

سومین گردهمایی پژوهشی انجمن نجوم ایران

۱۵ و ۱۶ بهمن ماه ۱۳۷۷، زنجان



مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه

انجمن نجوم ایران

چکیده مقالات

A 5 GHz interferometric radio survey of the northern sky

Habibolah Asareh

Dept. of Phys. Shahid Chamran University, Ahwaz

The 5 GHz interferometer at NRAL Jodrell Bank (JB) operates with baselines of 0.7 m to 2.5 m. It is a two-element, broad-band and very short spacing ground-based interferometer, which produces low resolution data on Galactic and extra-galactic sources. The interferometer has been used between 1990 and 1997 in a programme to map the microwave background anisotropies in the northern hemisphere. The author has taken the major part of the data set which covers the declination range +30 to +55 degrees in 2.5 degree steps on a narrow spacing baseline of 0.7 m.

The sensitivity of the survey was increased by repeated observations over many days (typically 40) so that the RMS antenna temperature in 2 min of RA was 20-40 micro K. A significant signal was detected in all parts of the survey area. After editing and stacking the data a high sensitivit map was obtained.

By comparison of the 5 GHz JB data with the low-frequency (408 and 1420 MHz) data, the spectral index between the low-frequency and 5 GHz at high Galactic latitude was determined. The mean spectral index in this region was measured 3.0. Using these results the sources visible in the survey map were categorized as synchrotron and free-free objects. The 5 Ghz JB data also were compared with the convolved GB (Green Bank) data.

References

1. Asareh, H., 1997 PhD thesis, University of Manchester.
2. Giardino, G., Melhuish, S.j., Asareh, H., Davies R. D., Jones A. W. Hancock s. & Lasenby A. N., MNRAS, in preperation
3. Lawson K. D. et al. 1987, MNRAS, (225), 307
4. Melhuish, S. J. et al. 1997, MNRAS, (286), 48

تغییر قوانین فیزیونی

محمد فرهاد رحیمی

بخش فیزیک، دانشکده علوم مشهد

در مطالعه حرکت سیارات در یک کهکشان یا کهکشانها در یک توده از کهکشانها، اختلاف فیزیکدانان به یک مسأله دینامیکی شکفت اندیز برخورد کرده است. حرکات این اجسام متقاوم آسمانی، اگر بنا بر قوانین دینامیکی نیوتونی توضیف شوند در صورتی قابل تاربر دند که یک توده ماده، بسیار مهتر از آنچه قابل مشاهده میباشد، و جزو ناشسته باشد. این توده کجاست؟

محققین متعددی معتقدند که یک ماده سیاه وجود دارد که نامریب است و سعی میشود که سرنشت و توزیع انرا با دقت تعیین کنند. معذالک، فرضیه دیگری نیز پیش کشیده شده است: آیا قوانین نیوتون به آن صورت که در ازهای شکافهای زمینی ما معتبرند، در کل جهان نیز اعتبار خود را خواهند داشت؟

در اینجا دلایلی ارائه می شوند که منجر به پذیرش تغییر در قوانین نیوتون میگردند که توجیح دیگری متفاوت از فرضیه ماده سیاه می باشد. در اینجا یک تئوری جدید ارائه نصی شود، بلکه کاوشه در تئوریهای نیوتونی صورت میگیرد که به نوعی مانند تضمیمات نسبیتی در قوانین فیزیک مکانیکی کلاسیک می باشد.

دکتر جیشید قنبری گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

سعید عطالرد گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

حل معادلات دینامیکی در محیط‌های میان‌ستاره‌ای (سیال) به روش جداسازی متغیرها

در سال ۱۹۶۵ فیلد برای نخستین بار ناپایداری گرمائی در محدوده خطی را مورد مطالعه قرار داد. در ابتدا فیلد از نیروهای گرانش و سایر نیروها صرفنظر کرد و فشار سیال را ثابت فرض نمود. این بررسی اولیه نشان داد که اگر آهنگ سرمایش به چگالی بستگی نداشته باشد ولی آهنگ سرمایش به چگالی واپسیه باشد، آنگاه محیط از نظر گرمائی ناپایدار خواهد بود.

در این روش فیلد ناپایداری را به صورت اختلال کوچک فرض نمود و به روش خطی مساله را حل کرد.

در سال‌های ۱۹۷۷ کوی و مک‌کپی تبخیر یا تراکم ابرهای سرد در احاطه محیط داغ را مطالعه کردند و در سال ۱۹۸۱ تحول جبهه‌های رسانش - سرمایش توسط درشکه و بیج و زندویچ بررسی شد. در سال ۱۹۹۳ رنا دونیزه نلارشی ابرهای مولکولی را با در نظر گرفتن گرانش در حضور ناپایداری حرارتی با همان روش خطی و با فرض ثابت بودن پتانسیل گرانشی مورد مطالعه قرار دادند.

میرسون ۱۹۸۹ با فرض فشار ثابت و گاز ایده‌آل در غیاب نیروی گرانش مجدداً "سعی می‌کند که معادلات دینامیکی سیستم را در محدوده غیر خطی حل کند و برای این منظور از متغیرهای لامگرانژی استفاده می‌کند.

شادمهری و قنبری ۱۹۹۷ معادلات میرسون را اساس کار خود قرار داده و این معادله را در حالاتی که رسانش قابل اغماض است به طور تحلیلی حل کرده و حالت مانای آن را مورد بررسی قرار می‌دهند.

ما در این مقاله سعی در حل معادلات دینامیکی سیالات با استفاده از روش جدا سازی متغیرها داریم و نشان می دهیم که معادلات دینامیکی مطرح شده توسط میرسون را میتوان بطور تحلیلی و با استفاده از جدا سازی متغیرها حل کرد و این روش خاص جدا سازی متغیرها کمک خواهد کرد که معادلات دینامیکی سیالات را بتوان در موارد پیچیده تر مثلاً در حضور نیروهای خارجی و با وجود رسالش گرمایی حل کرد.

مراجع:

- 1-Meerson . B . 1989 ,APJ , 347 ,1012
- 2- شادمهری قبری ۱۹۷۷ پایان نامه کارشناسی ارشد استاد راهنمای دکتر جمشید قبری
- 3- Ferrara . A . Shehekinov . Yu. 1993, Apj , 417 , 597
- 4- Field .G.B.1965 .APJ, 142, 531
- 5- Parker, E.N 1966 .APJ ,145,811

The Role of R-modes in Post-glitch Relaxation of Radio Pulsars

V. Rezania and M. Jahan Miri

Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, 45195, IRAN

January 28, 1999

The total loss of angular momentum through gravitational radiation, driven by the excitation of r-modes, is considered in neutron stars having rotation frequencies smaller than the associated critical frequency. We find that for reasonable values of the initial amplitudes of such pulsation modes of the star, being excited at the event of a glitch in a pulsar, the loss corresponds to a negligible fraction of the initial rise in the spin frequency in the case of Vela pulsar. However, for the Crab pulsar the same effect would result, within a few months, in a decrease in its spin frequency by an amount larger than its glitch-induced frequency increase. This could provide an explanation for the peculiar behavior observed in the post-glitch relaxation of the Crab. Further generalization of the effect of the r-modes to the post-glitch relaxation of all pulsars might as well account for the observationally inferred correlation between the age and the decay factor of the glitches in various radio pulsars.

The excitation of r-modes at a glitch, and the resulting emission of gravitational waves could, however, account for the required "sink" of angular momentum in order to explain the above post-glitch relaxation behavior of the Crab pulsar. As is shown in Figs. 1, for values of $\alpha \sim 10^{-3}$, the r-mode amplitude, the predicted time evolution of $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$, the fractional change in the spin frequency, and $\frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}}$, the fractional change in the spin-down rate, during the 3-5 years of the inter-glitch intervals in Crab, might explain the observations. That is, the predicted change in the rotation frequency of the star, $|\frac{\Delta\Omega}{\Omega}|$, is much larger than the corresponding jump $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 10^{-8}$ at the glitch,

which explains why the post-glitch values of Ω should fall below that expected from an extrapolation of its pre-glitch behavior. Also, the predicted values of $\frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} \sim 10^{-4}$, after a year or so, (Fig. 1b) are in good agreement with the observed persistent shift in the spin-down rate of the Crab. The same mechanism would be indeed operative during the post-glitch relaxation of the other *colder* and *slower* pulsars, as well. However, for the similar values of α , ie. the same initial amplitude of the excited modes, the effect is not expected to become “visible” in the Vela pulsar, because its initial jump in frequency at a glitch, $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 10^{-6}$, is much larger than that the above effect due to the r-modes. In other words, while the predicted stellar angular momentum loss due to the excitation of r-modes result in a negative $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$ which, in the case of Crab, overshoots the initial positive jump at a glitch, however for the Vela it comprises only a negligible fraction of the positive glitch-induced jump.

References:

- Andersson N., 1998, ApJ, in Press, e-print, astro-ph/9706075
 Andersson N., Kokkotas K. D., Schutz B. F., 1998, e-print, astro-ph/9805225
 Andersson N., Kokkotas K. D., Stergioulas N., 1998, e-print, astro-ph/9806089
 Madsen J., 1998, e-print, astro-ph/9806032
 Owen B. J., Lindblom L., Cutler C., Schutz B. F., Vecchio A., Andersson N.,
 1998, e-print, gr-qc/9804044v2

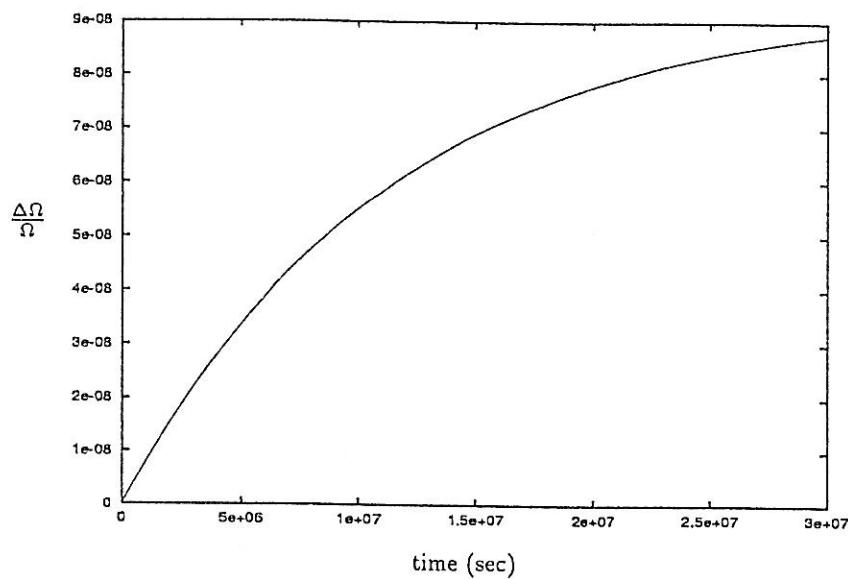


Fig. 1a- Time evolution of the absolute value of the fractional change in the spin frequency of a pulsar, caused by its loss of angular momentum due to the excitation of r-modes at $t = 0$. Values of $T = 3 \times 10^8 \text{ K}$, $\Omega = 190 \text{ rad s}^{-1}$, $\alpha = 10^{-3}$, and $Q = 9.4 \times 10^{-2}$ have been assumed.

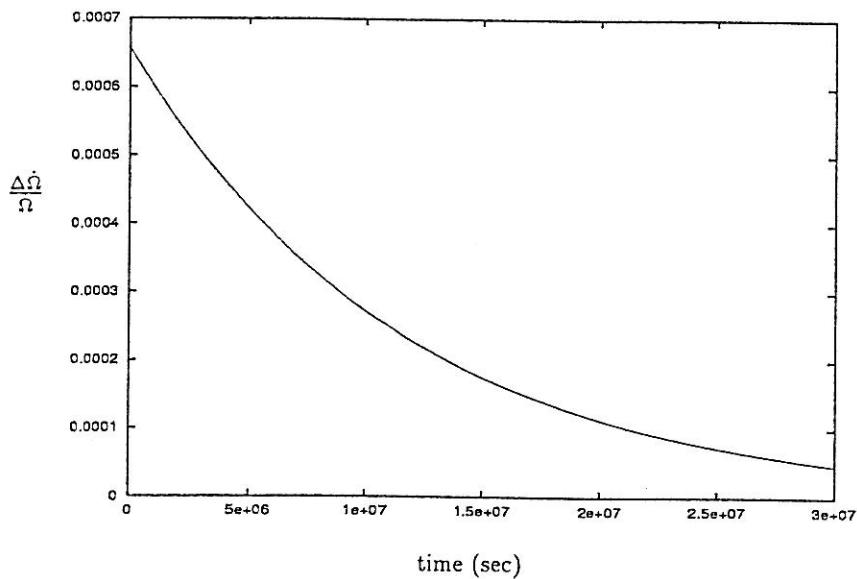


Fig. 1b- Time evolution of the fractional change in the spin-down rate of a pulsar, caused by its loss of angular momentum due to the excitation of r-modes at $t = 0$. Parameter values same as in Fig. 1a, and $\dot{\Omega} = 2.4 \times 10^{-9} \text{ rad s}^{-2}$, have been assumed.

مدلهای کیهانشناسی غیرهمگن در نظریه برانز-دیکی

محمدحسین دهقانی و تهمینه جلالی
بخش فیزیک – دانشگاه شیراز

در سالهای اخیر نظریه های اسکالر تانسوری بخصوص نظریه برانز-دیکی مورد توجه بیشتری قرار گرفته است،
بعنوان مثال در تئوری تورمی توسعه یافته وجود یک میدان اسکالر جهت آهسته کردن میزان انبساط عالم ضروری
میباشد، که میدان برانز-دیکی را میتوان کاندید مناسبی برای این میدان اسکالر دانست [1,2]. در این مقاله به بررسی
جوابهای معادله برانز-دیکی [3] به روش عددی و تحلیلی برای فضایی با تقارن محوری می پردازیم. برای چنین
فضایی سنجه فضا را میتوان بصورت زیر نوشت:

$$ds^2 = a_1 b_1 (-dt^2 + dr^2) + a_2 b_2 d\phi^2 + a_3 b_3 dz^2 \quad (1)$$

که در آن a_i ها و b_i ها به ترتیب توابعی از t و r میباشند. البته باستی توجه داشت که این حالت خاصی از سنجه با تقارن
محوری میباشد که در آن تابعیت ϕ و سنجه جدا پذیر فرض شده اند. برای سنجه (1) با فرض اینکه میدان اسکالر فقط
تابعی از t و r بصورت $f(t)g(r) = \phi$ باشد معادلات برانز-دیکی در خلاعهای توابع a_i ها بصورت زیر بدست می آیند:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \frac{d^2 A_1}{dt^2} - \frac{1}{4} \frac{dA_1}{dt} \left(\frac{dA_2}{dt} + \frac{dA_3}{dt} \right) &= \frac{1}{2} \frac{dA_1}{dt} \frac{dF}{dt} - c_1 \\ \frac{1}{2} \frac{d^2 A_1}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{d^2 A_2}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{d^2 A_3}{dt^2} - \frac{1}{4} \frac{dA_1}{dt} \left(\frac{dA_2}{dt} + \frac{dA_3}{dt} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{dA_2}{dt} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{dA_3}{dt} \right)^2 &= \\ -\omega \left(\frac{dF}{dt} \right)^2 - \frac{d^2 F}{dt^2} - \left(\frac{dF}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{dA_1}{dt} \frac{dF}{dt} - c_1 & \\ \frac{1}{2} \frac{d^2 A_1}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{dA_1}{dt} \frac{dA_2}{dt} &= -\frac{dA_2}{dt} \frac{dF}{dt} + c_2 \\ \frac{1}{2} \frac{d^2 A_2}{dt^2} + \frac{1}{2} \frac{dA_2}{dt} \frac{dA_1}{dt} &= -\frac{dA_1}{dt} \frac{dF}{dt} + c_3 \\ -\frac{d^2 F}{dt^2} - \left(\frac{dF}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{dA_2}{dt} \frac{dF}{dt} + \frac{1}{2} \frac{dA_3}{dt} \frac{dF}{dt} &= c_4 \\ -\omega \left(\frac{dF}{dt} \frac{dG}{dr} \right) - \left(\frac{dF}{dt} \frac{dG}{dr} \right) + \frac{1}{2} \frac{dB_1}{dr} \frac{dF}{dt} + \frac{1}{2} \frac{dA_1}{dt} \frac{dG}{dr} &= \\ \frac{1}{4} \frac{dB_2}{dr} \frac{dA_2}{dt} - \frac{dB_1}{dr} \frac{dA_2}{dt} - \frac{dB_2}{dr} \frac{dA_1}{dt} + \frac{dB_3}{dr} \frac{dA_3}{dt} - \frac{dB_1}{dr} \frac{dA_3}{dt} - \frac{dB_3}{dr} \frac{dA_1}{dt} & \quad (2) \end{aligned}$$

که در آنها $A_i = \ln f$ و $B_i = \ln g$ می باشد. همچنین پنج معادله شبیه معادلات فوق برای
تابع ϕ وجود دارند که به منظور اختصار از نوشت آنها صرفنظر میشود.

ابتدا به بررسی جوابهای عددی این معادلات می پردازیم. با استفاده از شرایط اولیه مناسب برای A_i ها و B_i ها و مشتقات آنها ثابت‌های جداسازی بصورت زیر بدست می‌آیند:

$$c_1 = c_5 = 0, c_2 = c_3 = c_4 = -\gamma^2 (\omega - \frac{3}{\varphi}) \quad (3)$$

حال با انتخاب مقادیری مناسب برای $\omega = 200$ و $\gamma = 10$ به حل معادلات (2) به روش رانگ کوتامی پردازیم. لمنحنی جوابهای عددی برای توابع A_i ها و B_i ها و C_i ها برای مقادیر $\omega = 200$ و $\gamma = 10$ در شکل آمده است با توجه به منحنی شکل (1) میدان اسکالار بصورت $\phi = e^{-\gamma t}$ خواهد بود.

اینک با انتخاب $\phi = e^{-\gamma t}$ به حل تحلیلی معادلات فوق به روش جداسازی متغیرها پرداخته که سنجه بصورت زیر بدست می‌آید:

$$ds^2 = p e^{c_1 t} e^{Nr} (-dt^2 + dr^2) + q e^{ht} e^{(2c_1 r)^{1/2}} d\phi^2 + l e^{ht} e^{-(2c_1 r)^{1/2}} dz^2 \quad (4)$$

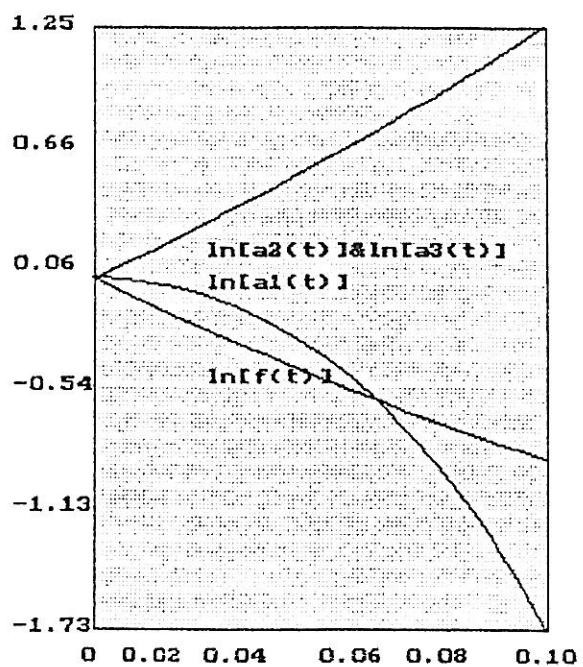
یکی از خصوصیات این سنجه این است که تانسور انرژی – تکانه میدان ϕ غیرتکین می‌باشد. برای بررسی این نکته مولفه‌های تانسور انرژی – تکانه میدان اسکالار به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$\begin{aligned} T_{00}^{(\phi)} &= -\frac{-e^{ht}}{\lambda\pi} (2c_1 + \frac{5}{\varphi} h^2 - hc_1 t - \frac{1}{\gamma} hj - \frac{1}{\varphi} c_1^2) \\ T_{01}^{(\phi)} &= -\frac{-hNe^{ht}}{16\pi} \\ T_{11}^{(\phi)} &= -\frac{-e^{ht}}{\lambda\pi} (\frac{1}{\gamma} c_1^2 + \frac{3}{\varphi} h^2 - hc_1 t - \frac{1}{\gamma} hj) \\ T_{22}^{(\phi)} &= -q \frac{e^{(2c_1 r)^{1/2}}}{16\pi p e^{c_1 t} e^{Nr}} (-2c_1 + \frac{1}{\gamma} h^2 - \frac{1}{\gamma} c_1^2) \\ T_{33}^{(\phi)} &= -q \frac{e^{-(2c_1 r)^{1/2}}}{16\pi p e^{c_1 t} e^{Nr}} (-2c_1 + \frac{1}{\gamma} h^2 - \frac{1}{\gamma} c_1^2) \end{aligned} \quad (5)$$

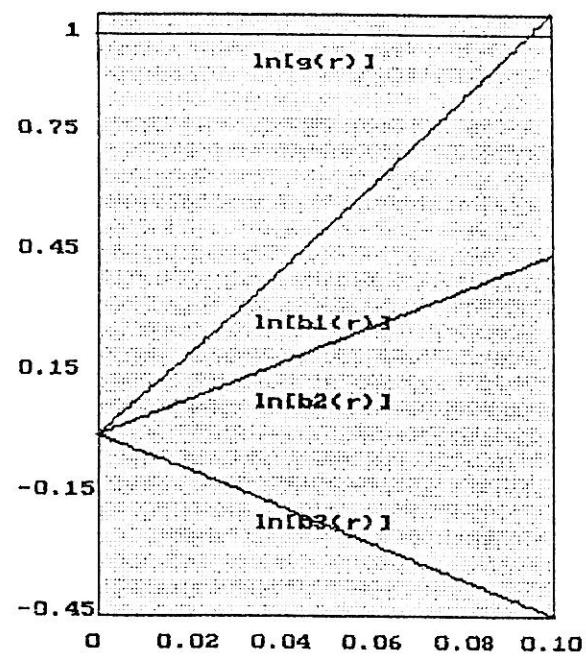
همانگونه که دیده می‌شود این تانسور دارای هیچگونه تکینگی نمی‌باشد. خصوصیت دیگر این سنجه ارضا شرایط قوی بقاء انرژی می‌باشد.

مراجع

- [1] D. La and P. J. Stienhardt, Phys. Rev. Lett. 62, 376, 1989.
- [2] R. G. Cai and Y. S. Myung, Phys. Rev. D. 56, 6, 3466, 1997.
- [3] S. Weinberg, *Gravitation and cosmology*, (Wiley, Newyork), 1972.



شکل (۱). نمودار تغییرات سنجش بر حسب t



شکل (۲). نمودار تغییرات سنجش بر حسب r

طیف سنجی سیستم دو تایی طیفی HD-197433

گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، بهرام خالصه

در این مقاله با استفاده از روش تابع همبستگی عرضی [۱و۲] طیف سیستم دو تایی طیفی HD-197733 مورد بررسی قرار گرفته است، داده های لازم با استفاده از یک تلسکوپ ۱۲۰ سانتی متری و طیف نگار کوده و نیز آشکار ساز رتیکون در رصدخانه دومینون کشور کانادا بدست آمده است. بر اساس نتایج بدست آمده از آشکارساز رتیکون و استفاده از روش فوق الذکر، داده ها تجزیه و تحلیل شده و عناصر یک مدار طیفی برای سیستم به صورت زیر بدست می آید:

$$a_p Sini(R_s) = 0.373 \pm 0.009$$

$$a_s Sini(R_s) = 1.348 \pm 0.009$$

$$m_p Sini(M_s) = 0.693 \pm 0.011$$

$$m_s Sini(M_s) = 0.192 \pm 0.005$$

$$q = \left(\frac{m_p}{m_s}\right) = 3.61 \pm 0.09$$

a_p و a_s به ترتیب فواصل مراکز مؤلفه های اولیه و ثانویه تا مرکز جرم مشترکشان بر حسب شعاع خورشید و m_p و m_s به ترتیب جرم عناصر مذکور بر حسب جرم خورشید (M_s) و q نسبت جرمی است. از حل منحنی نوری [۳و۴] و ترکیب نتایج حاصل از آن با مقادیر مربوط به مدار طیفی، مقادیر دمای مؤثر برای مؤلفه های اولیه و ثانویه به ترتیب برابر با $T_p(K) = 4960 \pm 100$ و $T_s(K) = 5200 \pm 100$ و نیز مقدار برای زاویه میل مدار (i) بدست می آید.

موارجع:

- [1]: Khalesseh, B. ; 1998 ; Astrophysics Space Sci. 00:1-9
- [2]: Khalesseh, B.; Hill, G.; A&A, 244 (1991) 75
- [3]: Kwee, K.K; 1966; Bull. Astron. Inst. Netherlands Suppl.; 1, 265
- [4]: Linnel, A.P; 1982 ; Astrophysics J. Suppl. 50, 85

Spheroidal Galaxies with Massive Nuclear Black Holes

M. A. JALALI

Institute for Advanced Studies in Basic Sciences

P.O. Box 45195-159, Gava Zang, Zanjan, IRAN

SUMMARY

We study the bifurcations of meridional motions in a class of spheroidal galaxies with nuclear black holes. The model used here consists of a perturbed harmonic oscillator Hamiltonian augmented with a $-GM/R$ potential. Through a sequence of conformal and canonical transformations we reduce the phase space flows of the system to a set of nonlinear differential equations on a sphere. Based on the critical points of the normalized system, we classify orbit families and reveal the existence of five types of periodic motions: *circular*, *long* and *short axis elliptical*, *long* and *short axis radial* and *inclined radial* orbits.

It is widely believed that most of galactic nuclei might be powered by massive objects. Central black holes (BH) are the best candidates for supporting this hypothesis. Nuclear BHs may contain 2% of the mass of their host galaxies (Merritt and Quinlan 1998, hereafter MQ). Although a BH creates relativistic effects, it can be modeled as a Newtonian point mass at distances greater than Schwarzschild's radius. This simplifies the theoretical framework of dynamical studies. In a pioneer work, Goodman and Binney (1984) showed that a gradual accumulation of mass at the central regions of stellar systems transfers the momentum from the radial direction to the tangential one. This is an evidence of evolving toward a steady symmetric state which has been confirmed by the N-body simulations of MQ. In this way Merritt and Valluri (1996) revealed the importance of chaotic mixing. The approach from triaxiality to axisymmetry is through the destruction of the box orbits which are needed to maintain non-axisymmetric shapes. In the

presence of central BHs, Sridhar and Touma (1998; hereafter ST) reported that the box orbits of non-axisymmetric stellar disks are replaced by a new family of orbits, the lenses. The geometry of the lens orbits can explain the stability of the flattened axisymmetric states of MQ.

In this paper we show that the combined gravitational fields of the nuclear BH and the host galaxy stabilize the other families of regular orbits, *long* and *short* axis *elliptical tubes*, which coexist with the lens orbits and support the non-axisymmetric shapes of highly oblate (prolate) galaxies. At first we introduce a class of spheroidal galaxies with quadratic density distributions and locate a point mass at the center. By restricting our study to meridional motions we obtain a planar system that provides the required degree of non-axisymmetry. The nuclear BH contributes a singularity to the Hamiltonian function. We remove the singularity by utilizing the Levi-Civita transformation and then express the Hamiltonian in the Lissajous variables. By performing a second order Lie transformation and going to Hopf's coordinates we end up with a normalized Hamiltonian system on a two dimensional sphere. We classify the possible families of orbits using the equilibrium points of the reduced system. Finally, we discuss two examples of oblate galaxies and investigate the bifurcations of orbits when the ratio M_b/M_g (BH mass to galaxy mass) takes various values.

REFERENCES

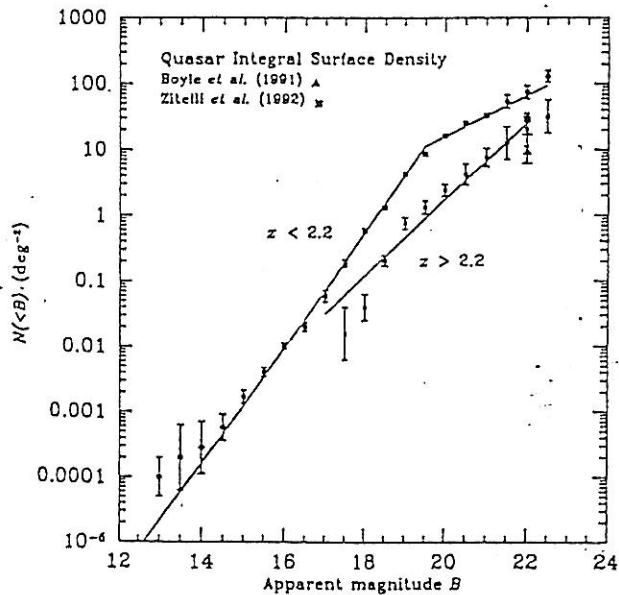
- Goodman, J. and Binney, J., 1984, MNRAS, 207, 511
Merritt, D. and Quinlan, G. D., 1998, ApJ, 498, 625
Merritt, D. and Valluri, M., 1996, ApJ, 471, 82
Sridhar, S. and Touma, J., 1998, MNRAS, To appear

بررسی رفتار چگالی سطحی اخترنماها

دکتر سعدالله نصیری - فاطمه طباطبائی

چکیده

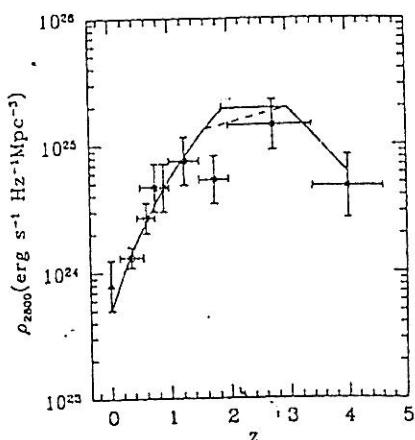
بررسی رصدہای انجام شده در زمینه اخترنماها یک مقدار مشخصی برای قدر ظاهری که در آن تابع چگالی سطحی این اجرام رفتار خاصی را نشان می دهد، متمایز می‌سازد. [۱] به ازاء این مقدار از قدر ظاهری $m^* = 19.2$ شب تابع چگالی سطحی ناگهان تغییر می کند. از نظر منجمین این پدیده رضدی اهمیت زیادی دارد بحدی که هر نوع مدل سازی باید بنواید این رفتار را توجه کند. شکل (۱)



شکل (۱). چگالی سطحی کوازارها بصورت تابعی از قدر ظاهری نشان داده شده است.
خطوط بهترین فیت انجام شده برداده ها را نشان میدهند.

از طرفی مطالعات رصدی تابع چگالی درخشندگی ($L(z)$) که بصورت $L(z) = \int_{z_0}^{\infty} L\phi(L, z)dz$ تعریف می شود در $z^* = 2.2$ یک بیشینه از خود نشان می دهد [۲].

تابع $(L, z) \phi$ تابع درخشندگی اخترنماها است، شکل (۲).

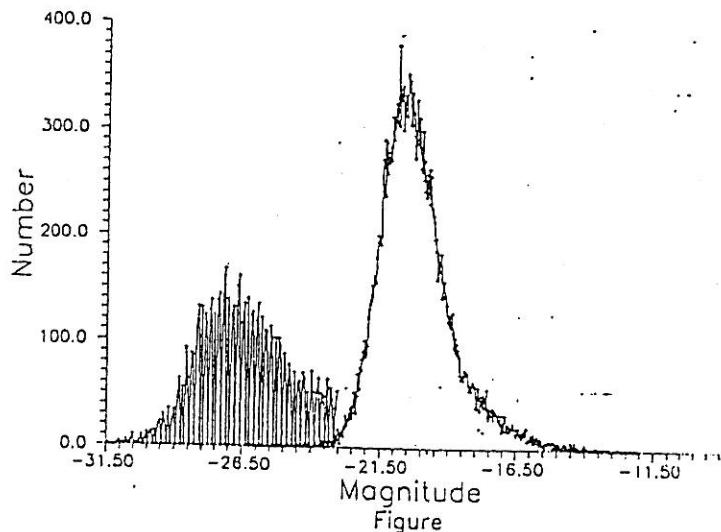


شکل (۲). چگالی درخشندگی بر حسب انتقال به سرخ اخترنماها بر اساس مدل‌های تحولی بولی (۱۹۹۳) برای $z \leq 3$ و مدل اشمیت (۱۹۹۲) برای $z \geq 3$.

به نظر می‌رسد ارتباطی بین رفتار چگالی سطحی اخترنماها در قدر $m^* = 19.2$ و رفتار چگالی درخشندگی در $z^* = 2.2$ وجود داشته باشد که این نکته با بررسی رفتار قدر ظاهری بر حسب قدر مطلق حاصل می‌شود. در این روش به ازای قدر ظاهری m^* مقدار. با استفاده از رابطه

$$m^* - M^* = 5 \log \frac{1}{q} (q_0 z - (q_0 - 1)(\sqrt{1+z} - 1)) + 2.5 \log(1+z) + K(z) + 42.39 - 5 \log h_{100}$$

مقدار $z^* = z$ بدست می‌آید. از طرفی تعداد اخترنماها در حوالی قدر مطلق $M = M^*$ بیشترین مقدار است [۲]. که تناظر آن با بیشینه چگالی درخشندگی در z^* قابل توجیه است، شکل (۳). همچنین تشکیل اخترنماها و کهکشانها بر اساس نظریه فیلد و کلگبیت به سرعت زاویده اولیه آنها ارتباط دارد و لذا به نظر می‌رسد مقدار $m^* = 19.2$ با محتمل‌ترین مقدار سرعت زاویده‌ای که در آن بیشترین اخترنماها یافت می‌شوند. در ضمن بنظر میرسد، مقادیر مربوط به مجتمملترین قدر مطلق اخترنماها و کهکشانها یک صفت مشخصه باشد، بطوریکه تعداد انواع کهکشانها حول مقدار مربوطه بیشینه است و به مورفولوژی آنها بستگی ندارد.



شکل (۳). تعداد بر حسب قدر مطلق کهکشانها و اخترنماها.

مراجع

- [1] Hartwick and Schade, Quazars and Active Galactice Nuclei, 1990
- [2] Boyle. J. and Terlevich. R. J., MNRAS, 1993
- [3] Nasiri. S., Rezania. V., submitted to J. Sci and Tech, 1998

An Observational Study of Star Formation, in Interacting Galaxies

M. JAHAN MIRI,
IASBS, Zanjan, IRAN; jahan@sultan.iasbs.ac.ir

The work reported here concerns the question of triggering of the star formation within interacting galaxy pairs. Our objective is to test, observationally, the possible role of the gravitational interaction in inducing a systematic pattern of star formation within the victim galaxies.

Evidence has accumulated which indicates that galactic disks and nuclei can be substantially affected by interaction between the galaxies, see, eg., [1, 2]. Theoretical simulation of interacting galaxies has shown that interaction does result in a redistribution of substantial quantities of matter into the central regions of the pair galaxies [3]. This injection of fresh material (ie. neutral hydrogen) into the deep potential well of a galaxy is believed to be followed by its compression, resulting in a rapid and efficient formation of molecular H_2 clouds that will collapse into new stars [1]. Tidal disturbances drive density waves in the injected gas and would lead, as it does in the case of galactic spiral arms, to formation of shocks and/or an increase in the cloud-cloud collision rates, hence increasing the star formation rate. Thus, it might be expected that the spatial distribution of star forming regions should be correlated with their lifetimes, and that a systematic change of the age must be observable among them with increasing distances from the current locus of star formation [5, 6].

Among different observational indicators of star formation activity in galaxies, a standard and reliable method is based on their broad-band optical photometry (ie. their UBV colors). Normal (Hubble) galaxies have a well defined narrow distribution on the 2-color UBV-diagram [ie. the (U-B) versus (B-V) diagram], which is interpreted in terms of their monotonically varying rates of star formation. That is, Irregular-type galaxies, having the largest rates, are located at the blue end of the diagram, while Ellipticals, with only an initial activity in their past, lie at the other red extreme of the distribution. However, the peculiar, and in particular interacting, galaxies show a great scatter on that diagram and have extraordinary blue colors which is believed to be a result of their enhanced star formation activity (starburst) [7]. Similarly, for individual stellar clusters, as well as the starburst regions, their distribution on the 2-color diagram has been used as an indicator of their ages [8]. This understanding which has been also supported by theoretical computations, forms the basis of our present analysis.

We have used CCD images, in UBVRI filters, of the galaxy pair NGC 7733/34 in the southern sky, obtained with the Anglo-Australian Telescope (AAT). Suspect *knots* of starburst activity in the *extra-nuclear* regions of each galaxy were selected, based on their anomalously high B-brightnesses on the properly reduced images. The expected lifetimes of these knots were determined, using their corresponding distribution on the 2-color diagrams, after correcting for the background light in the host galaxy. The results seem to indicate the presence of numerous *young* star-forming regions in the disk of one of the two galaxies, NGC 7733. The derived lifetimes, being of the order of 10^8 yr, support the view that the activity have been indeed *triggered* by the gravitational interaction of the pair. In contrast, star formation in the outer parts of the other companion galaxy does not seem to have gone through a similar violent history. Such a distinction between the response behaviour of two interacting galaxies is, in general, in accord with the results of numerical simulations. However, no systematic spatial pattern associated with the aging of the selected starburst knots was distinguished by our analysis. This unpleasant finding, so to speak, is nevertheless consistent with the earlier theoretical results which were primarily concerned with star-formation mechanisms, driven by density waves, in the spiral arms of normal galaxies.

References

- [1] Joseph R. D., Wright G. S., 1985, MNRAS, 214, 87
- [2] Keel W. C., *et. al.*, 1985, AJ, 90, 708
- [3] Toomre A., Toomre J., 1972, ApJ, 178, 623
- [4] Sofue Y., 1988, in *NATO ASI series*. Pudritz R., and Fich M. (eds)
- [5] Larson R. B., 1976, in *Galaxies*. Martinet L., and Mayor M. (eds), p69
- [6] Jensen E. B., *et. al.*, 1981, ApJ, 243, 716
- [7] Larson R. B., Tinsley B. M., 1978, ApJ, 219, 46
- [8] Searle L., 1973, ApJ, 179, 427

همکاری بین المللی در رصد ستاره ۳۸ نهر

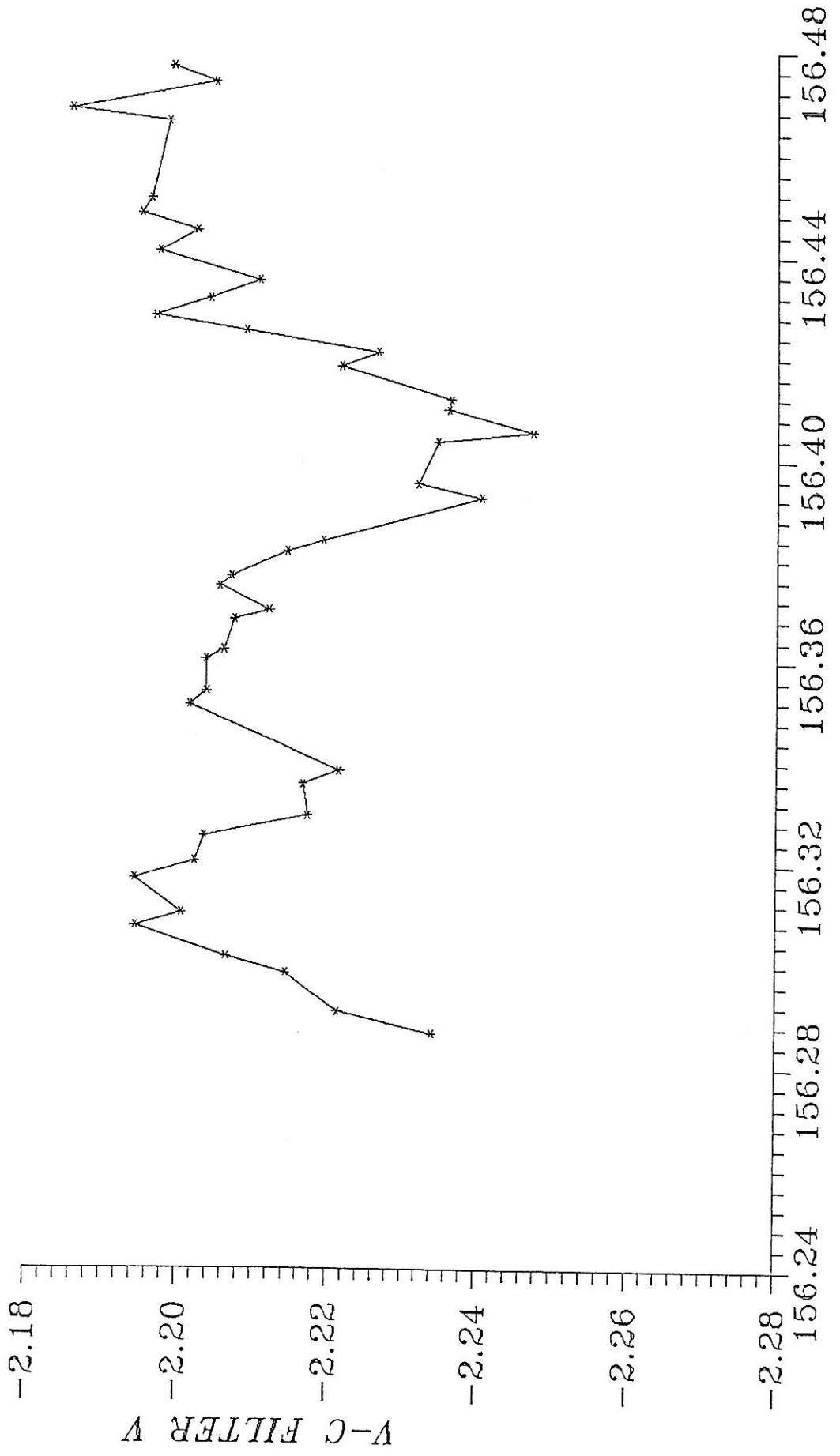
رضا رضایی، محمد تقی میرترابی
مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه

در این مقاله گزارشی از همکاری مرکز تحصیلات تکمیلی با گروه بین المللی رصد ۳۸ نهر ارایه می‌شود. ۳۸ نهر متغیری از نوع دلتای سپر است. متغیرهای دلتای سپر غولهای تحول یافته‌ای هستند از رده طیفی A یا F با دامنه تغییراتی در حدود چند هزارم تا چند دهم قدر و دوره تناوبی کمتر از 3° روز. سازوکار تغییرات نور در این ستاره‌ها ناشی از ترکیب برانگیختگی‌های شعاعی و غیرشعاعی است. در منحنی نوری بیشتر این نوع متغیر‌ها برانگیختگی‌های مختلفی وجود دارد. مثلاً حالت‌های برانگیختن تا $m = 16$ برای ستاره ۳۸ نهر گزارش شده است [1]. برای بررسی تغییرات شدت نور این ستاره از ستاره‌های HR1272 و HR1290 بعنوان ستاره‌های مقایسه استفاده شده است. از این ستاره‌ها قبل‌اهم برای بررسی ستاره ۳۸ نهر استفاده شده بود [2]. بدست آوردن دامنه و بسامد این برانگیختگی‌ها نیاز به نورسنجی بسیار دقیق و پیوسته در مدت زمانی در حدود چند ده برابر دوره تناوب دارد. گروه بین المللی رصد ستاره ۳۸ نهر با همکاری ۱۶ رصد خانه از مهر تا آذر امسال مشغول رصد این ستاره بودند. در این مقاله منحنی‌های نوری به دست آمده در رصد خانه مرکز تحصیلات تکمیلی ارایه و مشکلات رصد ستاره‌های دلتای سپر بررسی می‌شوند. بیشینه تغییرات دامنه مشاهده شده حدود 50° قدر است.

مراجع

- [1] - Walker, G.A.H., Yang, S., Fahlman, G.G., 1987, *Astrophys.J.*, L 139
- [2] - Poretti, E., 1989, *Astron. Astrophys.*, 220, 144

38-ERI LIGHT CURVE, 8 DEC. 1998



دکتر جمشید قنبری ، گروه فیزیک ، دانشگاه فردوسی مشهد

مرتضی حاج حسینی ، گروه فیزیک ، دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده :

بررسی ساختارهای دینامیکی و یونیدگی سحابی‌ها به ویژه سحابی‌های سیاره نما توسط مطالعه اندرکنش بادهای ستاره‌ای (شکلوفسکی ۱۹۵۶) و اندرکنش تابش ستاره مرکزی با مواد سحابی امکان پذیر است .
دو حالت متمایز تعادل حرارتی و عدم تعادل حرارتی در پوسته سحابی‌های سیاره نما را میتوان مورد بحث قرار داد .
یونیدگی مواد سحابی در اثر تابش‌های فرابینفسن ستاره مرکزی سبب گرم شدن محیط و فرآیندهای نظری بازترکیب الکترون با یونهای مختلف ، برخورد و ترکیب الکترون با یونهای عناصر سنگین نظری اکسیژن و ازت سبب سرد شدن محیط می‌گردد .
در این مقاله تأثیر عدم تعادل حرارتی را برای سحابی سیاره نما NGC ۱۵۳۵ مورد بررسی قرار می‌دهیم تا با نتایج رصدی تطبیق داده شوند . معرفی این سحابی توسط بالیک (۱۹۷۸) به عنوان یک جسم کروی ایجاد می‌کند تا یک تابع چگالی متناسب با عکس مجدد فاصله برای پوش غول قرمز (قنبری و خمالی ۱۹۹۷) معرفی کرد . اگر آهنگ وزش آبرباد را $\frac{M\Theta}{yr^2} \times 10^{-2}$ و سرعت آنرا $\frac{Km}{s}$ انتخاب کنیم ، عمر دینامیکی سحابی ۱۸۰۰ سال و شعاع آن $74 P_c / 10^6$ بدست می‌آید .

با توجه به شرایط سحابی و مدل تابش جسم سیاه برای ستاره مرکزی سحابی ، دمای سطحی و تابندگی ستاره بدست می‌آیند که نهایتاً موقعیت ستاره روی نمودار R - H مشخص می‌شود . اگر این موقعیت با مسیرهای تحولی ستارگان مرکزی سحابی‌های سیاره نما محسوب شده توسط شونبرنر (۱۹۸۳) مقایسه شود ، جرمی برابر $6M_\odot$ برای ستاره مرکزی بدست می‌آید .

مراجع :

1 - Balick B. AP.J. 94,(1978),671

2 - Ghanbari J. ,Khesali A. I.J.of Phy.R. Vol 1. No.2,(1997), 103

3 - Shklovski I. SOV.A.J. , 33 , (1956) , 315.

4 - Shonberner D. AP.J. , 272 , (1983) , 708

References

- Adams,W.S.,Joy,A.H.,and Sanford,R.F.:1924, Publ.Astron.Soc.Pacific.**36**,139.
Binnendijk,L.:1960,Astron.J.**60**,88.
Chandler,S.C.:1895,Astron.J.**15**,181.
La Fara,R.:1952,Astrophys.J.**115**,14.
Lafta,S.J. and Grainger,J.F.,1986,Astrophys. and Space Sci.**121**,61.
Purgathofer,A. and Prochazka ,F.:1967,Mitt.der Universitats -Sternwarte Wien **13**,151.
Rovithis,P. and Rovithis - Livaniou, H.:1982,Astrophys. and Space Sci.**87**,287.
Rudnicki,K.:1982,Astron. Obs. Krakow **53**,82,Banachibwicz Tables,Rocznik.
Russo,G.,Sollazzo,C.,Maceroni,C., and Milano,L.:1982,Astron. Astrophys. Suppl. Ser.
47,211.
Shapley,H.:1915,Astrophys.J.**41**,295.
Struve,O.,Horak,H.G.,Canavaggia,R.,Kourganoff,Y., and Colacvich, A.:1950,
Astrophys.J.**111**,658.
Wendell,O.C.:1909,Harvard Obs. Ann.**69**,53.
Wilson,R.E. and Devinney,E.J. :1971,Astrophys.J.**166**,605.

دکتر جمشید قنبری ، گروه فیزیک ، دانشگاه فردوسی مشهد

مرتضی حاج حسینی ، گروه فیزیک ، دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده :

بررسی ساختارهای دینامیکی و یونیدگی سحابی‌ها به ویژه سحابی‌های سیاره نما توسط مطالعه اندرکنش بادهای ستاره‌ای (شکلوفسکی ۱۹۵۶) و اندرکنش تابش ستاره مرکزی با مواد سحابی امکان پذیر است.

دو حالت متمایز تعادل حرارتی و عدم تعادل حرارتی در پوسته سحابی‌های سیاره نما را می‌توان مورد بحث قرار داد.

یونیدگی مواد سحابی در اثر تابش‌های فرایندهای ستاره مرکزی سبب گرم شدن محیط و فرآیندهایی نظیر بازترکیب الکترون با

یونهای مختلف، برخورد و ترکیب الکترون با یونهای عناصر سنگین نظیر اکسیژن و ازت سبب سرد شدن محیط می‌گردد.

در این مقاله تأثیر عدم تعادل حرارتی را برای سحابی سیاره‌نما NGC ۱۵۳۵ مورد بررسی قرار می‌دهیم تا با نتایج

رصدی تطبیق داده شوند. معرفی این سحابی توسط بالیک (۱۹۷۸) به عنوان یک جسم کروی ایجاد می‌کند تا یک تابع

چگالی متناسب با عکس مجذور فاصله برای پوش غول قرمز (قنبری و خصالی ۱۹۹۷) معرفی کرد. اگر آهنگ وزش آبریاد

را $\frac{M_{\odot}}{yr} \times 10^{-5}$ و سرعت آنرا $\frac{km}{s}$ انتخاب کنیم، عمر دینامیکی سحابی ۱۸۰۰ سال و شعاع آن $10^{12} pc$ بدست می

آید.

با توجه به شرایط سحابی و مدل تابش جسم سیاه برای ستاره مرکزی سحابی، دمای سطحی و تابندگی ستاره بدست می‌آیند که نهایتاً موقعیت ستاره روی نمودار R - H مشخص می‌شود. اگر این موقعیت با مسیرهای تحولی ستارگان مرکزی سحابی‌های سیاره نما محسوب شده توسط شونبرنر (۱۹۸۳) مقایسه شود، جرمی برابر $6M_{\odot}$ برای ستاره مرکزی بدست می‌آید.

مراجع :

1 - Balick B. AP.J. 94,(1978),671

2 - Ghanbari J. ,Khesali A. I.J.of Phy.R. Vol 1. No.2,(1997), 103

3 - Shklovski I. SOV.A.J. , 33 , (1956) , 315.

4 - Shonberner D. AP.J. , 272 , (1983) , 708

References

- Adams,W.S.,Joy,A.H.,and Sanford,R.F.:1924, Publ.Astron.Soc.Pacific. **36**,139.
Binnendijk,L.:1960,Astron.J. **60**,88.
Chandler,S.C.:1895,Astron.J. **15**,181.
La Fara,R.:1952,Astrophys.J. **115**,14.
Lafta,S.J. and Grainger,J.F.,1986,Astrophys. and Space Sci. **121**,61.
Purgathofer,A. and Prochazka ,F.:1967,Mitt.der Universitats -Sternwarte Wien **13**,151.
Rovithis,P. and Rovithis - Livaniou, H.:1982,Astrophys. and Space Sci. **87**,287.
Rudnicki,K.:1982,Astron. Obs. Krakow **53**,82,Banachibwicz Tables,Rocznik.
Russo,G.,Sollazzo,C.,Maceroni,C., and Milano,L.:1982,Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **47**,211.
Shapley,H.:1915,Astrophys.J. **41**,295.
Struve,O.,Horak,H.G.,Canavaggia,R.,Kourganoff,Y., and Colacvich, A.:1950,
Astrophys.J. **111**,658.
Wendell,O.C.:1909,Harvard Obs. Ann. **69**,53.
Wilson,R.E. and Devinney,E.J. :1971,Astrophys.J. **166**,605.

	B	V
i(degrees)	70.001 ± 0.593	70.004 ± 0.547
$q = M_2/M_1$	0.649 ± 0.017	0.634 ± 0.016
$\Omega_1 = \Omega_2$	3.148 ± 0.024	3.121 ± 0.022
T_2 (K)	6626 ± 0.006	6614 ± 0.004
$L_1/(L_1+L_2)$	0.632	0.639
$L_2/(L_1+L_2)$	0.368	0.360
r_1 (pole)	0.399 ± 0.015	0.395 ± 0.015
r_1 (side)	0.423 ± 0.019	0.417 ± 0.018
r_1 (back)	0.451 ± 0.025	0.446 ± 0.026
r_2 (pole)	0.315 ± 0.015	0.319 ± 0.014
r_2 (side)	0.328 ± 0.018	0.333 ± 0.017
r_2 (back)	0.361 ± 0.028	0.365 ± 0.027
Ω_{inn}	3.153	3.125
Ω_{out}	2.776	2.757

*All errors cited are probable errors.

Adopted values:

$T_1 = 6800\text{K}$ for B and V

$g_1 = g_2 = 0.6$ for B and V

$A_1 = A_2 = 0.8$ for B and V

$x_1 = x_2 = 0.5$ for B and V

$I_3 = 0.0$

جدول (۱) پارامترهای محاسبه شده از حل نورستنجی

از ترکیب نتایج حاصل از جدول ۱ و کمیت های به دست آمده از طیف سنجی ستاره U Peg. استرو (۱۹۵۰ م.) و کاربرد فرمول های زیر، ابعاد مطلق سیستم را بر حسب کمیات خورشیدی محاسبه می کنیم (جدول ۲).

$$M_1/M_\odot = f(m)_k(1+q)^2/(\sin i)^3 \quad , \quad M_2/M_\odot = q(M_1/M_\odot)$$

$$A/R_\odot = [74.55 P^2(M_1+M_2)]^{1/3}$$

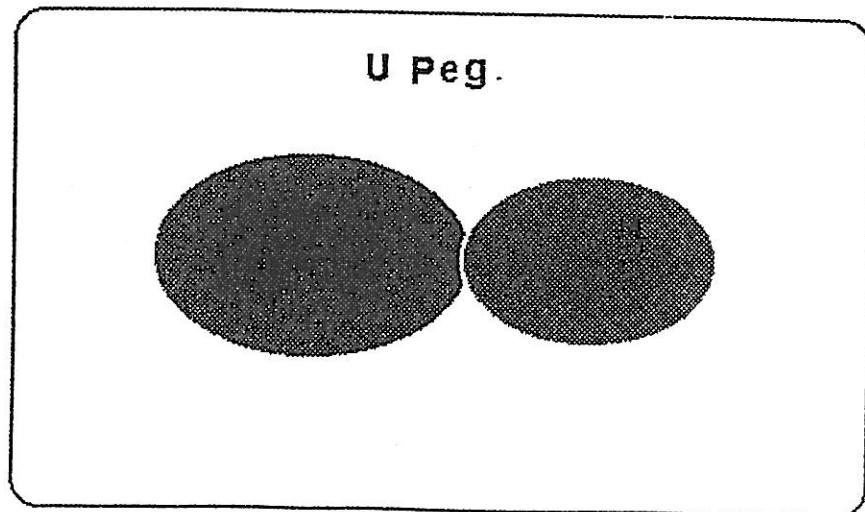
$$L_{1,2}/L_\odot = (R_{1,2}/R_\odot)^2 (T_{1,2}/T_\odot)^4$$

$$A = [(1+q)/q]a_1 \quad , \text{ or } A = (1+q)a_2$$

Filter	$A(R_\odot)$	$M_1(M_\odot)$	$M_2(M_\odot)$	$R_1(R_\odot)$	$R_2(R_\odot)$	$L_1(L_\odot)$
B	2.142	0.570	0.369	0.906	0.703	1.663
V	2.122	0.559	0.354	0.884	0.706	1.582

جدول (۲) ابعاد مطلق

باتوجه به جدول فوق ، شکل تحولی دو مولفه سیستم U Peg را در سمت می کنیم . (شکل ۲).



شکل (۲) پیکربندی سیستم دورانی گرفتی U peg.

در نهایت نتیجه می گیریم که دو مولفه تحول پداکرده و روج لب خود را پر کرده اند (فوق تماس) و سیستم ازنوع WUMa می باشد .

TiO-Band And Near-IR Photometry of Spotted RS-CVn Stars and Pulsating Red Giants and Super giants

M.T. Mirtorabi¹, Edward F. Guinan², Richard P. Wasatonic²

¹*Institute for Advance Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran*

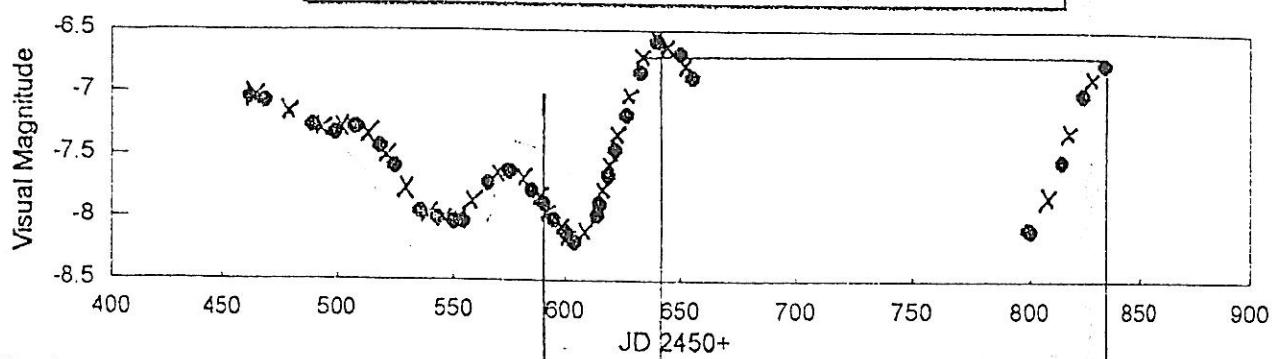
²*Astronomy And Astrophysics Dept. Villanova University, Villanova, PA*

Prior long term studies of pulsating M type Giants and super giants have been primarily done visually or with UBVRI filters. Since these stars radiate mostly in near to intermediate IR (1000-2000 nm), an on-going program to monitor stars is being conducted using both visual (550nm) and Wing(1992), 712nm, 754nm and 1040 nm, Intermediate-band filters. The 712 nm filter is strongly affected by TiO gammas(0,0) feature while the other Wing filters measure chiefly continua of K-M6 stars. TiO absorption indices are calculated and compared against visual and near-IR continuum light curves to study correlation of stellar population with molecular formation in their atmospheres. Computed IR color temperatures can be used in conjunction with measured bolometric magnitudes to estimate radii changes throughout pulsation cycles. These results should provide information important for internal structures, atmospheres , and evolution of evolved red giant and super giant stars

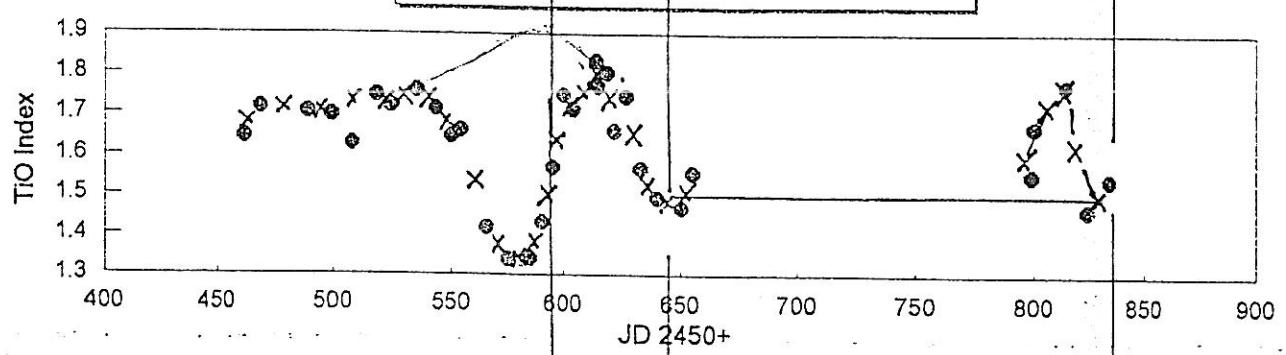
Reference:

Wing, J., 1992, *AAVSO*, 21, 42.

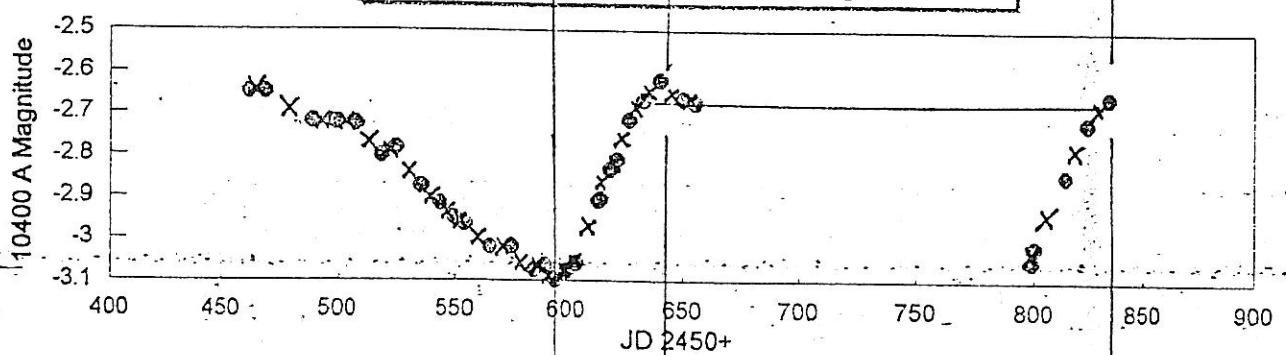
V CVn 1996-98 Visual Light Curve



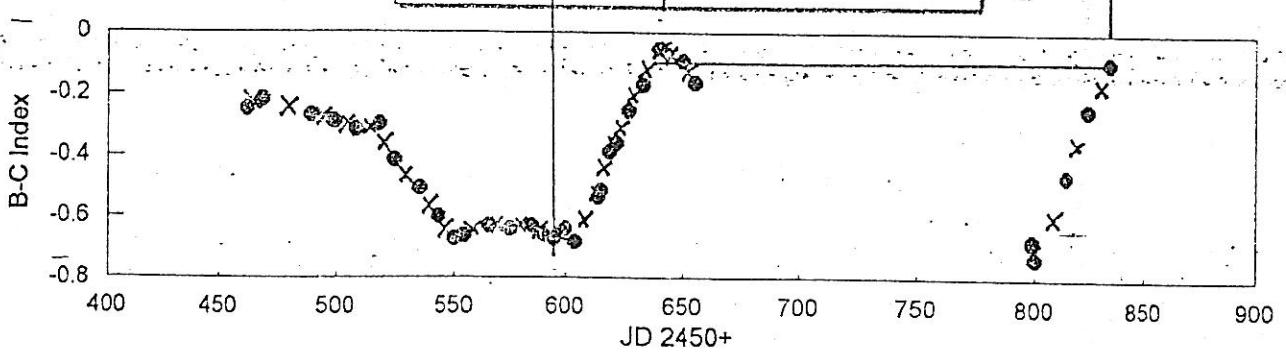
V CVn 1996-98 TiO Index



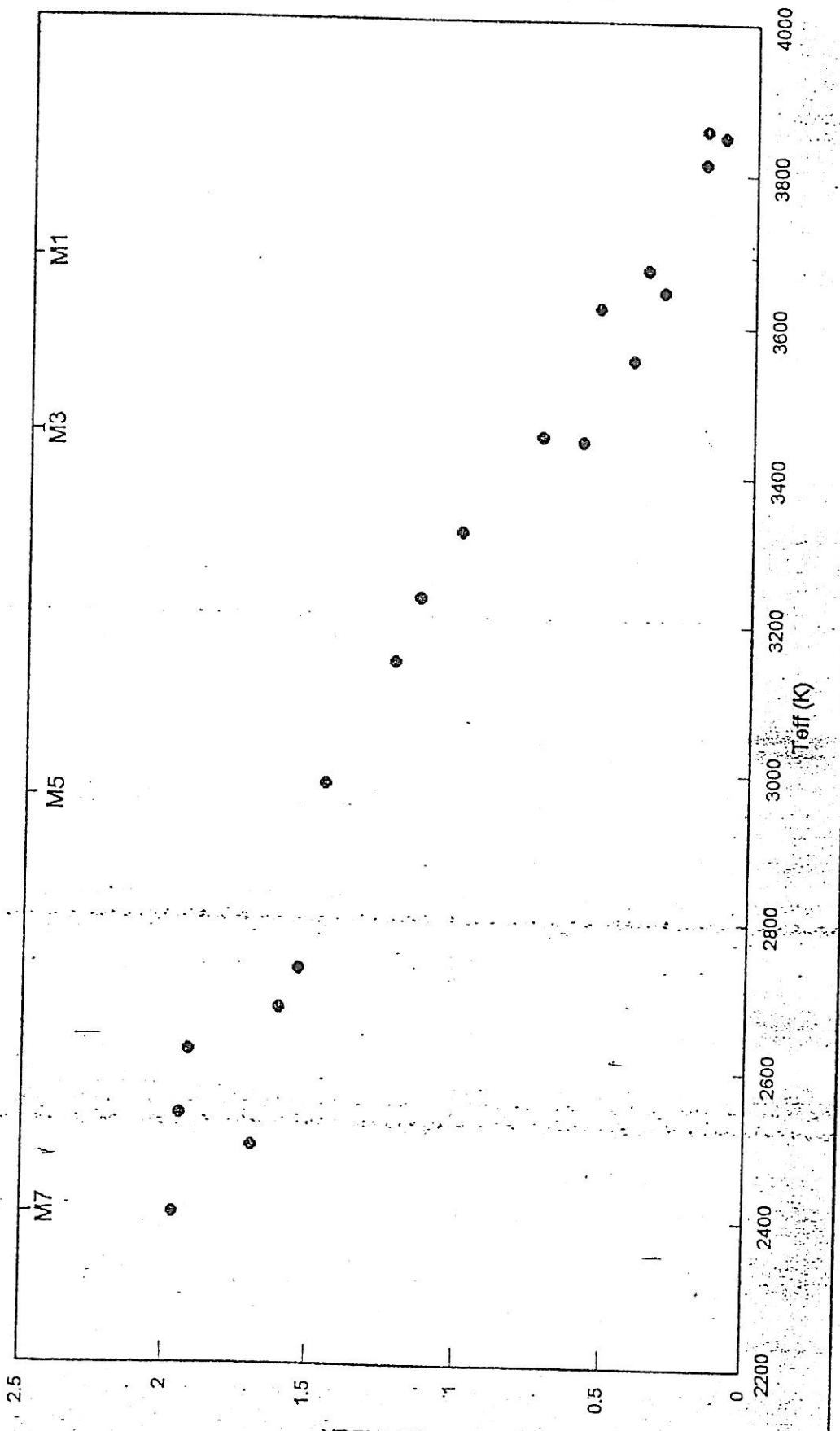
V CVn 1996-98 IR Magnitude



V CVn 1996-98 B-C Index



TIO CALIBRATION



مشاهده و حل نورسنجی ستاره دوتایی U Peg.

با استفاده از روش W-D

مسعود طاهری مقدم : دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد.

استاد راهنما : دکتر تقی عدالی

در این مقاله به تجربه و تحلیل نورسنجی سیستم دوتایی گرفتی Peg. U با استفاده از مشاهداتی که در تابستان ۱۳۷۷ به مدت چهار شب در رصدخانه ابو ریحان بیرونی دانشگاه شیراز و با استفاده از تلسکوپ انعکاسی ۵۱ سانتی متری و یک نورسنج که شامل یک لامپ تکثیر کننده فوتون ازنوع RCA4509 با فیلترهای B و V بود، می پردازیم.

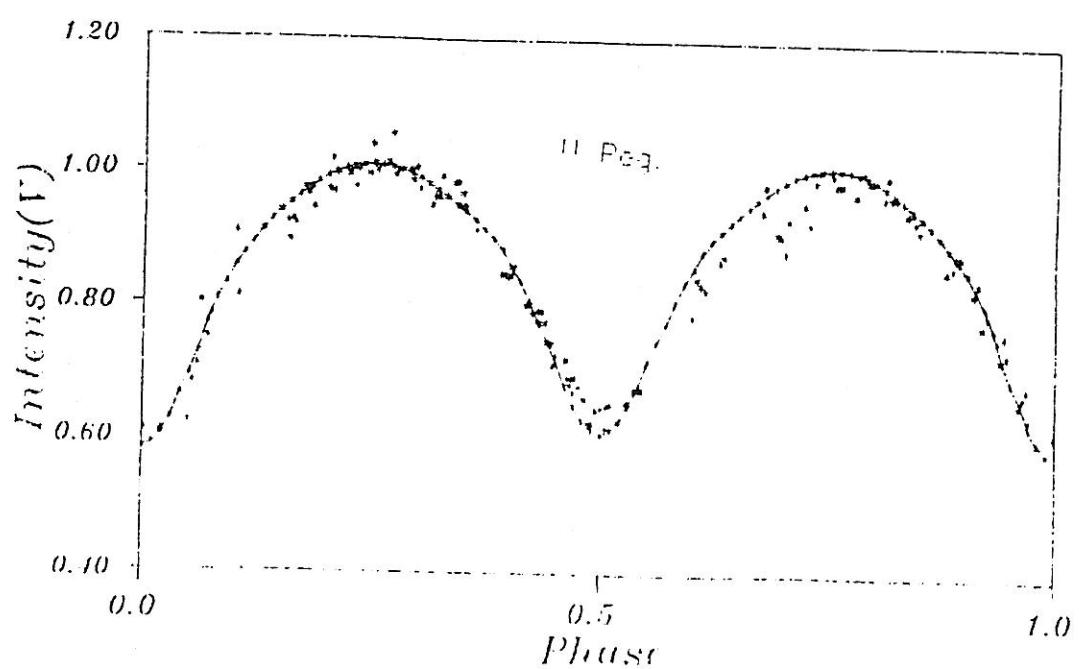
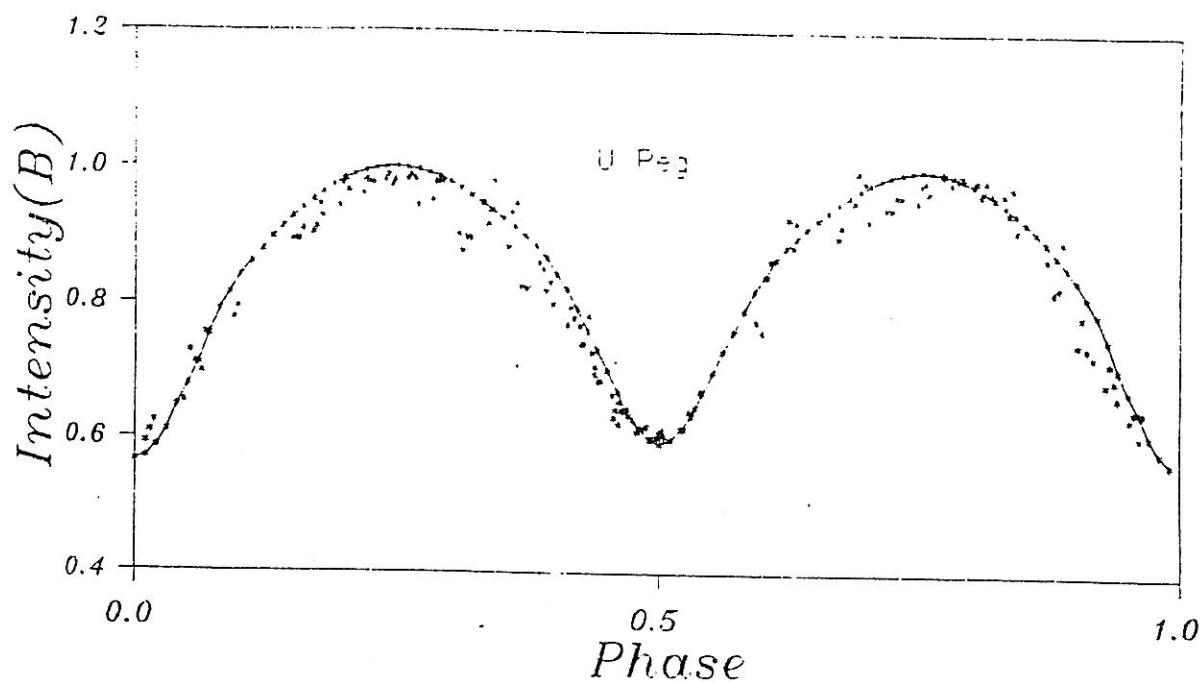
مشخصات ستاره دوتایی گرفتی Peg. U عبارت است از:

$$U \text{ Peg.} (\text{BD } +15^{\circ} 49' 15'', \delta = 25^{\circ} 52' 52'')$$

در طول مشاهدات ستاره BD +14° 50' 78'' به عنوان ستاره مقایسه و ستاره BD +14° 50' 80'' به عنوان ستاره چک انتخاب گردیدند.

پس از نورسنجی و تعدیل داده های رصدی با استفاده از برنامه کامپیوتری REDWIP تعداد ۱۳۸ داده در فیلتر B و ۱۳۵ داده در فیلتر V به دست آمد. سپس منحنی نوری روشانی بر حسب زمان این سیستم رارسم کردیم. در این مرحله با استفاده از روش ویلسون-دونی (M. 1971) به آنالیز منحنی نوری پرداختیم.

با استفاده از نرم افزار DC(Differential Correction) و LC(Light Curve) و با برآش دادن دو منحنی مشاهده ای و نظری، پارامترهای فیزیکی و هندسی را به دست آوردیم. (شکل ۱۱ و سجدل ۱۱)



شکل (۱) منحنی های نوری مشاهده ای و نظری در فیلتر های B و V .

دید تحقیقاتی و علمی از گرفت خورشید ۲۰ مرداد ۱۳۷۸

دکتر علی عجب شیریزاده - دانشگاه تبریز - دانشکده فیزیک، گروه فیزیک نظری و اخترفیزیک

گرفت کلی خورشید (۲۰ مردادماه ۱۳۷۸ شمسی) تا به حال به صورت گستردگی در دنیا، توجیح گردیده است. بطور خلاصه این گرفت از اروپای شمالی و هم چنین فرانسه و آلمان تا نواحی خلیج بنگال در هند، روزت خواهد گردید. در واقع یک واقعه عظیمی است که بطور قابل توجهی توسط محققین، دنبال خواهد شد. این گرفت بنام گرفتگی «هزاره» اسم گذاری شده است. مطالعه این گرفت یکی از برنامه‌های اساسی خورشیدشناسان حرفه‌ای می‌باشد. احتمال اینکه در موقع گرفت خورشید در اروپا هوا صاف باشد، در بهترین ایستگاه آنها ۵۰٪ است. در صورتی که در بخشی از صحراهای مرتفع در ایران و در مجاورت اصفهان این احتمال نزدیک به ۱۰٪ می‌رسد.

در اصل موضوعات علمی براساس کارهای تحقیقاتی زیر عنوان می‌گردد:

الف - گرمایش تاج خورشیدی (اتلاف امواج و جریان‌های الکترونیکی).

ب - منشأ به هدر رفتن جرم تاج خورشیدی، علی‌الخصوص در «باد خورشیدی آرام» یعنی در ساختارهای بسیار دوری که به شکل صفحه بوده و از پرتاب‌های تاجی است. در نتیجه، مطالعه انتشار امواج یا تشکل پلاسمائی در آن. بعنوان مثال، فیزیک ساختار این صفحات پلاسمائی که تاکنون چندان مطالعه نگردیده است و بنام فوران‌های عظیم موسومند.

به نظر می‌رسد، تصویربرداری با تفکیک بالا، برای مطالعه پیشرفت‌های موضوعی که یک سُوند خورشیدی چگونه در عمق نفوذ می‌کند، نیز مهم است. هم چنین، گرمایش تاج داخلی که بوسیله یک اسپکتروسکپ قوی قابل تشخیص است.

مطالعه مؤلفه (پلاسمائی) تاج که نورانیت شعاعی آن با افزایش مسافت، کاهش شدیدی را نشان می‌دهد، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. نباید آن را با هالة نورانی که تقریباً سفیدرنگ است، اشتباه کرد که در اثر نور پخش شده از ذرات بسیار ریز ماده بین سیاره‌ای در مسافت‌های بسیار دور ظاهر می‌شود. این مؤلفه که بنام مؤلفه F (فرانهوفر) نامیده شده و دارای اثرات مزاحم است. امروزه، بطور کامل به خاطر اینکه، این مؤلفه بطور کامل همگن می‌باشد و علی‌الخصوص مقدار آن بر حسب زمان ثابت است، محاسبه آن را نسبتاً آسان می‌کند. شکل (۱) تغییرات تپیک شدت را در تاج خورشیدی نشان می‌دهد. به محض اینکه، این مؤلفه اثرش از روی شدت برداشته شود و هم چنین شدت آسمان را نیز که در امتداد یک پرتو معین تقریباً ثابت است، کم گردد، جریان پلاسما همراه با ساختارهای پیچیده‌اش که بوسیله اثر نیروهایی که منشأ مغناطیسی دارند، بوجود