و مورد بحث و تعبیر قرار می گیرند.

ما آزمایشات تصویربرداری خود را در نور سفید و در ناحیه تاج میانه خورشید (ما بین تاج بسیار داخلی، جائی که حلقه ها و فورانها در آنجا مسلط می باشند و تاج خارجی که در آن جریان های خارجی وجود دارد)، متمرکز ساخته ایم که به علت اثر سیستم های اختفاء در آن ناحیه نمی توان از فضا، اندازه گیری های لازم را انجام داد. با بکار بردن فیلتر افت شعاعی به قطر ۱۵۰ میلیمتر و یک عدسی به قطر ۲۰ سانتیمتر با فاصله کانونی ۳ متر، تصاویری برداشته ایم. زمان نوردهی لازم (با فیلم رنگی 100ASA) ۱۰ ثانیه بوده است. علت انتخاب فیلتر افت شعاعی، دست یابی به افت متوسط پرتوهای شعاعی با دمای هیدرواستاتیکی ثابت $K^{10} \times 10^{1/5}$ بوده است.

اینگونه داده ها بعنوان مکمل رصدهای فضائی در اندازه گیری چگالی پلاسمای در بخش اصلی تاج خورشیدی، لازم است. مزیت دیگر روش ما تهیه تصاویر با تفکیک فضائی بالا بوده است. بعلاوه، رصدهای مکمل ما یک سری ۳۵ تائی از تصاویر رنگی با زمان های نوردهی کوتاه که بدون فیلتر شعاعی در فاصله کانونی ۱/۵ متر برداشته ایم. این تصاویر پائین ترین نشر "نشرخنک" را در تاج نشان می دهند (نشر بوسیله $H\alpha$ و $D3$).

مقدمه

از تحلیل رصدہای انجام گرفته در بیش از سه سال، LASCO، EIT، از بُرد تلسکوپ SoHO، هم اکنون کاملاً معلوم شده است که دسته بزرگی از حوادث دینامیکی در تاج خورشیدی (شامل پرتاب جرم از تاج CME و MHD امواج بامدھای پائین)، به رشته‌های توزیع شده در داخل یا خارج نواحی فعال خورشیدی، مربوط می‌شوند. این ارتباط‌ها در گذشته، در انجام مأموریت فضائی که با Skylab شروع می‌شد، مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. بهر حال کیفیت تصاویری که اخیراً، با دوربین‌های CCD که همراه SoHO در پرواز هستند، برداشته شده است، امکان می‌دهد تا تحلیل داده‌ها با کیفیت بیشتری صورت گیرد (رک به Delannee et al. 1999). مدت زمان طولانی است که (بیش از چند چرخه خورشیدی) ارتباط بین ساختار تلاطم‌ها و تاج خورشیدی، با کاربرد تصاویر بدست آمده در اثنای گرفتگی کامل خورشید، مطالعه می‌گردند. تصاویر با تفکیک عالی، مطالعه همبستگی فضائی بین ساختارهای خنک (مثل تلاطم‌های ضعیف دینامیکی) نفوذ کرده در محیط داغ تاجی (کاملاً یونیزه شده H و He) پلاسما را، اجازه می‌دهند (رک. November & Koutchmy, 1996).

در این، مقاله ما تصاویر برداشته شده در اثنای آخرین گرفتگی خورشید (۲۰ مرداد ۱۳۷۸) در چادگان را جهت مشاهده امتداد ناحیه انتقال (TR) در تاج پائین، بکار می‌بریم. هم چتین برای این منظور از تصویری که منحصرآ بطور همزمان در ناحیه طول موجی واضح است که تعبیر تصاویر HeII مشکل می‌افریند؛ زیرا پهنازی عبور کanal ۳۰۴ آنگسترم شامل خط نشری HeII (خنک) و چندین خط نشری (داغ) تاجی که از یون‌های SixI (خارج از قرص خورشید، خطوط نشری تاجی نسبتاً اهمیت بیشتری دارد) ناشی شده‌اند، را شامل می‌شود. آشکار است که نشر تاجی به دما وابسته بوده و به توزیع شار جرم مربوط

نمی‌گردد. این موضوعی است که، در این مقاله به آن نه پرداخته‌ایم، علاوه بر آن، نشر.

یون‌های HeII کاملاً تفہیم نشده‌اند: دمای پلاسما در این مورد $T \leq 10000\text{ K}$ می‌باشد

(بهنای دو پلری اندازه‌گیری شده در 1972 Hirayama، بکار گرفته شده است) در حالی که

با محاسبه تعادل یونیزاسیون 1992 (Marisk 1992) این دما به $K = 80000$ رسیده است.

پلاسمای HeII از ناحیه خارجی TR سر چشمی گرفته و جهت مطالعه ساختارهای

اسپیکول و تلاطم‌ها، مقایسه آن با خط نشری مشهور $H\alpha$ ، نامطمئن می‌باشد

.(Rukkil et al. 1999)

هم چنین، در این مقاله، آنها را که بطور همزمان در HeII و $H\alpha$ رصد شده‌اند. در

محیط نور سفید نیز مورد بحث قرار می‌دهیم،

۲- رصدها

نتایج اولیه و باکیفیت آخرین گرفتگی خورشید (۲۰ مرداد ۱۳۷۸ شمسی) در این مقاله،

معرفی خواهد شد: رصدهای انجام گرفته در زمین در محل چادگان (ایران) با فیلتر

افت شعاعی در ناحیه نور سفید را با رصدهای فضائی که بطور همزمان از EIT/SoHO و

زمان بسیار کوتاهی بعداز گرفتگی از YOHKOH انجام گرفته است، مورد مقایسه

قرار داده‌ایم. ارتباط بین مجموعه داده‌های ما و داده‌های فضائی ذکر شده، مورد بحث و تعبیر

قرار می‌گیرند.

ما آزمایشات تصویربرداری خود را در نور سفید و در ناحیه تاج میانه خورشید (ما بین

تاج بسیار داخلی، جائی که حلقه‌ها و فوران‌ها در آنجا مسلط می‌باشند و تاج خارجی که در

آن جریان‌های خارجی وجود دارد)، متمرکز ساخته‌ایم که به علت اثر سیستم‌های اختفاء در

آن ناحیه نمی‌توان از فضا، اندازه‌گیری‌های لازم را انجام داد. با بکار بردن فیلتر افت شعاعی

به قطر ۱۵۰ میلیمتر و یک عدسی به قطر ۲۰ سانتیمتر با فاصله کانونی ۳ متر، تصاویری

برداشته‌ایم. زمان نوردهی لازم (با فیلم رنگی ۱۰۰ASA) $\frac{1}{15}$ ثانیه بوده است. علت انتخاب فیلتر

افت شعاعی، دست‌یابی به افت متوسط پرتوهای شعاعی با دمای هیدرواستاتیکی ثابت.

$$K \times 10^{-7} / 5 \text{ بوده است.}$$

اینگونه داده‌ها بعنوان مکمل رصدهای فضائی در اندازه‌گیری چگالی پلاسمای در بخش اصلی تاج خورشیدی، لازم است. مزیت دیگر روش ما تهیه تصاویر با تفکیک فضائی بالا بوده است. بعلاوه، رصدهای مکمل ما یک سری ۳۵ تائی از تصاویر رنگی با زمان‌های نوردهی کوتاه که بدون فیلتر شعاعی در فاصله کانونی $1/5$ متر برداشته‌ایم. این تصاویر پائین‌ترین نشر "نشرخنک" را در تاج نشان می‌دهند (نشر بوسیله $H\alpha$ و D3).

بنابراین درخواست ما، تیم رصد کننده EIT در GSFC به برنامه رصدی گرفتگی خورشید خودشان، تصویر برداشته شده در طول موج $A^{\circ} 304$ در $UT 12:02$ را افزودند در صورتی که گرفتگی کامل در سایت ما در چادگان، به ساعت $12:01:25$ به وقوع پیوست.

هم چنین رصدهای گرفتگی خورشید را با اسپکتروگراف نیز انجام داده‌ایم. اولی با $FeXIV$ دیسپرسیون زیاد جهت مشاهده پروفیل خط نشی تاجی با فواصل شعاعی متفاوت و زوایای مکانی متفاوت، دومی با دیسپرسیون کم جهت مشاهده چندین خط و بدست آوردن‌ناهمگنی‌های دما در تمام تاج، نتایج این قسمت در کارهای آینده‌مان منتشر خواهد شد.

بعنوان یک نتیجه مقدماتی، می‌توان اذعان داشت که در طیف‌های با تفکیک طیفی بالای ما، خط سبز در همه جای تاج خورشیدی تا بیش از $R\odot 1$ در بالای سطح خورشید، ضبط انتقالات دو پلری کوچک و در بخش‌های داخلی تاج رصد شده‌اند.

این موضوع تأیید می‌کند که دمای یونی متوسط در تاج میانی، نزدیک به $1/5$ تا ۲ میلیون درجه کلوین است که این مقدار از مقدار محاسبه شده در گرفتگی خورشید به هنگام می‌نیم، بیشتر است.

"ECLIPSE OF AUGUST 11, 1999"
WHITE-LIGHT IMAGES AND SIMULATANEOUS
EIT/SoHO OBSERI/ATIONS

BY: A. Adjabshirizadeh

Center For Astronomical Resarch & Khanjeh Nassir Addin Observatory,
University of Tabriz, Iran

ABSTRACT

Preliminary and qualitative results of the last Solar total Eclipse (August 11 th, 1999) are Presented: ground observations preformed in chadegan (Iran) with a radial gradient filter in white light, are compared to space observations obtained Simultaneously from EIT/SoHO and Shortly after the totality from YOHKOH. Correlations between the data sets are tentatively interpreted.

We concentrated our imaging experiments on the intermediate white light corona (between the very inner corona, where loops and jets dominate, and outer corona, where the outward flow dominates) which cannot be measured from space due to the vignetting by occulting systems. We took images using a radilal gradient filter of 150 mm diameter and a 20 cm dimeter lens of 3 m focal length. Exposure time (on 100 ASA color film) is 10 s. The radial gradinient filter is chosen in order to compensate the average radial gradient due to a constant hydrostatic temperature of $1.5 \cdot 10^6$ K. These data are required to complement spaceborne observations to provide precise measurements of plasma densities in the main part of the corona. High spatial resolution imaging is an other advantage of the method. A complimintary experiment yieldes a sequence of 35 short exposure images on color film, taken without any radial filtering a focal lenght of 1.5 m, showing the lowest emission of the "cool" corona (dominated by H α and D3 emission).

مراجع:

- 1- Delaboudinier et al.,1995, Solar physics, 162, 291.
- 2- Delanee C., Delaboudinier J-P., Lamy P., 1999, A & A, (Submitted).
- 3- Geougakilas A., Koutchmy S., Alissandrakis C., 1999, A & A, 341, 610.
- 4- Hirayama, T. 1972, Solar physics, 24, 310.
- 5- Mariska, J.T., 1992, "The solar Transition region", Cambridge university press.
- 6- Moses, D. et al., 1997, solar physics, 175, 571.
- 7- November L., Koutchmy, S., 1996, APJ., 446, 512.

CLASSIFICATION OF THE OBSERVED RADIO SOURCES OF THE NORTHERN SKY AT 5 GHz BY THEIR SPECTRAL INDICES

Habibollah Asareh

Department of Physics, Shahid Chamran University, Ahwaz, Iran

I. ABSTRACT

The 5 GHz JB ground-based interferometer produces low resolution data on Galactic and extra-galactic sources. The instrument is a fixed transit for which the Earth's rotation provides scanning in RA (Northern sky).

The observations have reached levels where confusing signals due to discrete radio sources or diffuse Galactic emission from dust, free-free emission and synchrotron radiation dominate the measurements and have to be removed.

By comparison of the data with the low-frequency 408 MHz data, the spectral index at high Galactic latitude was determined. The mean spectral index in this region was 2.8. Using these results the sources were categorized as synchrotron and free-free objects. These maps can be used not only in radio survey but also in all Galactic and extra-galactic researches to distinguish the all sky objects.

II. REFERENCES

1. Melhuish, S. J., et al., 1997, MNRAS, 206, 48.
2. Readhead, C. S., Lawrence, R., 1992, Annu. Rev. Astrophys., 30, 653.
3. Asareh, H., 1997, Ph.D. Dissertation, University of Manchester.

گزارش تعیین طول مدت خورشید گرفتگی ۲۰ مرداد ۷۸ در تیران

و

تصحیح بی‌نظمیهای لبّه ماه جهت محاسبهٔ تغییرات قطر خورشید

ایرج غلامی

دی ۱۳۷۸

کاری مشترک از:

دکتر جان اریک جونز - مرکز تحقیقات اقیانوس شناسی پرودمن، رصدخانهٔ پیدستون، انگلیس
ایرج غلامی و فاطمه طباطبائی - مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان

چکیده

یکی از نتایج مهم بررسی خورشید گرفتگی یافتن تغییرات دوره‌ای قطر خورشید بوده، که چندی است مورد توجه فرار گرفته است. برای این کار نیاز به آن خواهیم داشت که طول مدت گرفتگی کلی را یافته و با نتایج ناشی از محاسبات مقایسه کرده و دلیل اختلاف را ناشی از تغییر در قطر خورشید بدانیم. بنابراین لازم است محاسبات خود را از بقیهٔ جهات دقیق انجام دهیم تا بتوانیم با اطمینان ادعا کیم که دلیل اختلاف فقط ناشی از تغییرات در قطر خورشید است. مواردی وجود دارند که بی‌دقیقی در اندازه‌گیری آنها موجب بروز خطای بزرگی می‌شود. از جمله آنها می‌توان به اندازه‌گیری طول مدت گرفتگی و بی‌نظمیهای موجود در لبّه ماه اشاره کرد که ما در این مقاله سعی داریم نحوهٔ اندازه‌گیری زمان و چگونگی تصحیح لبّه ماه را بررسی کنیم.

۱ مقدمه

آقای جک ادی، منجم، در سال ۱۹۷۹ پیشنهادی داد مبنی بر اینکه خورشید ممکن است با آهنگ خیلی سریع چرکیده شده و احتمال تغییر قطر خورشید وجود دارد. و این در حالی است که پیش‌بینی ایشان در سال ۱۹۸۰ بوسیلهٔ Stephenson و Morrison^۱ نشان داده شد. بنابراین، علاقمندی به محاسبهٔ تغییرات قطر خورشید هنوز هم ادامه دارد و یکی از مناسبترین روشها برای آن، تعیین مدت زمان یک گرفتگی کلی است، با دقت زمانی حداقل ۱/۰ ثانیه.

Parkinson J. H., Morrison L. V., Stephenson F.R., Nature, 288, 548 (1980)^۱

این زمان گیری به ما کمک خواهد کرد تا بتوانیم نتایج مشاهده‌ای را با نتایج محاسباتی مربوط به زمان شروع و مدت زمان گرفتگی کلی مقایسه کنیم. اختلاف در این دو مورد ما را به تغییرات در قدر خورشید رهمنون خواهد شد. بنابراین برای انجام محاسبه دقیق نیاز به آن داریم که تا حد امکان پارامترهایی را که موجب اختلال می‌شوند، حذف کنیم.

یکی از مهمترین پارامترها، بی‌نظمی در لبۀ ماه می‌باشد که در این مقاله سعی می‌شود روش تصحیح لبۀ ماه نیز توضیح داده شود.

قبل از شروع بحث اصلی لازم است یک تعریف صحیحی از شروع و خاتمه گرفتگی داشته باشیم:

تعریف گرفتگی کلی خیلی ساده بوده و شروع آن لحظه‌ایست که آخرین تکه‌های روشن خورشید (فتوسfer) ناپدید شده (تماس دوم) و پایان آن وقتی است که اولین دانه‌های روشن ظاهر می‌شوند (تماس سوم)، که این دو لحظه با پدیده‌هاییکه به دانه‌های بیلی (Baily's Beads) معروفند در هم آمیخته می‌شوند. وقتیکه خورشید به صورت یک هلال خیلی نازک در می‌آید، کوهها و دره‌های موجود روی لبۀ ماه آنرا به یک سری از دانه‌های روشن در می‌آورند. لحظه شروع گرفتگی وقتی است که آخرین دانه محرومی شود. در واقع، وقتی گرفتگی شروع می‌شود که لایه بالای فتوسfer خورشید (کروموفر) با نور قرمز رنگ ظاهر می‌شود، و زمان خاتمه وقتی است که خورشید از طرف دیگر ظاهر شده و حلقة الماس شروع به شکل‌گیری می‌کند.

۲ روش‌های ثبت زمان

۱.۲ روش اول: دیدن معمولی با چشم / دوربین دوچشمی / تلسکوپ + کرونومتر

یکی از ساده‌ترین روش‌های مشاهده خورشید، استفاده از فیلتر مناسب و دیدن مستقیم آن و نهایتاً شروع در لحظه آغاز گرفتگی با زدن کرونومتر است. که برای بالا بردن دقت تشخیص می‌توان از دوربین دوچشمی یا تلسکوپ نیز استفاده کرد. البته بزرگترین مشکل استفاده از این روش تهیه فیلتر مناسب جهت محافظت از چشم قبل از گرفت کامل می‌باشد. بطوريکه کدری فیلتر باید به اندازه‌ای باشد که از یک طرف به راحتی بتوانیم دانه‌های بیلی را تشخیص دهیم و از طرف دیگر چشم اذیت نشود. البته منجمان حرفا‌ای می‌دانند که دقیقاً چه وقت به خورشید نگاه کنند (بدون فیلتر) تا هم لحظه شروع را از دست ندهند و هم چشم آنها آسیب نبیند. همچنین یک راه دیگری برای دیدن وجود دارد و آن تشكیل تصویری بزرگ و واضح از خورشید با استفاده از یک تلسکوپ روی یک پرده است که از این طریق می‌توان محو شدن آخرین دانه بیلی و نمایان شدن قرمزی کروموفر را تشخیص داد.

۲.۲ روش دوم: همانند روش اول؛ ولی با استفاده از یک ضبط صوت و سیگنالهای زمانی

روش کار به این صورت است که قبلاً از لحظه شروع گرفتگی، ضبط صوت را روشن نموده و سیگنالهای زمانی را (که می‌تواند رادیوئی و یا با استفاده از ابزارهای دیگری که به صورت منظم و متوالی صدا تولید می‌کنند – برخی از انواع ساعتها – باشد) پخش می‌نماییم و همزمان در لحظه گرفتگی «راصد» می‌تواند با گفتن «شروع» بطوریکه صدای او همزمان روی نوار ضبط شود زمان آغاز گرفتگی را اعلام و در انتهای نیز با گفتن «پایان» زمان پایان را اعلام کند.

بازه‌بین این دو زمان بعد از رصد قابل اندازه‌گیری است.

ضمناً، سیگنالهای رادیوئی با فرکانس‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ مگاهرتز در باند طول موج کوتاه قابل دسترس هستند.

۳.۲ روش سوم: عکاسی متواالی و منظم با استفاده از دوربینهای موتوردار

روش دیگری که می‌توان مورد استفاده قرار داد بکارگیری دوربین عکاسی با یک عدسی تله (Tele) قوی و یک موتور جلوبرنده فیلم عکاسی است. بطوریکه قبل از شروع گرفتگی بصورت پشت سر هم و منظم شروع به گرفتن عکس نماید و بعد از اتمام گرفتگی نیز متوقف شود. که دوربینهای فیلمبرداری نوری قدیمی می‌توانند از این قبیل باشند.

یک مسئله مهمی که دراستفاده از این روش وجود دارد این است که لحظه شروع یا خاتمه گرفتگی بین دو عکس متواالی اتفاق بیافتد. اگر فاصله زمانی بین دو برداشت عکس $2/0$ ثانیه باشد مناسب خواهد بود، زیرا دقت $1/0$ ثانیه در ثبت زمان دقت خوبی است. یعنی می‌توانیم وسط دو بازه عکسبرداری را در نظر بگیریم.

۴.۲ روش چهارم: استفاده از عکاسی فتوالکتریکی

دراین روش مشابه با روش سوم عمل می‌شود ولی وسائل ما شامل یک CCD و یک کامپیوتر می‌باشد. توجه به این نکته لازم است که سلول فتوالکتریک باید آنقدر حساسیت داشته باشد که بتواند به سرعت بعد از گرفتن یک تصویر، خود را برای گرفتن تصویر بعدی (از نظر شدت) به حالت اولیه در آورد.

۵.۲ روش پنجم: استفاده از دوربین ویدئویی

این یک روش مناسب، راحت و قابل دسترس است که طرفداران بیشتری نیز دارد. برای شروع بهتر است ساعت ویدئو روی صفحه نمایش با باره زمانی یک ثانیه نمایان باشد.

البته تا حدود 30 ثانیه قبل از گرفتگی باید دوربین را بوسیله یک پرده محافظ از نور خورشید در امان نگه داشت. برای اینکه بتوانیم یک تصویر بزرگتری از خورشید را در صفحه ثبت کنیم می‌توانیم از عدسهای تبدیل که در جلوی دوربین قرار گرفته و اندازه تصویر را مثلاً دو برابر می‌کنند استفاده کنیم.

چند نکته قابل توجه است و آن اینکه، اولاً از تنظیم خودکار استفاده نکنیم، یعنی روشنایی تصویر را خودمان تنظیم کنیم، زیرا در موقعی که اطراف قرص ماه از روشنایی به تاریکی می‌گراید (در لحظه تماس دوم) تنظیم خودکار نمی‌تواند خیلی سریع خود را تطبیق دهد بلکه در حدود 2 یا 3 ثانیه طول می‌کشد. در نتیجه تشخیص محو شدن دانه‌های بیلی مشکل خواهد بود. و ثانیاً از تنظیم وضوح تصویر (focus) دستی استفاده کنیم، ثالثاً از بزرگنمایی اپتیکی استفاده کنیم نه دیجیتال، زیرا کیفیت تصویر را کم می‌کند و نهایت اینکه بعضی از عدسهای تبدیل وضوح تصویر را پایین می‌آورند در این صورت نباید از آنها استفاده کرد.

برای پیدا کردن زمان می‌توان از یک ویدئو که تصاویر را فریم به فریم نشان می‌دهد استفاده کرد.

۳ روش مورد استفادهٔ ما

۱.۳ نحوه ثبت

روشی که ما در تبران برای ثبت گرفتگی کلی 20 مرداد 78 بکار بردیم، استفاده از یک دوربین ویدئویی پاناسونیک (هندی کم) مدل R550 با بزرگنمایی اپتیکی $10 \times$ بود. با این بزرگنمایی تصویر قرص ماه و خورشید تقریباً نصف صفحه نمایش را می‌پوشاند.

در حدود چند ثانیه قبل از آنکه آخرین دانه بیلی محو شود، فیلتر از جلوی دوربین برداشته شد و وقتیکه گرفتگی شروع شد یکی از حضار شروع به شمردن با باره زمانی یک ثانیه کرد (البته نیازی به این کار نبود زیرا هم دوربین

فیلمبرداری زمان را نشان می داد و هم ویدئو، فقط جهت مطابقت زمانهای ساعت مچی و ساعتهای ویدئو دوربین بود)، تا اینکه گرفتگی خاتمه یافت.

۲.۳ یافتن زمان

برای یافتن زمان، ما از یک ویدئوی پاناسونیک مدل (PANASONIC, NV-SD350) و همچنین جهت جلوگیری از خط از یک ویدئوی سامسونگ مدل (SAMSUNG, SV-A80G) استفاده کردیم بطوریکه هر دوی آنها قابلیت نشان دادن تصویر بصورت فریم به فریم داشتند. درست در موقع شروع گرفتگی روی فیلم با صفر کردن ساعت ویدئو در زمان به جلو می رفتیم و با صدای شمارش داخل فیلم مطابقت می دادیم و این عمل را تا یک ثانیه قبل از پایان گرفتگی با متوقف کردن حرکت فیلم و نمایش فریم به فریم ادامه داده، ثانیه آخر را با دقت زیاد اندازه گرفتیم. از آنجاییکه بطور معمول دوربینهای فیلمبرداری در هر ثانیه ۲۵ فریم ثبت می کنند (که دوربین ما نیز چنین بود) ما می توانستیم دقیق معادل با $4^{\circ} 0' 0''$ ثانیه را اندازه گیری کنیم.

نهایتاً پس از چندین بار آزمایش زمان "۴۷/۴" ۱۰، ۲۳/۱۸، ۹۱، ۵۱ $^{\circ}$ شرقی در طول "۲۱، ۵۰/۲۱، ۴۱، ۳۲ $^{\circ}$ شمالی در عرض و ارتفاع از سطح دریا ۱۹۵۸ متر ثبت شد.
حال با پیدا کردن مدت زمان گرفتگی نیاز به آن داریم که یکی از مهمترین پارامترهای اختلال در محاسبه و پیشگویی خورشید گرفتگی، یعنی بی نظمیهای لبه ماه را بررسی کرده و اثر آنرا به حداقل برسانیم.

۴ تصحیح لبه ماه

۱.۴ مقدمات

معمولًا، پیش‌بینی تماسهای دوم و سوم در خورشید گرفتگی براساس صاف بودن سطح ماه محاسبه می‌شوند. بنابراین بی نظمیهای سطح ماه ممکن است موجب بروز خطاها قابل ملاحظه‌ای در چنین پیش‌بینی‌هایی شود، که البته مقدار آن بسته به موقعیت راصد در درون مسیر گرفتگی نسبت به خط مرکزی، ممکن است به دهها ثانیه در جاهاییکه خیلی از مرکز دور است برسد.

در تقویم‌های نجومی عمومی (National Almanac) معمولًا یک کاهش $6^{\circ} 0'$ - ثانیه قوسی را برای قطر ماه بکار برد (که البته تا قبل از ۱۹۶۴ این مقدار $5^{\circ} 0'$ - ثانیه قوسی بوده است) و با استفاده از این شاعع جدید المانهای بسلی را محاسبه کرده و زمان شروع و همچنین قدر گرفتگی را بدست می‌آورند.
به همین منظور Duncombe^۱ در سال ۱۹۷۳ مقاله‌ای را منتشر کرد که در آن شکل لبه ماه در موقعیتهای مختلف رسم شده بود، (شکل ۱)، این اشکال ما را رهنمون می‌کنند تا بتوانیم شکل بی نظمیهای لبه ماه را در زمان و مکان مشخص دارا بوده و با استفاده از آن زمان دقیق تماسهای دوم و سوم را محاسبه کنیم.

قبل از شروع کار نیاز به آن داریم که بدانیم شکل قرص خورشید وقتیکه در پشت ماه پنهان است چگونه است. اگر در عکسها دقت کرده باشید وقتیکه حلقه الماس تشکیل می‌شود مالبه خورشید را به صورت یک منحنی کوچک خواهیم دید، که به صورت یک نمودار epicyclic می‌باشد (و آن به اینصورت شکل می‌گیرد که اگر دایره کوچکی روی دایره بزرگتری بغلت مکان هندسی نقاطی که یک نقطه از محیط دایره کوچکتر می‌پیماید یک نمودار epicyclic است). این منحنی را که به منحنی جابجایی معروف است، (شکل ۲)، می‌توان بوسیله روابط خیلی ساده‌ای یافت. البته در مقالات مختلفی روش‌های مختلفی برای کشیدن شکل این نمودار بکار گرفته شده است، مثلاً در مقاله Stephenson & Morrison^۲ این نمودار طوری کشیده شده بود که شکل آن بستگی به طول مدت گرفتگی کلی داشت و با Herald^۳ یک منحنی جابجایی که بستگی به قدر گرفتگی داشت را تشریح کرد. رابطه ایکه Herald از آن استفاده

Duncombe, J. S., US Naval Observatory Circular No. 141(1973)^۱
Stephenson F. R. & Morrison L. V. phil. Trans R. S. (Lond), A313, 47-70 (1984)^۲
Herald, J. Brit. Astron. Assoc. 93(6), 241 (1983)^۳

کرد چنین بود:

$$h = 960''(M - 1)(1 - \cos P) \quad (1)$$

که در آن h ارتفاع لبه خورشید از لبه میانگین ماه و M قدر گرفتگی و P زاویه از نقطه تماس است. در حالیکه ^۵Jones از رابطه:

$$x = (R_m + R_s \cos \theta - R_m \cos \theta) - [\cos^2 \theta (R_m - R_s)^2 + R_m (2R_s - R_m)]^{1/2} \quad (2)$$

استفاده کرد که در آن R_s شعاع خورشید در ثانیه قوسی و R_m شعاع ماه در ثانیه قوسی، θ زاویه از نقطه تماس و x نیز مشابه با h در رابطه (1) می باشد.

باید تأکید کرد نمودارهاییکه از روش‌های فوق الذکر بدست می‌آیند خیلی با هم مشابه‌اند، بنابراین نباید زیاد نگران این بود که کدام یک ارجح است.

حال با استفاده از این منحنی جابجایی و نمودار Duncombe قصد داریم سی‌نظمیهای لبه ماه را تصحیح کیم.

۲.۴ اصول کار:

منحنی ایجاد شده از معادلات (1) یا (2) که در شکل ۳ آمده است، روی یک ورقه شفاف رسم و روی نمودار لبه ماه قرار می‌دهیم، بطوریکه کمان موجود روی لبه میانگین ماه منطبق شود. روی منحنی در نقطه π سوراخی ایجاد می‌کنیم بطوریکه قادر باشیم تا نقطه π را علامت بزنیم، (شکل‌های ^۴). همچنین خط CD را با مقیاس ثانیه قوسی علامت می‌زنیم تا جابجایی منحنی لبه ماه در جهت شعاعی بتواند مشخص باشد. برای یافتن نقطه واقعی تماس، منحنی را در جهت شعاعی جابجا نموده تا قسمتی از آن روی نمودار لبه ماه مماس شود، آنجا نقطه تماس دوم واقعی خواهد بود و مقدار جابجایی نیز اختلاف را در مقیاس ثانیه قوسی نشان خواهد داد. حال که توانستیم اختلاف شعاع ماه را با شعاع میانگین پیدا کنیم، از این پس شعاع جدید که عبارتست از، شعاع میانگین منهای (به اضافه) این اختلاف، را در محاسبات بکار می‌بریم.

۵ سایر محاسبات

بنابراین برای اینکه بتوانیم قطر خورشید را با استفاده از مقادیر دقیق موجود بصورت تئوری بدست آوریم نیاز به یک سری محاسبات داریم که از ارائه آنها بدلیل عدم نیاز خودداری شده و فقط آنها را در زیر لیست می‌کنیم، زیرا این محاسبات را می‌توان در کتابهای مربوط به نجوم کروی یافت.^۱

- ۱- محاسبات المانهای بسلی محلی
- ۲- محاسبات نیم قطر ظاهری ماه و خورشید
- ۳- محاسبات رخ‌گردانی (Libration) ماه
- ۴- محاسبه آهنگ جدایی ماه و خورشید
- ۵- محاسبه نهایی

۶ نتیجه

با توجه به مشخصات تیران یعنی: عرض جغرافیایی "۲۱°/۵۰'۰" (۳۲/۶۹۷۴۲) شمالی و طول جغرافیایی "۵۱°/۱۵۶۴۴" (۵۱'۰, ۹', ۲۳/۱۸") شرقی و ارتفاع ۱۹۵۸ متر از سطح دریا، نتایج زیر از محاسبات بدست می‌آیند:

^۱ Jones J. E., Br. Astron. Assoc. 109, 5 (1999)
پطر مثال: کتاب نجوم کروی، نویسنده W. M. Smart ترجمه دکتر داود محمدزاده جسور—مرکز نشر دانشگاهی ۱۲۷۵

• تماشها با توجه به صاف بودن لبه ماه:
ساعت ۱۲ و ۱ دقیقه و ۵۸/۴۹ ثانیه (تماس دوم) و ساعت ۱۲ و ۳ دقیقه و ۴۹/۹۴ ثانیه (تماس سوم)
بنابراین یک مدت گرفتگی برابر با ۱ دقیقه و ۵۱/۴۵ ثانیه را به ما خواهد داد.

• رخگردانی (Libration) ماه در این موقعیت: $+4/28$ درجه در طول و $-1651/0$ درجه در عرض

• آهنگ جدایی ماه و خورشید:
 $427552/0$ ثانیه قوسی بر ثانیه در زمان تماس دوم
 $428365/0$ ثانیه قوسی بر ثانیه در زمان تماس سوم

• نقاط تماس روی نمودار دانکوب:
 $87/01$ درجه (در تماس دوم)
 $278/56$ درجه (در تماس سوم)

• شعاع ظاهری ماه و خورشید به ترتیب: $269662/0$ و $2631116/0$

• تصحیح لبه خوانده شده از روی نمودار دانکوب با استفاده از منحنی:
برای $L = +5/0$: $75/0$ در تماس دوم و $20/1$ در تماس سوم
برای $L = +4/0$: $80/0$ در تماس دوم و $20/1$ در تماس سوم
برای $L = +4/28$: $7862/0$ در تماس دوم و $560/1$ در تماس سوم

$L = \text{Libration}$

• در نتیجه، کاهش مدت گرفتگی در تماس دوم $1/83888$ ثانیه و در تماس سوم $2/64125$ ثانیه را خواهیم داشت. که نهایتاً $48062/5$ ثانیه کاهش از زمان محاسبه شده با در نظر گرفتن لبه صاف برای ماه بوجود می آید.

پس، مدت زمان پیش‌بینی شده برای گرفتگی کلی با تصحیح دقیق برابر خواهد بود با:
 $45/92036$ دقیقه و
در حالیکه زمان مشاهده شده برابر بود با:
 $40/47$ دقیقه و ۴۷ ثانیه.

«بنابراین یک کاهش به اندازه $6/30$ در شعاع خورشید وجود داشت».

۷ تقدیر و تشکر:

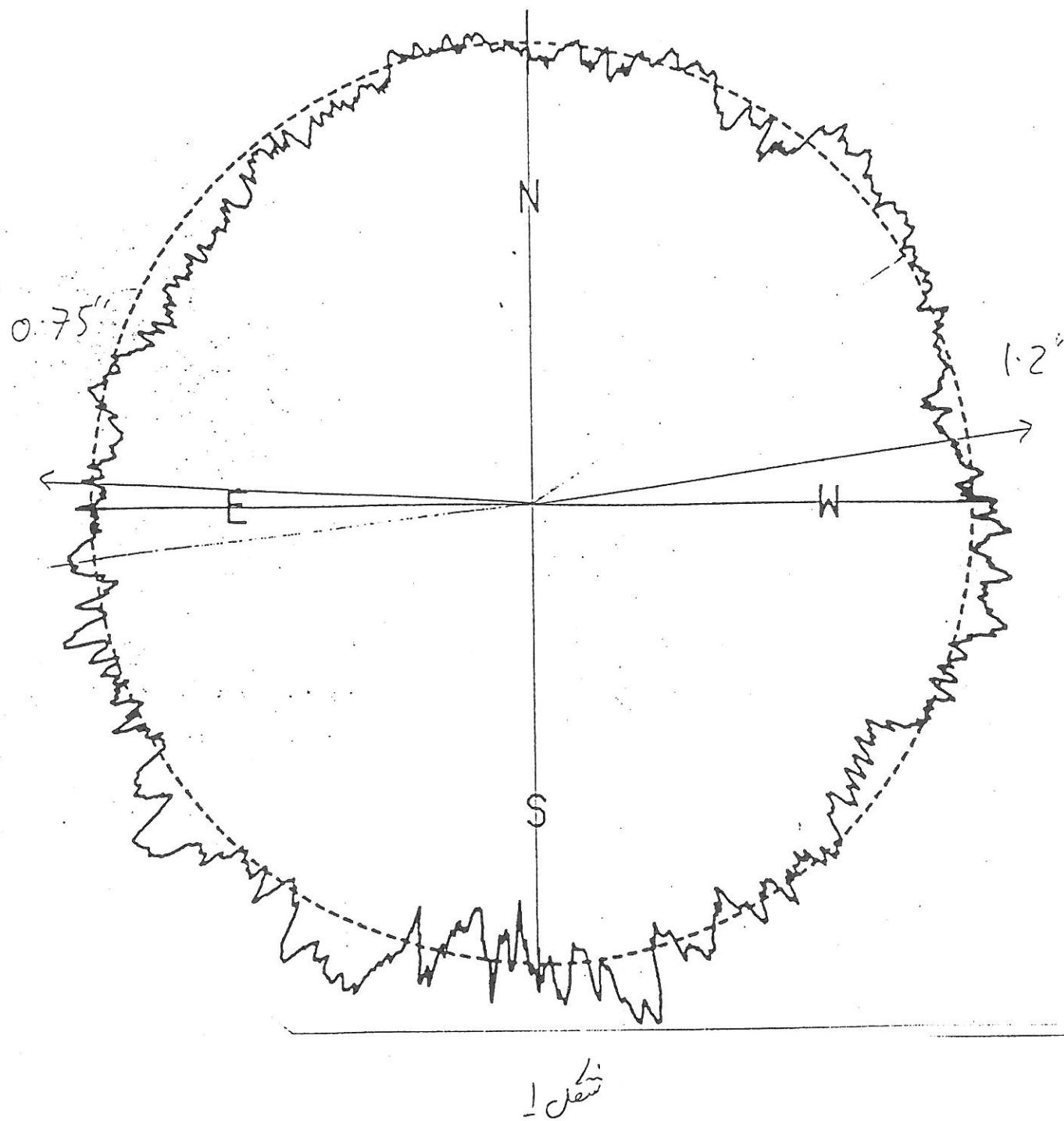
در انتهای جا دارد از همکاری صمیمانه و تلاش پی گیر جناب آقای دکتر مهدی جهانمیری از مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان که در شکل گیری این پژوهه سعی بی دریغ داشتهند تشکر کیم.

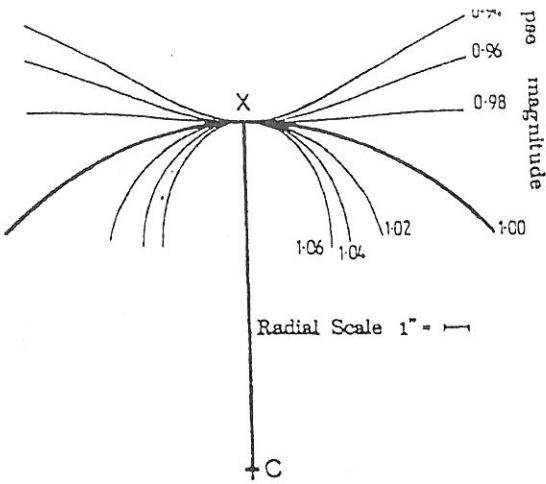
TIRAN
FIN

LUNAR LIMB PROFILE

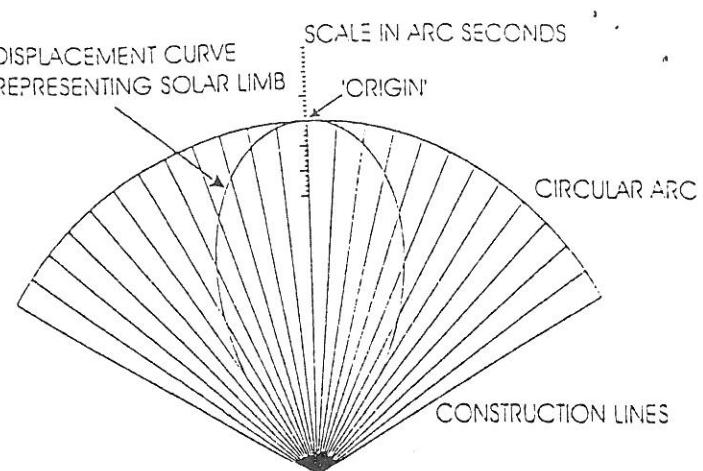
$L=+5^{\circ}00$ $B=0^{\circ}00$

RADIAL SCALE: 1 SECOND OF ARC ← →
DOTTED LINE = MEAN LIMB SOLID LINE = TRUE LIMB

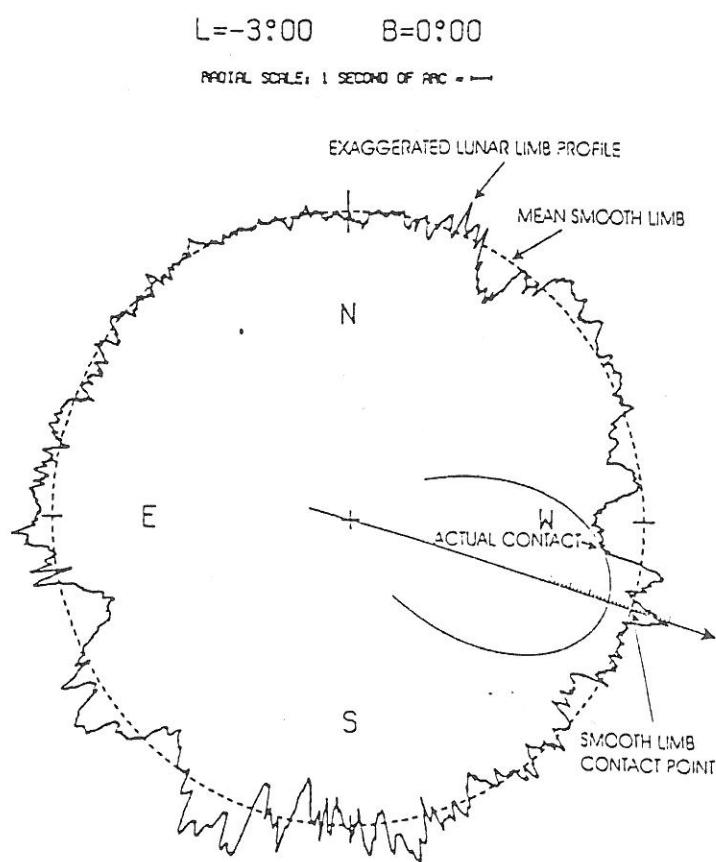




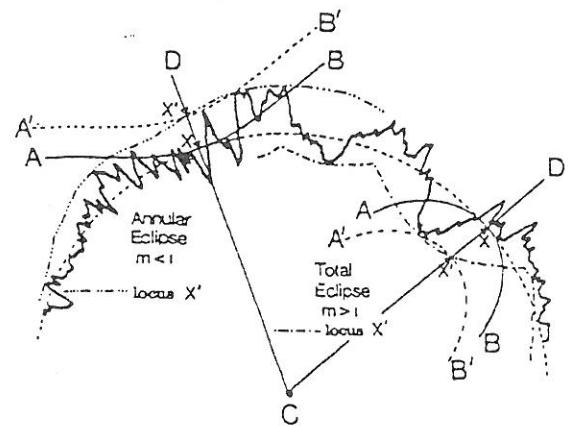
During an eclipse, the form of the solar limb, relative to the lunar, is related directly to the magnitude of the eclipse. C represents the centre of the Moon; the radial scale is magnified approximately 70 times.



A typical graticule as prepared in Stage III of the analysis technique.



A lunar limb profile with graticule curve applied. Dotted line = mean limb, solid line = true limb. (1983 solar eclipse at Tanjung Kodok, Northern Java).



The relationship between the solar and lunar limbs at second or third contact during a solar eclipse is shown. The distance XX' represents the distance the solar limb is from the mean lunar limb at the time of true contact. The figure shows the relationship for both total and annular eclipses. The radial scale is magnified approximately 70 times.

(c) R Jev

(c) R Jev

روشی جدید برای مطالعهٔ تغییرات در خورشید و آنالیز اطلاعات

استاد جگدو سینگ – مؤسسهٔ اختر فیزیکی هند، بنگلور
ایرج غلامی – مرکز تحصیلاتٰ تکمیلی در علوم پایه، زنجان

۱۳۷۸ دی

چکیده

در اینجا ما روشی را بکار می‌بریم که می‌توان با آن طیفهایی با تفکیک بالا از خط یونیزه K کلسیم در عرضهای مختلف خورشیدی بطوریکه روی 180° درجه طول خورشیدی جمع زده می‌شود بگیریم. این طیفها برای مطالعهٔ تغییرات نمودار خطوط طیفی به عنوان تابعی از عرض خورشید تجزیه و تحلیل می‌شوند. این داده‌ها در یک پایهٔ منظمی جمع آوری می‌شوند و در یک مقیاس بزرگ مدت از آنها، ما قادر خواهیم بود، چرخش، دیفرانسیل چرخش، فعالیت و تغییرات خط K کلسیم به عنوان پارامترهاییکه در عرضهای مختلف و در یک چرخهٔ خورشیدی مورد مطالعه قرار می‌گیرند را مطالعه کنیم.

۱ مقدمه

در گذشته تلاشهای زیادی صورت گرفته تا با اندازه‌گیری تابش کل خورشید پی به تغییرات آن ببرند ولی به خاطر اختلاف در شفافیت جو زمین در مکانها و زمانهای متفاوت، داده‌های بدست آنده محدود بودند. تا اینکه انجام آزمایش در بالای جو پا گرفت. آزمایش از طریق ماهواره نیمبوس ۷ (Nimbus 7)^۱ و بوسیلهٔ ACRIM که علامت اختصاری Active Cavity Radiometer Irradiance Monitor می‌باشد انجام گرفت. داده‌های ACRIM با دقت خیلی بالایی در بین سالهای $1980-84$ گرفته شده بودند و نشان می‌دادند که تابش کل خورشیدی با فاز چرخه آن تغییر خواهد کرد و هر چه به حالت ماکزیمم چرخه نزدیک می‌شوند بیشتر خواهد شد. البته آزمایش فقط برای مدت چهار سال انجام شد و آنهم نزدیک به دورهٔ ماکزیمم. بنابراین ادامهٔ آزمایش ممکن بود که نتایج واقعی را به ما ندهد و با خطأ همراه باشد. زیرا بر اثر مرور زمان و استفاده از دستگاهها، ممکن بود که آنها فرسوده شده باشند. که البته گرفتن داده‌های ماکزیمم بعدی می‌توانست نتایج قبلی را تأیید کند.

Hickey, J. R. & Alton B. M. (1984) NASA Conference Publication, 2310, Solar Irradiance Variation on Active Region^۱
Time Scales, p. 43.

روشهای دیگر برای مطالعه طولانی مدت تغییرات در خورشید، استفاده از نمودار خط طیفی K کلسیم است. که افراد مختلفی با استفاده از روش‌های مختلف سعی در ثبت و ضبط داده‌ها با گرفتن خط آنرا با روش فتوالکتریکی

Slaughter, Livingston و Milkey¹ خورشید را روی یک توری تصویر کردند و طیف آنرا با روش فتوالکتریکی ثبت کردند. Keil و Worden² از یک عدسی استوانه‌ای با فاصله کانونی ۵mm در یک جهت، بدون خمیدگی در جهتهای دیگر استفاده کردند تا بتوانند یک تصویر خطی به اندازه ۱۰mm × ۵۰μ درون طیف‌نگار درست کرده و با استفاده از روش فتوالکتریکی آنرا ثبت کنند. روش بکار برده شده بوسیله Sivaraman³ و همکارانش در شکل ۱ آمده است. دو آینه سلوستات (Coelostat) در ارتفاع ۱۱ متری نصب شده بطوریکه نور خورشید را جمع کرده و به آینه سوم که در پایین گذید قرار دارد می‌فرستند تا به یک طیف‌نگار ۱۸ متری هدایت شود. یک توری با ۶۰° خط بر میلیمتر طیفی با پراگندگی (dispersion) ۹/۳۹ mm/A⁰ حول خط K کلسیم در مرتبه ششم ایجاد می‌کند. برای جمع آوری تمام طیف نوری خورشید آینه سوم بوسیله یک پوشش آلومینیوم که با TIO_۲ روکش شده است اندوده شده است، بطوریکه تقریباً تمام نور را در همه جهتها پراکنده کند. بنابراین یک نقطه روی شکاف طیف‌نگار نور را از همه قسمتهای صفحه خورشید دریافت می‌کند.

داده‌های دریافت شده از همه این مشاهدات تأیید می‌کنند که خورشید یک ستاره متغیر است، اگر از پنجره‌ای به پهنه‌ای A⁰ حول خط K کلسیم (که از این پس ما آنرا شاخص خط کلسیم می‌نامیم) دیده شود و خواهیم دید که نمودار خطوط طیفی نیز بر حسب فاز چرخه خورشیدی تغییر خواهد کرد.

بیشتر تغییرات در نمودار خط طیفی روی پلاژهای (plages) خورشید توسعه پیدا می‌کنند. Skumanich⁴ و همکارانش یک مؤلفه جدید برای مطالعه چرخه خورشیدی پیشنهاد دادند و آن استفاده از شبکه‌های فعال (Active Network) روی خورشید بود. (شبکه‌های فعال در واقع مرز دانه‌های خورشیدی را تشکیل می‌دهند). زیرا این نقاط قادر بودند بر طبق چرخه خورشیدی روی خطوط طیفی K کلسیم اثر گذار باشند.

در یک اندازه‌گیری که بوسیله White⁵ و Livingston⁶ در مرکز صفحه خورشید در یک بازه ۳' × ۱' انجام شد، هیچ تغییری در شاخص کلسیم دیده نشد. این شاید به این دلیل بود که شبکه‌های فعال در عرضهای بالاتر نمایان می‌شوند.

بنابراین ما یک روش جدیدی را تشریح خواهیم کرد تا اطلاعاتی درباره توزیع شبکه‌های فعال، دیفرانسیل چرخش کروموفر، تغییرات طولانی مدت از آهنگ چرخش، فعالیت و تغییرات پارامترهای خط K کلسیم را در کمرنده از عرضهای مختلف خورشیدی در طول فازهای مختلف یک چرخه خورشیدی به ما بدهد.

۲ روش مشاهده و ثبت

همانطوریکه در شکل ۱ دیده می‌شود، شبیه 'O' یک عدسی با فاصله کانونی ۳۶m است که تصویری از خورشید به قطر ۳۹cm روی طیف‌نگار ایجاد می‌کند. برای گرفتن طیف در یک عرض مشخص و جمع زدن روی ۱۸۰° طول خورشیدی، یک طرحی از شکل خورشید بسته به اندازه تصویر و عرض خورشید مرکزی خورشید نسبت به مرکز صفحه، B، در آن روز، روی یک ورقه کاغذ همانند شکل ۲ در جهت N-S ساخته می‌شود. خطوط عرضی در یک بازه ۱۰ درجه‌ای روی طرح خورشید رسم شده‌اند. این ورقه نزدیک صفحه کانونی تصویر خورشید نگه داشته شده بطوریکه محور چرخش تصویر با محور N-S موازی شود، یعنی تصویر در جهت شرق - غرب حرکت می‌کند.

به دلیل کم بودن پهنه‌ای لبه خورشید از دید ما، ناچاریم که بازه بزرگتری از عرض در قطه‌های شمال و جنوب خورشید را بعنوان یک کمرنده در نظر بگیریم. یعنی از ۶۰° تا ۹۰° شمالی یا جنوبی عرض خورشیدی را بعنوان یک بازه گرفته و از آن روی ۱۸۰° طول شدت را جمع می‌زنیم.

Livingston, W., Milkey, R. and Slaughter, C.(1977) Ap. J. 211,281.^۱

Keil, S. L. and Worden, S. P. (1984) Ap. J. 276, 766.^۲

Sivaraman, K. R., Singh, J., Bagare, S. P. and Gupta, S. S. (1987) Ap. J. 313, 456.^۳

Skumanich, A., Lean, J. L., White, O. R. and Livingston, W. C. (1984) Ap. J. 282, 776.^۴

White, O. R. and Livingston, W. C. (1978) Ap. J. 226, 679.^۵

برای جمع آوری نور خورشید، آینه دوم را طوری با استفاده از یک موتور الکتریکی می چرخانیم تا تصویر از شرق به غرب در طول یک خط عرضی مشخص حرکت کند. مدت زمانیکه طول خواهد کشید تا تصویر از شرق به غرب روی خط عرضی استوایی خورشید برود، حدود ۱۵ ثانیه است. که نهایتاً طیف آن روی یک فیلم Kodak 103-aO ۳۵mm ثبت می شود. البته اخیراً آنرا بطور مستقیم روی CCD ضبط می کنند.

منحنی های چگالی طیفهای ضبط شده بوسیله روش های استاندارد طیف سنجی به منحنی های شدت تبدیل می شوند. تا که بتوانیم نمودار طیفی خط کلسیم را بدست آوریم.

دو نمونه از این نمودارها، یکی در عرض 80° شمالی و دیگری در استوایان مثال آورده شده اند. منحنی های در یک شدتیکه ۱۳٪ پیوستار می باشد در طول موج $3935/1640^{\circ}$ در طرف قرمز خط کلسیم که بوسیله White و Suemoto^۷ داده شده اند، نرمالیزه می شوند.

۳ نتیجه

ما ۵ روز داده را در فاصله بین ۲۷ دسامبر ۱۹۹۷ تا ۱۰ ژانویه ۱۹۹۸ آنالیز کردیم. شکل ۳ نشان می دهد که همه پارامترهای خط K کلسیم برای نمودار در عرض 80° شمالی نسبت به نمودار در استوایان متفاوت هستند. برای روشی که ارائه شد، ما نیاز داریم که همه این اختلافات را با هم بررسی کنیم.

بعضی از پارامترها جهت بررسی در زیر آمده اند:

شاخص K: همانطوریکه بوسیله Wilson^۸ برای اندازه گیری ستارگان تعریف شد، شاخص K معادل با $1A^{\circ}$ حول خط مرکزی K کلسیم می باشد. این شاخص باید با نشر کلی کروموفری از ستاره متناسب باشد (Ayres و Linsky^۹).

پهنهای K_1 : این پهنهای بین دو مینیمم در طرفین مینیمم مرکزی است.

پهنهای K_2 : این پهنهای بین دو ماکزیمم در طرفین مینیمم مرکزی است.

پارامتر Wilson - Bappu: بر طبق تعریفی از Wilson^{۱۰} که به پهنهای اندازه گیری شده بین لبه بیرونی قله های K_2 همانطوریکه در شکل طیف ستارگان دیده می شود گفته می شود. ما این پارامتر را با استفاده از روش پیشنهادی Smith^{۱۱} که عبارت است از فاصله بین میانگین شدت K_2 و K_1 در دو طرف خط مرکزی.

شدت مرکزی: این مینیمم شدت در مرکز خط K_2 است و باید با نشر بالای کروموفر متناسب باشد.

نسبت سرخ - بنفش: این پارامتر، K_{2V}/K_{2R} با استفاده از نامتقارن بودن نشر خالص در بالای سطح شدت مرکزی اندازه گرفته می شود.

White, O. R. and Suemoto, Z. (1968) Solar Phys. 3, 523.^۷
 Wilson, O. C. (1968) Ap. J. 153, 223.^۸
 Linsky, J. L. and Ayres, T. (1978) Ap. J. 220, 619.^۹
 Wilson, O. C. and Bappu, M. K. V. (1957) Ap. J. 125, 661.^{۱۰}
 Smith, E. P. (1960) Ap. J. 132, 202.^{۱۱}

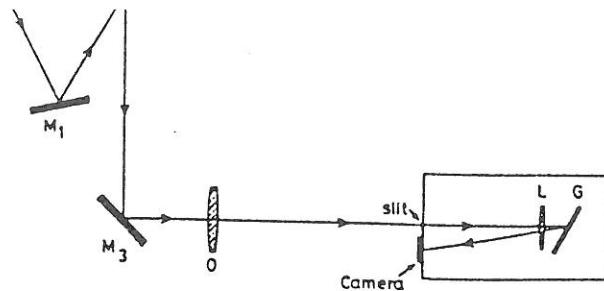


Fig.1. Optical arrangement of Solar Tower telescope at Kodaikanal.

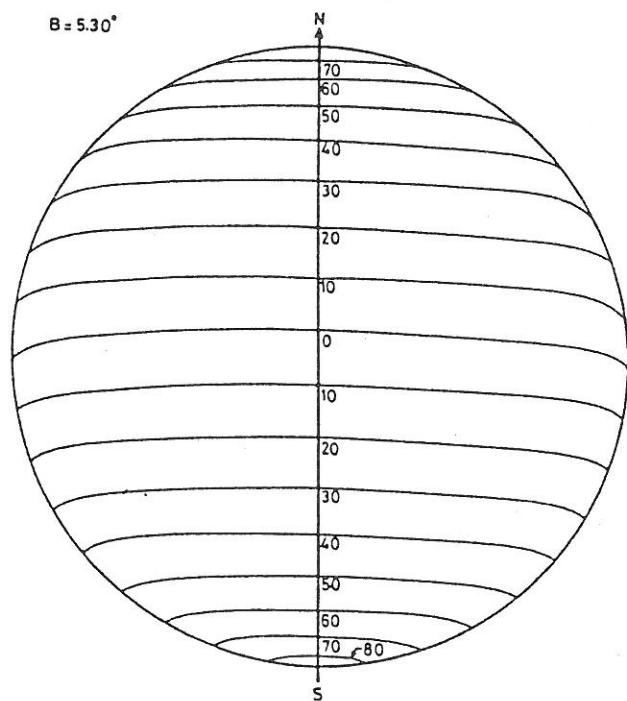


Fig.2. A typical Sun chart prepared for making the observations.

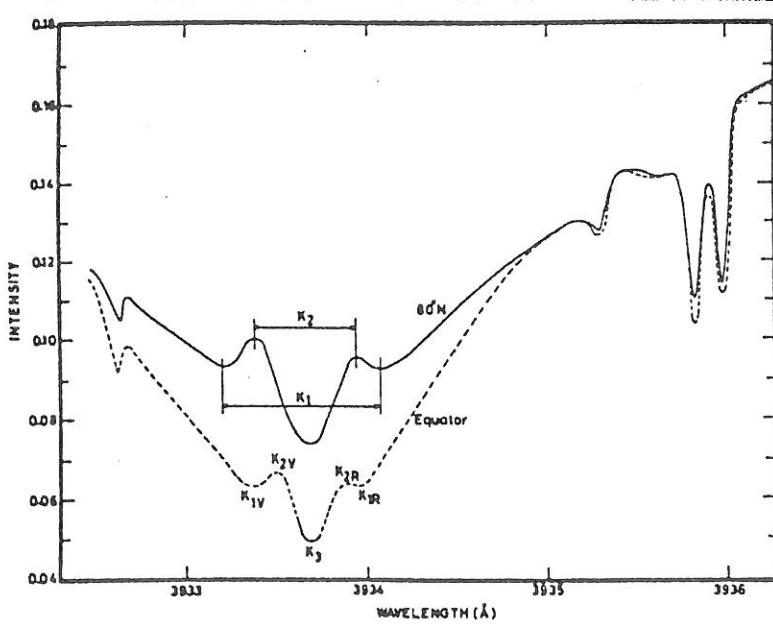


Fig.3.

Analytical solution of nonlinear dynamical equations in molecular interstellar media at quasi hydrostatic equilibrium.

S.Otarod & J.Ghanbari
Ferdowsi University, Mashhad ,Iran
email: otarod@scince1.um.ac.ir

November 28, 1999

Abstract

We study the evolution of interstellar matter at quasihydrostatic equilibrium.In this way we consider molecular clouds at low temperature and at situations that the cooling function can be considered to be a linear function of temperature.Also in our analysis we neglect the effects of conduction.Using these assumptions we discuss the conditions at which these media can be nonstable as a result of gravitational effects and cooling mechanisms in them and also the evolutionary path they follow in time. We use The method of separation of variables to solve the governing nonlinear hydrodynamical equations in interstellar media.In addition to the physical results that we extract from our analysis we can also present the mathematical methods that will help us to solve some of the nonlinear equations that we will come to in the article analitically.More over, we will have a discussion on the capabilities of seperation of variables in solving the nonlinear equations analitically not only in this spacial case but in almost a wide veraity of different cases.The last thing which will be discussed is how to derive the secondary solutions from primary solutions that are found by using seperation of variables.

1 References

- 1-Ferrara.A.Shchekinov.Yu.1993,Ap.J,417,597
- 2-Field.G.B.1965,Ap.J,142,531
- 3-Meerson,B.1989,Ap.J,374,1012

اثر ذرات گرد و غبار بر روی ساختار دینامیکی سحابیهای سیاره‌نما
جمشید قنبری، رضا کشیری
گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

ذرات گرد و غبار یکی از مولفه‌های محیط میان ستاره‌ای بوده که وجود آنها در محیط میان ستاره‌ای توسط پدیده‌هایی چون قطبیدگی و خاموشی، ... نورستارگانی که به ما می‌رسد، اثبات می‌شود (دایسون ۱۹۸۰). اگر بخواهیم تاثیر این ذرات روی تابش ستاره مرکزی و ساختار دینامیکی سحابی‌های سیاره‌نما بگیریم، باید خواص اپتیکی این ذرات را شناخته و اثر آن را در معادلات وارد نماییم. خصالی ۱۹۹۳ طی یک بررسی مشخصات دینامیکی از قبیل شعاع سرعت، عمر دینامیکی، جرم، فاصله، طیف عناصر مختلف و ... را بدون درنظر گرفتن اثر ذرات گرد و غبار در مورد سحابی سیاره‌نمای IC418 اکه یک سحابی تقریباً کروی و گرد و غباری می‌باشد، را به دست آورد. در این مقاله ابتدا خواص اپتیکی ذرات گرد و غبار دقیقاً بررسی شده و اثر آن در معادلات وارد می‌شود. لذا یکسری اطلاعات جدیدتر و دقیق‌تر در مورد سحابی سیاره‌نمای IC418 به دست آمده که مقادیر به دست آمده توسط خصالی (۱۹۹۳) را اصلاح می‌کند. همچنین علت این اختلاف نیز بررسی می‌شود.

References:

- 1- Drsow D.A. *The Physics of the Inter Stellar Medium*, (1980)
 - 2- Pottasch S.R. *Planetary Nebula* (1974)
 - 3- Press W.H. *Numerical Recipes*, (1986)
 - 4- *Introduction to Astronomy Michael Zeilik*, (1990)
- ۵- تز دکترای، دکتر جمشید قنبری، گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

نورسنجی خطوط طیفی اکسید تیتانیوم در طول موجهای فروسرخ در ستاره‌های و قلب العقرب VV Cep, V CVn

محمد تقی میرزاپی
مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

ادوارد گاینن
دانشگاه ویلانووا، آمریکا

ربچارد واساتونیک
دانشگاه ویلانووا، آمریکا

طیف ستاره‌های گروه M سرشار از خطوط طیفی فلزی و مولکولی است به طوری که روشهای معمول نورسنجی بر مبنای فیلتر های استاندارد UBVRI اندازه دقیقی از پیوستار طیف به دست نمی دهد. از طرف دیگر اکثر تابش این ستاره‌ها در فروسرخ است برای بررسی جو ستاره‌های گروه طیفی K تا M مجموعه‌ای از فیلترهای فروسرخ بر مبنای خطوط طیفی اکسید تیتانیوم به کار رفته است. به کمک قدر ستاره در این فیلترها شاخص رنگ TiO تعریف می شود. منحنی‌های نوری به دست آمده از ستاره V CVn تغییرات شدیدی از شاخص TiO را نشان می دهند که ممکن است در اثر امواج ضربه‌ای در جو ستاره باشد. منحنی‌های نوری و شاخص رنگ TiO برای ستاره‌های VV Cep و قلب العقرب نیز ارایه می شوند.

مورفولوژی کهکشانها بعنوان تأیید رصدی برای مدل ستاره سوز اختنماها

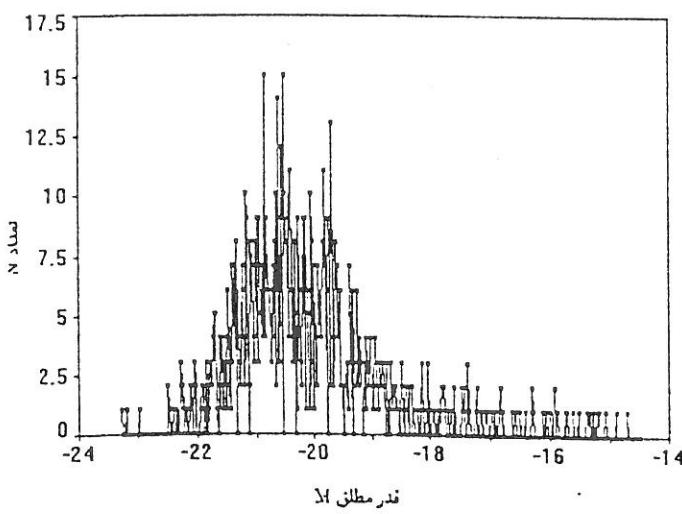
سعدالله نصیری قیداری^۱ - فاطمه طباطبایی^۲

۱- مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

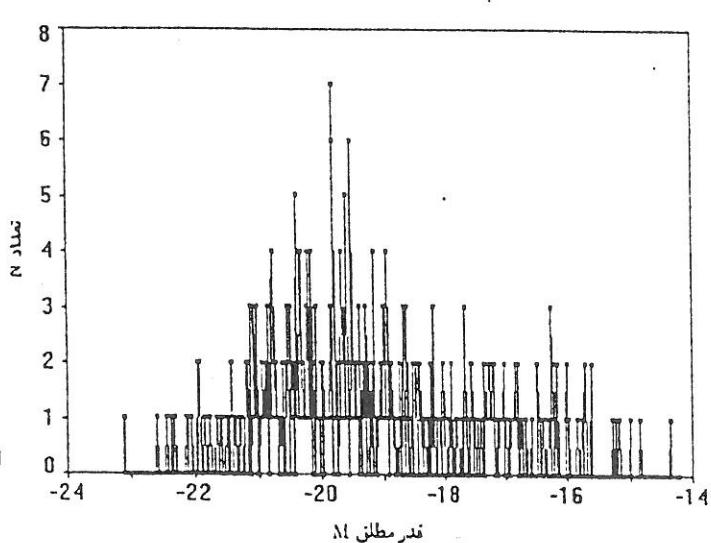
۲- گروه فیزیک دانشگاه زنجان

یک مدل ستاره سوز می‌تواند خصال رصدی اختنماها را از قبیل انرژی زیاد، ابعاد کوچک، انتقال به سرخ بالا، تغییرات نوری، گسیل قوی اشعه فرابنفش و X و خطوط نشری پهن توجیه کند. این مدل از تلفیق مدل تلویج - ملنیک [۱] و صورت تعمیم یافته‌ای از مدل فیلد - کلگیت [۲] حاصل شده است [۳]. در این مدل اختنماها صورت تحول یافته‌ای از ابرهای اولیه هستند که دارای تکانه زاویه‌ای ویژه کمتری نسبت به پیش کهکشانها بوده اند و در اثر رمبیش بیشتر دارای ستارگان پرجرمتری شده اند و آهنگ ستاره سازی (SFR) در آنها نیز شدیدتر بوده است. وجود این شرایط سبب بروز انفجارات ابر نواختری با آهنگ بیشتر نسبت به کهکشانهای معمولی می‌گردد. این وضعیت به فرض وقوع، قادر به توضیح یافته‌های رصدی اختنماها می‌باشد.

با توجه به اینکه در چهارچوب مدل فوق اختنماها و کهکشانها دارای منشاء پیدایش یکسان بوده و صرفاً نحوه تحول آنها متفاوت است بنظر می‌رسد بتوان از اطلاعات رصدی مربوط به کهکشانها برای تأیید تجربی این مدل استفاده کرد. در این صورت نباید از نظر دور داشت که کهکشانها عمدتاً در فواصل بسیار نزدیک، نسبت به اختنماها قرار دارند و از نظر کیهانشناسی فرصت بیشتری برای تغییر و تحول داشته اند. این موضوع تبعاتی دارد که در مقام مقایسه باستانی مد نظر قرار گیرد. این کار با استفاده از داده‌های مربوط به ۴۰۰۰۰ کهکشان انجام شده است و نتایج زیر بدست آمده است. در شکل‌های (۱) و (۲) توزیع قدر مطلق برای کهکشانهای فشرده (نوع C) و کهکشانهای گسترده (نوع D) از کاتالوگ LEDA [۴] آورده شده است. قدر مطلق متوسط برای این دو دسته از کهکشانها بترتیب $20/6$ و $19/4$ است در نتیجه اختلاف $1/2$ در قدر مطلق این اجرام در صورتی که ریشه در فشردگی و گستردنگی آنها داشته باشد می‌تواند تأییدی بر مدل مذکور باشد.

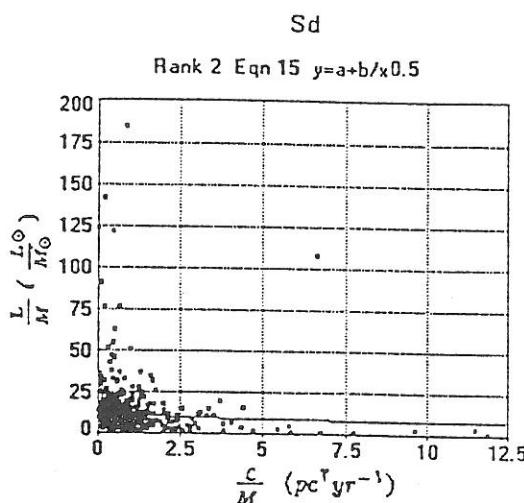


شکل (۳). نوزع قدر مطلق برای کهکشانهای فشرده (نوع C)

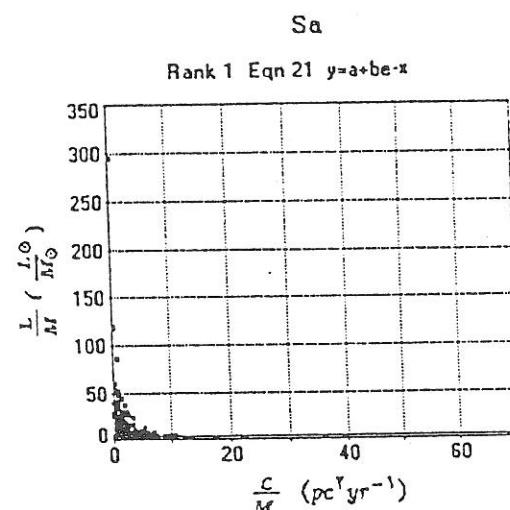


شکل (۱). نوزع قدر مطلق برای کهکشانهای گسترده (نوع D)

همچنین نمودار تغییرات درخشندگی ویژه کهکشانهای Sd و Sa بر حسب تکانه زاویه ای ویژه آنها در شکل‌های (۴) و (۵) آمده است بطوری که مشاهده می‌شود با افزایش تکانه زاویه ای ویژه، درخشندگی این گونه کهکشانها بصورت نمایی کاهش می‌یابد. این یافته رصدی می‌تواند تأیید دیگری بر مدل مذکور باشد.



شکل (۴)



شکل (۵)

نتایج مشابهی برای مورفولوژیهای دیگر کهکشانهای مارپیچی بدست آمده است که در جدول زیر نشان داده شده است. درخشندگی در همه موارد (جز Sb) با افزایش تکانه زاویه ای کاهش می‌یابد.

| <i>morphs</i> | $r^* \bar{w}$ | M_{max} |
|---------------|---------------|-----------|
| Sab | ۰/۲۲ | -۲۰/۹۹ |
| Sbc | ۰/۴۰۵ | -۲۰/۸۵ |
| Sc | ۰/۴۲۸ | -۲۰/۸۴ |
| Sa | ۰/۴۴۸ | -۲۰/۶۸ |
| Sb | ۰/۴۶۸ | -۲۰/۹۱ |
| Scd | ۰/۴۹۴ | -۱۹/۵۴ |
| Sd | ۰/۵۰۴ | -۱۹/۲۱ |
| Sm | ۰/۵۲۱ | -۱۸/۱۴ |

از سمت چپ، ستون اول مورفولوژی، ستون دوم تکانه زاویه ای ویژه بر حسب $pc^3 yr^{-1}$ ، ستون سوم فقر مطلق ماکریسم تعداد را در انواع کهکشانهای مارپیچی را نشان می‌دهد.

و نهایتاً اینکه کهکشانهای مارپیچی، بر اساس مشاهدات، نوعاً سرعه؛ دورانی بیشتری نسبت به کهکشانهای بیضوی دارند. باید انتظار داشته باشیم براساس مدل مذکور درخشنده‌گی آنها کمتر باشد. لکن مشاهدات برخلاف این انتظار هستند. لکن همانطوری که قبلاً نیز اشاره شد مشاهدات ما راجع به کهکشانها، در مقایسه با اخترნماها به فواصل نزدیک محدود می‌شود. بنابراین تنها خصوصیات فعلی و متحول شده آنها در دسترس است. از آنجائی که بیضویها در گذشته دارای تکانه زاویه‌ای کمتری بوده اند، فشرده‌تر شده و SFR زیادتری نسبت به مارپیچی‌ها پیدا کرده‌اند و بالطبع درخشنده‌گی آنها در یک فاز تحولی در گذشته بیشتر از مارپیچی‌ها بوده است. سپس سریعاً سوخت ستاره‌ای خود را به پایان رسانیده و در حال حاضر به یک مجموعه پیرستاره‌ای تبدیل شده‌اند. در حالی که مارپیچی‌ها هنوز دارای گاز و غبار هستند و ستاره سازی در آنها انجام می‌گیرد و این ستارگان جوان نقش بسزایی در افزایش درخشنده‌گی ویژه اینگونه کهکشانها دارند. درستی این ادعا تنها هنگامی که داده‌های رصدی کافی در مورد کهکشانهای با انتقال به سرخ بالا حاصل شود می‌تواند اثبات گردد. اینگونه داده‌ها در حال حاضر رو به افزایش است.

مراجع :

- [1] R . J. Terlevich and J. Melnick, Nature, 333, 239, (1988).
- [2] G. Field and S. Colgate, from the black holes to the infinite universe, eds. D. Levey and G. Levey, (1976).
- [۳] س. نصیری قیداری و ف. طباطبایی ، بررسی پدیده شناختی تحول اخترناها (ارسال شده به مجله پژوهش فیزیک). (۱۳۷۸)
- [4] G. Paturel et al, Lyon- Meudon Extragalactic Database (LEDA) for 100,000 galaxies, Observatoire de Lyon, Extragalactic Database, (1996).

نوسانات آزاد زمین در حضور میدان مغناطیسی

یوسفعلی عابدینی - سعدالله نصیری قیداری

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان - گروه فیزیک دانشگاه زنجان

یکی از قدمهای مهم در فیزیک زمین جامد توسط بنیوف در سال ۱۹۵۴ برداشته شد. وی با بررسی لرزه‌نگاشتهای حاصل از زمینلرزه کامچاتکا که در سال ۱۹۵۲ بوقوع پیوست، نوسانی با دوره تناوب ۵۷ دقیقه مشاهده کرد که آنرا به نوسانات آزاد زمین نسبت داد. بعد از آن ژئوفیزیکدانان متعددی مسئله فوق را به روشهای مختلف بدستی کرده و وجود نوسانی زمین را طبقه‌بندی کرده‌اند. روشی که در این مقاله برای مطالعه حرکات ممکن زمین در نظر گرفته شده است نخستین بار توسط کاولینک [۱] جهت بررسی نوسانات یک شاره سماوی بکار گرفته شده و توسط دیگران تئسعه یافته است. در این روش نوسانات شاره به وجوده صوتی (p) و کرانشی (q) به اعتبار وجود دو نوع نیروی ناشی از اغتشاشات در فشار و جکالی طبقه‌بندی می‌شود [۲]. مطالعه نوسانات یک شاره مغناطیسی با استفاده از روش فوق توسط نصیری و ثبوتی [۳] انجام گرفته است. در حضور میدان (الف) وجود چنبره‌ای (t) تحریک می‌شوند که موجب انتشار امواج هیدرومغناطیسی در محیط می‌گردد، (ب) وجود نوسانی p و q با وجود t جفت نمی‌شوند.

روش مذکور با فرض یک مدل دو مؤلفه‌ای برای زمین شامل هسته مایع و پوسته جامد و ساختار پلی‌تروپ توسط ثبوتی [۴] جهت بررسی نوسانات زمین بکار رفته است. وجود نوسانی مدل فوق یا استفاده از داده‌های لرزه‌ای مطابق با ساختار واقعی زمین توسط عابدینی [۵] بررسی شده است. حضور مؤلفه جامد موجب تحریک وجود چنبره‌ای خالص می‌شود که منجر به انتشار امواج برشی می‌گردد. لکن

وجوه صوتی و گرانشی با وجوده چنبره‌ای جفت نمی‌شوند. در این مقاله حرکات ممکن مدل مذکور در حضور میدان مغناطیسی بررسی می‌شود. مدل مذکور در حضور میدان مغناطیسی بررسی می‌شود.

فرض می‌کنیم یک جزء حجمی سیستم از حالت تعادل خود به اندازه بردار کوچک ξ در هر نقطه r جابه‌جا شود. بطوریکه تغییرات اولری δP در فشار، $\delta \rho$ چگالی، δu پتانسیل گرانشی و میدان مغناطیسی بترتیب به اندازه δP ، $\delta \rho$ ، δu ، δB ایجاد گردد. صورت خطی معادله حرکت برای ξ به صورت زیر خواهد بود

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} = w_{ij} \xi_j = \frac{\partial \delta P}{\partial x^i} + \delta \rho \frac{\partial u}{\partial x^i} + \rho \frac{\partial \delta u}{\partial x^i} + \frac{\partial}{\partial x^i} \left[\mu \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x^j} + \frac{\partial \xi_j}{\partial x^i} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \xi \delta_{ij} \right) \right] - \frac{1}{4} [(\nabla \times \delta B) \times B + (\nabla \times B) \times \delta B], \quad (1)$$

که در آن $\mu = \mu(r)$ ضریب سختی زمین است. $\delta \rho$ از معادله پیوستگی و δu از معادله پواسون بدست می‌آیند. δP تغییرات اولری فشار با فرض اینکه فرآیند بصورت بی دررو انجام می‌شود، بصورت زیر خواهد شد

$$\delta P = -\xi \cdot \nabla P - \gamma P \nabla \cdot \xi,$$

که در آن علی‌رغم گرمای ویژه در فشار ثابت به گرمای ویژه در حجم ثابت است و با استفاده از معادله حالت مناسب برای زمین چنین خواهد بود [

$$\gamma = [a(\frac{\rho}{\rho_0})^a - b(\frac{\rho}{\rho_0})^b] / [(\frac{\rho}{\rho_0})^a - (\frac{\rho}{\rho_0})^b],$$

که در آن $a=7/3$ و $b=5/3$ می‌باشد. δB نیز از رابطه زیر بدست می‌آید

$$\delta B = \nabla \times (\xi \times B).$$

با ضرب معادله (1) از سمت چپ به ξ^* و انتگرال گیری روی حجم سیستم و تهایتاً با استفاده از روش وردشی ریلی - ریتز می‌توان به یک معادله مقدار ویژه بصورت زیر رسید (برای جزئیات محاسبات به ثبوتی ۱۹۷۷، مراجعه شود)

$$WZ = SZE \quad (2)$$

که در آن Z ماتریس ضرائب بسط جابه‌جایی (r,t) بر حسب یک مجموعه کامل در فضای هیلبرتی و E ماتریس قدری مقادیر ویژه است. ماتریسهای W و S در معادله (2) بصورت زیر تعریف می‌شوند.

$$W = \int \zeta^* \cdot w \cdot \zeta \, d^3r , \quad (j,k = p,g,t)$$

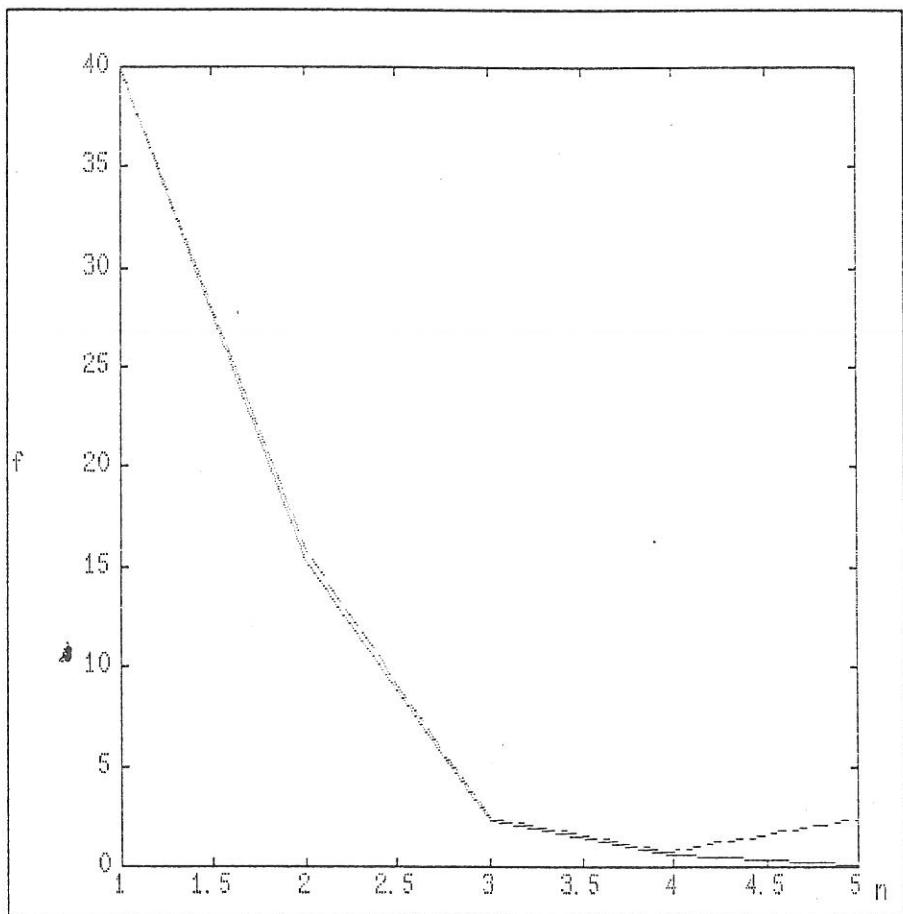
$$S = \int \rho \zeta^* \cdot \zeta \, d^3r , \quad (j,k = p,g,t)$$

معادله (۲) را همراه با داده‌های واقعی زمین بصورت عددی حل کرده و مقادیر ویژه و توابع ویژه آنرا بدست آورده‌ایم. در جدول (۱) مقادیر ویژه g و t در حضور و غیاب میدان مغناطیسی آورده شده است. بطوریکه مشاهده میشود در حضور میدان مقادیر p و ماهیت آنها چندان تغییر نمی‌پذیرند ولی وجوده g هم به لحاظ مقداری وهم ماهیت تأثیر می‌پذیرند. بطوریکه در نمودار (۱) مشاهده میشود خصلت کاهش مقادیر ویژه بر حسب عدد وجهی برای وجوده بالاتر افزایش مییابد. تأثیر میدان روی وجوده چنبره‌ای در مقایسه با تأثیر کشسانی قابل ملاحظه نمی‌باشد.

جدول ۱ - مقادیر ویژه وجوده g و t (بر حسب ω_j^2)

| با میدان | بدون میدان | بامیدان | مد t | بدون میدان | بدون میدان | مد g |
|---------------|-------------|---------|---------------|-------------|------------|--------|
| ۱ ۰/۳۹۹۶۱×۱۰۲ | ۰/۳۹۹۹۲×۱۰۲ | ۱ | ۱ ۰/۷۳۸۳۰×۱۰۱ | ۰/۷۶۸۲۴×۱۰۱ | | |
| ۲ ۰/۱۵۳۷۰×۱۰۲ | ۰/۱۵۸۷۶×۱۰۲ | ۲ | ۰/۱۳۹۷۲×۱۰۲ | ۰/۱۴۴۴۴×۱۰۲ | | |
| ۳ ۰/۲۳۱۴۵×۱۰۱ | ۰/۲۴۵۰۲×۱۰۱ | ۳ | ۰/۳۲۳۹۴×۱۰۲ | ۰/۳۶۶۸۴×۱۰۲ | | |
| ۴ ۰/۶۱۷۶۱×۱۰۰ | ۰/۸۰۲۰۷×۱۰۰ | ۴ | ۰/۶۸۱۵۸×۱۰۲ | ۰/۸۹۶۷۲×۱۰۲ | | |
| ۵ ۰/۱۲۱۳۶×۱۰۰ | ۰/۲۳۱۴۴×۱۰۱ | ۵ | ۰/۲۴۳۶۰×۱۰۳ | ۰/۲۶۸۴۲×۱۰۳ | | |

که $\omega_j^2 = \frac{P_0}{\rho_0 R^2}$ است. R شعاع زمین و P_0 فشار و چگالی در مرکز زمین و ρ_0



شكل (1) تغيرات مقادير وجوه g بر حسب n (عدد شعاعي) در غياب ميدان مغناطيسي (-) و حضور ميدان مغناطيسي (--) .

مراجع

- [1] Cowling T.G. Roy. Astro. Soc, Monthly Notices, 101,367, 1941
 - [2] Sobouti Y., Astron. Astrophys. 55, 327. 1977.
 - [3] Nasiri S. , Sobouti Y., Astron. Astrophys. 217 ,127-136 , 1977.
۳. ی. ثبوتی ، نوسانات آزاد اجرام زمین گونه ، مجله پژوهش فیزیک ایران ، شماره ۱، جلد ۱، ۱۳۷۴ .
۴. ی. عابدینی ، نوسانات آزاد زمین ، مجله پژوهش فیزیک ایران ، ۱۳۷۴ (پذیرفته شده).