

دومین گردهمایی پژوهشی انجمن نجوم ایران



مرکز تحقیقات تكمیلی در علوم پایه - زنجان

با همکاری انجمن نجوم ایران

چکیده مقالات

۱۳۷۶

کشف هاله‌ای از پرتو گاما در کهکشان

جلال صمیمی

بخشن فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

با استفاده از داده‌های ماهواره کمپتون که هم اکنون به دور زمین می‌گردد و به کمک روش‌های نوین تصویربرداری،
هاله‌ای از پرتو گاما در گستره انرژی چند GeV کشف شده است. این هاله که برای اولین بار اخیراً در یک کار تحقیقاتی
مشترک بین دانشگاه‌های کالیفرنیا(ریورساید)، استانفورد، ماکس پلانک، دانشگاه صنعتی شریف و مرکز تحقیقات
گادرد(ناسا) مشاهده شده است، ممکن است توسط پرتوهای کیهانی پرانرژی که از میدان مغناطیسی صفحه کهکشان
خارج می‌شوند یا از واپاشی ذرات WIMP که نامزد ماده تاریک عالم هستند، تولید شده باشد.

Searching for Binary Radio Pulsars

M. Jahan Miri, LASBS, Zanjan

A pulsar born in a close binary with a main sequence companion star is not in general expected to be detected in radio pulsar searches due to the scattering and absorption effects of the companion stellar wind (Illarionov & Sunyaev 1975). Thus, only three such systems are known among the pulsar population with more than 600 members.

Theoretical simulations of the evolution of close binary systems have nevertheless predicted a large fraction of neutron stars formed in these binaries to remain bound to their B-type companion stars, mostly with orbital periods ≤ 10 days (Dewey & Cordes 1987, Pols et al. 1991). The B-type+neutron star binaries are not, furthermore, expected to behave as wind-fed accreting X-ray sources (unlike Be+NS systems) during the main sequence lifetime of the companion B-star (Pols et al. 1991). The neutron star with a B-type companion star would rather remain an active pulsar embedded in its companion wind matter.

In fact, observation of PSR 1957+20 as a continuum radio source throughout its eclipse period (Fruchter & Goss 1992), and also the detection of radio pulses from one of the known binary pulsars with main sequence companions, ie. PSR 1259-63 (Johnston et al 1995) during most of the time during its periastron passages indicate the very possibility of observing active radio pulsars in close binary systems with main sequence companions. Such pulsars might be thence detectable with an improved sensitivity compared to that of existing pulsar searches, which have already missed most of these sources within their sample volume. One could observe with the same instruments but for longer integration times than that of the general surveys, which is permissible if there are only a limited number of observing points.

On the other hand, the association of neutron star--main sequence binary systems with single-line spectroscopic binaries in which only one of the binary components is observed optically has been suggested by many authors (Trimble & Thorne 1969, Gott 1972, Lipunov 1993; Pols et al. 1991). Young active *pulsars* might be therefore searched for (*in radio*) among the (*optical* sample of) single-line spectroscopic binary sources. One might attempt to observe the pulsar radio emission either as a “continuum” or a pulsed source. The aim of the present project is to look for the radio emission from the suspected pulsars in the selected binary systems as a continuum source.

We have proposed to initially observe with VLA at 20 cm. If successful we would like to supplement it by future 90 cm observations in order to verify the nature of the source based on a possible steep spectral index. The proposal was accepted and nine sources were observed. A similar kind of exercise, both in the scientific objective and the observational approach, has been

recently carried out using the VLA (Philp et al. 1995). They have conducted a VLA search for radio pulsars at the positions of 44 nearby OB runaway stars which involves both searching the images for point sources of continuum emission and time series analysis for pulsed emission. No pulsars were detected by this group; but they were able to set a constraint on the probability ($f_p \leq 6.5\%$) of a runaway OB star having an observable pulsar companions. In our case, the possibility of pulsars being associated with the selected sources is more likely than in the sample used by Philp et al. since the binary nature of the source is already established. Further, an analysis of the mass function of the observed star suggest a mass $\approx 1 M_\odot$ for the unobserved companion for most reasonable angle of orbital inclination assumed for the selected binary systems.

Our sample of candidate single-line spectroscopic binaries were selected from the "Catalogue of Spectroscopic Binaries" by Batten et al (1989) with B-type main sequence stars, located at distances ≤ 1 kpc with secondary masses most likely in the range $0.8 - 1.6 M_\odot$. PSR 1259-63 and PSR J0045-73 (Bell et al 1995) have indeed B-type companion stars which make them good examples of the type of sources which is of interest in the present scheme. Orbital periods of the selected binaries were restricted to ≤ 100 days; this is to exclude the wider systems in which a pulsar would have been observable by conventional search techniques. For the VLA observations, in order to achieve a noise level of 0.05 mJy, we needed to observe each source for an hour which will allow us to detect the source at 5σ level of 0.25 mJy. We also plan to observe a sample of similarly selected sources with the Ooty Radio Telescope at 327 MHz looking for pulsars as scintillating continuum sources.

References:

1. Batten A.H. et al 1989, Eighth Catalogue of the Orbital Elements of Spectroscopic Binary systems, Publ.Dom.Astrophys.Obs., 17
2. Bell et al, 1995, ApJ, 447, L117
3. Dewey R.J., Cordes J.M., 1987, ApJ, 321, 780
4. Fruchter A.S., Goss W.M., 1992, ApJ, 384, L47
5. Gott J.R., 1972, ApJ, 173, 227
6. Illarionov A.F., Sunyaev R.A., 1975, A&A, 39, 185
7. Johnston et al, 1995, MNRAS, in press
8. Lipunov V.M., 1992, Astrophysics of Neutron stars, p.264
9. Philp et al, 1995, preprint submitted to AJ
10. Poles O.R. et al, 1991 A&A, 241, 419
11. Trimble V.L., Thorne K.S., 1969, ApJ, 156, 1013

مطالعه طیف یک سیستم ستاره دوتایی از نوع CV_n RS

پژام حائله

گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد

اصولاً ستارگان دوتایی طیفی از نوع CV_n دارای مشخصات ویژه‌ای می‌باشند که عبارتند از داشتن زمان تناوب بین یک روز تا دو هفته، دارابودن خطوط نشری H و K با رده طیفی برای مؤلفه اولیه و اکثرآ عضو روشنتر، منبع تشعشع اشعه X نرم می‌باشد و سرانجام اینکه این گروه ستارگان اغلب دارای منحنی نوری متغیر می‌باشند که می‌تواند در اثر وجود لکه‌هایی حداقل روی مؤلفه سرددتر باشد. (Catalano & Rodeno 1967)

براین اساس ستاره دوتایی طیفی HD-200391 که از گروه ستارگان دوتایی RS Canes Venatici می‌باشد مورد مطالعه طیف سنجی قرار گرفته است. در این بررسی از روش همبستگی عرضی برای سنجش سرعتهای شعاعی اعضای سیستم استفاده شده است (Ahn et al 1992). بطور مختصر باید گفت در این روش از طیف یک ستاره مرجع به عنوان پوشش استفاده می‌شود و طیف ستاره مورد نظر که داده‌های آن نیز نظیر طیف ستاره مرجع به صورت رقمی می‌باشد، با آن مقایسه می‌گردد. با مطالعه نمایه‌های خطوط طیفی سیستم، سرعتهای شعاعی مؤلفه‌های سیستم به دست می‌آیند و با در دست داشتن مقادیر اخیر منحنی سرعت و حل مداری سیستم حاصل می‌شود. با استفاده از داده‌های نورسنجی و نسبت جرمی کمیتهای فیزیکی برای مؤلفه‌های سیستم محاسبه می‌شوند که نتایج نشان می‌دهند این مقادیر بسیار نزدیک به هم می‌باشند (Khalesseh & Hill 1992, Hill et al 1994).

مراجع:

1. Ahn. Y. S., Hill G., Khalesseh B., 1992, A & A, 268, 597
2. Catalano S., Rodono M., 1967, Mem. Soc Astron Ital., 38, 395
3. Hill G., Hilditch R. W., Aikman G.C.L., Khalesseh B., 1994, A & A, 282, 455.

تعییر نوسانات در بخش سایه لکهای خورشیدی

علی عجبشیریزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

سالهای زیادی است که نوسانات لکهای خورشیدی توجه اخترشناسان را به خود معطوف داشته است. امرواج مغناطش - جوی (magneto atmospheric) یعنی امواجی که تحت تاثیر سه نیروی بازگرداننده گرانش، فشار و نیروی مغناطیسی برای انتقال انرژی و گرمای در جو ستارگان مسئول هستند، در آین مورد نقش بازی می‌کنند. با رصد لکهای خورشیدی جزئیات زیادی را می‌توان به خوبی در مورد این چنین اختلالات دوره‌ای و ساختار اساسی جو آنها، تحلیل کرد. بنابراین، لازم است الگوهای هردوی امواج و جو ستارگان را مورد مطالعه قرار داد.

نوسانات سرعت و شدت یعنی T و p غیره را می‌توان از خطوط طیفی که در ارتفاعات مختلف سایه لکهای خورشیدی شکل می‌گیرند، اندازه گیری کرد. با استفاده از دادهای SOHO ستیغه‌های تیز تشدید را که بسیار به هم نزدیک و فشرده هستند در طیف قدرت آنها در دو پهنه دوره‌ای متفاوت سه دقیقه و پنج دقیقه را می‌توان بدست آورد. بنظر می‌رسد که سومین پهنه دوره‌ای نیز در حدود $20 < T < 20$ دقیقه وجود دارد. در ارتفاعات جو بخش سایه لکها، نوسانات پنج دقیقه‌ای نظیر مدهای p در خورشید آرام ولی با انرژی کاهش یافته می‌باشند. دامنه‌های آنها با افزایش ارتفاع، کاهش می‌یابد. در صورتی که دامنه نوسانات سه دقیقه‌ای به طرف بالا همیشه افزایش می‌یابد.

نوسانات سه دقیقه‌ای فقط در بالای سایه لک، قابل رویت هستند. همچنین نوسانات سه دقیقه‌ای در فام سپهر را می‌توان در یک لایه نازکی از تیوپنهای مغناطیسی، اندازه گیری کرد که پهنه‌های دوره‌ای سه و پنج دقیقه‌ای نوسانات طرفی را نشان می‌دهند. این بدان معنی است که جابجایی‌ها در امتداد مؤلفه عمودی میدان مغناطیسی، قرار دارند. اغلب رصد کننده‌ها، تقسیم شدن سایه لک را به چندین عنصر نوسانی (۲ الی ۴) مشاهده کرده‌اند. دوره نوسانی ۲۰ دقیقه‌ای محاسبه شده، نزدیک به عمر نقاط لک (Umbral-dots) که نشان می‌دهد ارتباط فیزیکی بین آن دو موجود است.

مراجع:

1. A. Adjabshirizadeh and S. Koutchmy. 1980: "photometric Analysis of sunspot Umbral Dots". I. Dynamical and strutural behaviour, Astron. Astrophys. 89.88-94.
2. A. Adjabshirizadeh and S. Koutchmy, 1983: "Photometric Analysis of sunspot Umbral Dots". III. Spectrophotometry and Preliminary model of a 2-companant umbra, Astron. Astrophys. 122, 1-8.
3. Kneer, F: 1990, proc. 6th Europ. Meeting on Solar phisics, Publ. Debrecen Heliophys. Observ., Hungary.
4. S. Koutchmy, and A. Adjabshirizadeh: 1981, Astron. Astrophys. 99, 111.

وجوه نوسانی یک ستاره غیردوار در تقریب فرانایوتی

وحید رضانی، پرسنل تئوری

مرکز تحقیقات تکمیلی در علوم پایه زنجان

در سالهای اخیر، مطالعات بسیاری بر روی وجوه نوسانی یک سیستم سماوی نسبتی شده است [۱-۲]. در این بررسی‌ها به یک خانواده جدید از وجوه نوسانی اشاره می‌شود که از حل اختلالی معادلات اینشتین بدست می‌آیند و هیچگونه آنالوگی در سیستمهای نیوتینی ندارند. عقیده بر این است که وجود مذکور از اختلالات متريک فضا-زمان ناشی از سیستم پدید می‌آیند.

در این مقاله ما به کمک معادلات لیوویل-اینشتین به بررسی یک سیستم سماوی نسبتی غیردوار در تقریب فرانایوتی می‌پردازیم. ما از روشی بهره جستیم که ثبوتی در بررسی سیستمهای نیوتینی بکار برده است [۴]. ابتدا معادله خطی شده لیوویل-اینشتین را در تقریب فرانایوتی بدست می‌آوریم. ضریب بسط تقریب فرانایوتی نسبت شعاع شوارتزلیلد به ابعاد نوعی سیستم است که با η مشخص می‌شود. سپس به کمک معادلات خطی شده به بررسی وجود نوسانی سیستم می‌پردازیم. در این بررسی مشاهده کردیم که اثر فضا-زمان در تقریب اول فرانایوتی، تهیگنی یک دسته از وجود خنثای چنبره‌ای ستاره را از بین می‌برد و نوسانانی با فرکانس‌های یک مرتبه η کوچکتر از نوسانات کلاسیک بوجود می‌آورد. این وجود برای یک ستاره با تقارن کروی خنثی هستند و تعادل دینامیکی ستاره را بهم نمی‌زنند. وجود نوسانی جدید همراه با اختلالات نظری در متريک فضا-زمان هستند که با همان فرکانس نوسان می‌کنند.

مراجع:

1. Andersson, N., Kokkotas, K. D., Schutz, B. F., MNRs. 274, 1039, 1995.
2. Kojima, Y., Prog. Theor. Phys., 79, 665, 1988.
3. Kokkotas, K. D., Schutz, B. F., MNRS, 255, 119, 1992.
4. Sobouti, Y., A & A. 140, 82, 1984; A & A, 147, 61, 1985.

طراحی و ساخت تلسکوپ انعکاسی

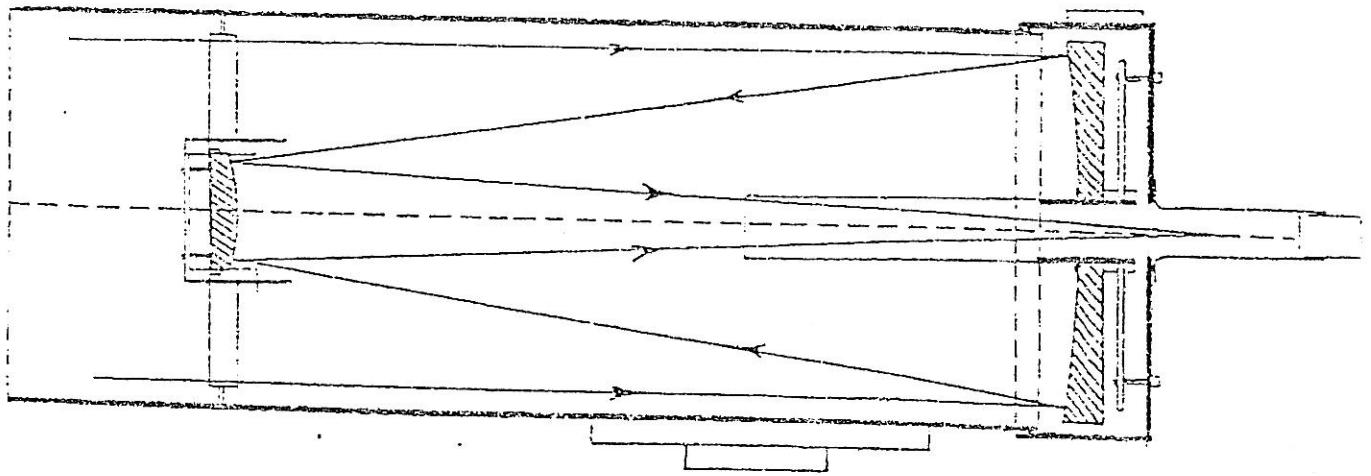
نعمت‌الله ریاضی

بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

مراحل مختلف طراحی و ساخت تلسکوپ انعکاسی که در گروه فیزیک دانشگاه شیراز انجام شده است، ارائه می‌گردد. این مراحل شامل طراحی اپتیکی، طراحی مکانیکی، طراحی الکترونیکی مدار کنترل موتور پله‌ای، تراش آینه‌ها، شکل دهنده آینه‌ها و تست فوکو، کوتینگ، ساخت اجزاء مکانیکی و الکترونیکی و نهایتاً مونتاژ، کالیبراسیون و تست می‌باشد. طراحی اپتیکی با استفاده از نرم افزار TDESIGN و محاسبات تکمیلی به کمک ماشین حساب صورت پذیرفته است. در این محاسبات، با توجه به ویژگیهای مورد درخواست (مثل فاصله کانونی مؤثر و نسبت کانونی عکاسی)، شکل سطوح غیرکروی (ضرایب شوارتزشیلد) و میزان ابیراهی‌ها بدست آمدند. همچنین محاسبات مربوط به پرتویابی (RAY TRACING) بمنظور استفاده در آزمون ناحیه‌ای فوکو انجام شده‌اند. دقیق مورد در خواست برای ساخت آینه‌ها در حدود ۲۰۰۰ آنگستروم بوده است. بمنظور برخورداری از استحکام مکانیکی و ثبات حرارتی، جنس آینه‌ها از پیرکس انتخاب شده است. در مرحله تراش آینه مقعر، از روشهای دستی استفاده شده، اما برای پالیش و شکل دهنده آینه از ماشین اثربین طراحی و ساخته شده و برای این مقصود بکار گرفته شده است. حفر سوراخ کاسگرین، ساخت آینه ثانوی، و کوتینگ آینه‌ها در بخش اپتیک شرکت صنایع الکترونیک ایران انجام شده است. کنترل پیوسته تلسکوپ در امتداد زاویه بعد بوسیله موتور و حرکت در امتداد زاویه میل به کمک دست صورت می‌گیرد. نوع استقرار تلسکوپ، آلمانی انتخاب شده و برای توازن دستگاه از وزنهای تعادلی استفاده شده است. طراحی مکانیکی به گونه‌ای انجام پذیرفته که عمل فوکوس کردن از طریق جابجا شدن آینه اصلی در امتداد محور اپتیکی انجام می‌شود. منظرباب تلسکوپ، در واقع یک تلسکوپ شکستی کوچک است که امکان رؤیت میدان و انتخاب شیئی سماوی مورد نظر را فراهم می‌آورد. در ساخت اجزاء مکانیکی از روش‌های مختلف مثل تراشکاری، ورقکاری و ریخته گری استفاده شده است. برخی از کارهای مکانیکی و الکترونیکی بوسیله بخش خصوصی انجام پذیرفته، اما بسیاری دیگر از آنها در کارگاه ماشین ابزار بخش فیزیک صورت گرفته است.

مراجع:

1. J. Holbrook, Sky and Telescope, July 1986, p. 80
2. A. G. Ingalls, Ed. Amateur Telescope Making, Book One, Scientific American Inc. New York, 1980.
3. H. Rutten and M. V. Venrooij, Telescope Optics, Willmann-Bell Inc., Richmond, 1988.
4. T. Waineo, Sky and Telescope, November 1995, p. 81
5. W. T. Welford, Aberrations of Optical Systems, Adam Hilger, Bristol, 1986.



طرح اپنیکی نلسوکوب کاسگرین .

Redshift Periodicity of Quasars

Debiprosad Duari, IASBS, Zanjan

In a homogenous and isotropic universe we expect the redshift distribution of quasi-stellar objects to be continuous and aperiodic over sufficiently large scales, yet, there have been claims from time to time that there are periodicities in the redshift distribution of QSOs. These claims are examined from various statistical angles for a sample of 2164 QSO redshifts. The tests include the power spectrum analysis, the generalized Rayleigh test, the Kolmogorov-Smirnov test, and the 'comb-tooth' test that is especially constructed to detect periodicity. The tests reveal moderate to strong evidence, in terms of various statistical significance levels, for periodicities of $\xi=0.0565$ and ~ 0.0127 . The same periodicity was first noticed by Burbidge(1968). To check the authenticity of the result we have taken help of Monte Carlo simulations but the result has shown that the presence of the periodicity being a chance is very remote. Other researchers (Cocke and Tifft, Napier and Guthrie etc.) have also found redshift periodicity in clusters of galaxies while Broadhurst et al have reported periodicity of redshifts among galaxies in pencil beam surveys. A few cosmological scenarios for understanding these findings will be discussed.

Reference:

1. Duari, D., Das Gupta, P. and Narlikar, J.V., 1992, ApJ, 389, 27
2. Duari, D. & Narlikar, J.V. Proceedings of IAU Symposium 168, "Examining the Big Bang and the Diffuse Background Radiation", Kluwer, Ed. M. Kafatos, 1996.

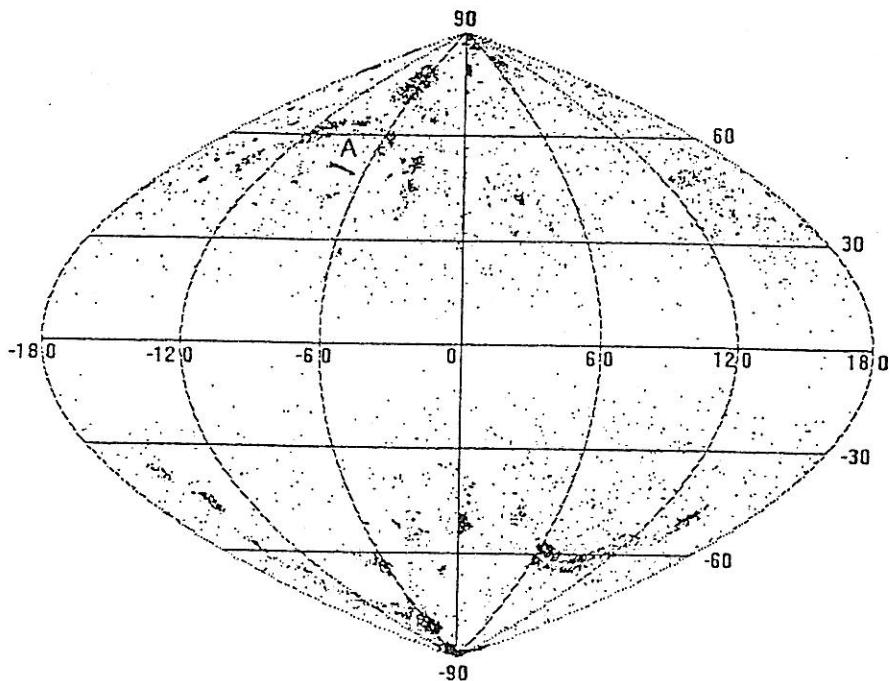
تعمیم رابطه تالی-فیشر به اخترناها

سعاده نصیری قیداری^۱، وحید رضائی^۲

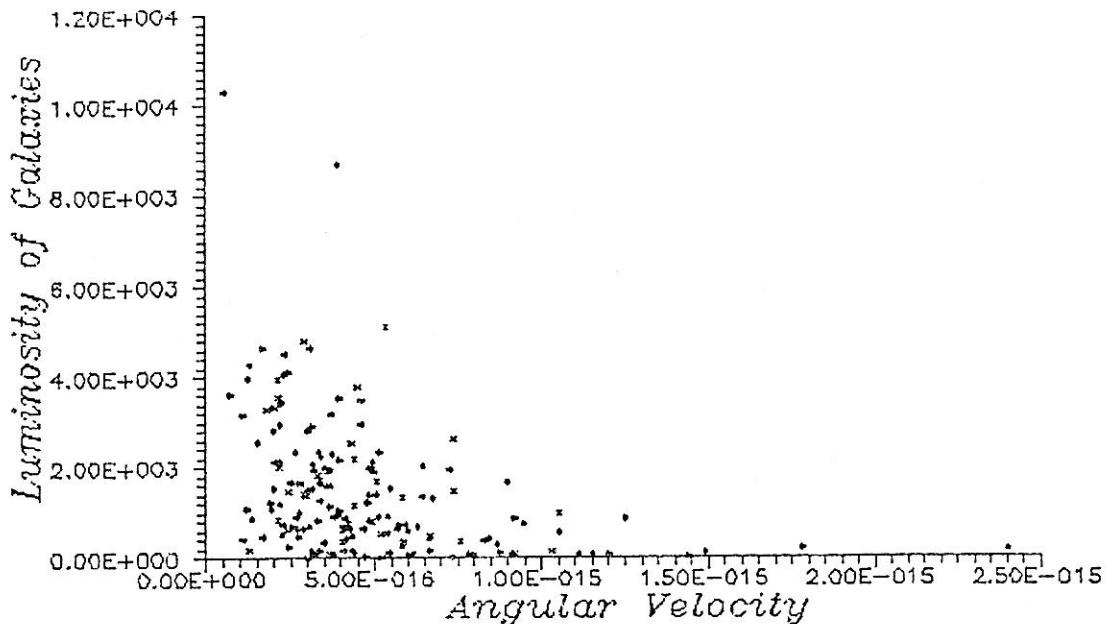
(۱) مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه-زنجان

(۲) بخش فیزیک، دانشگاه زنجان

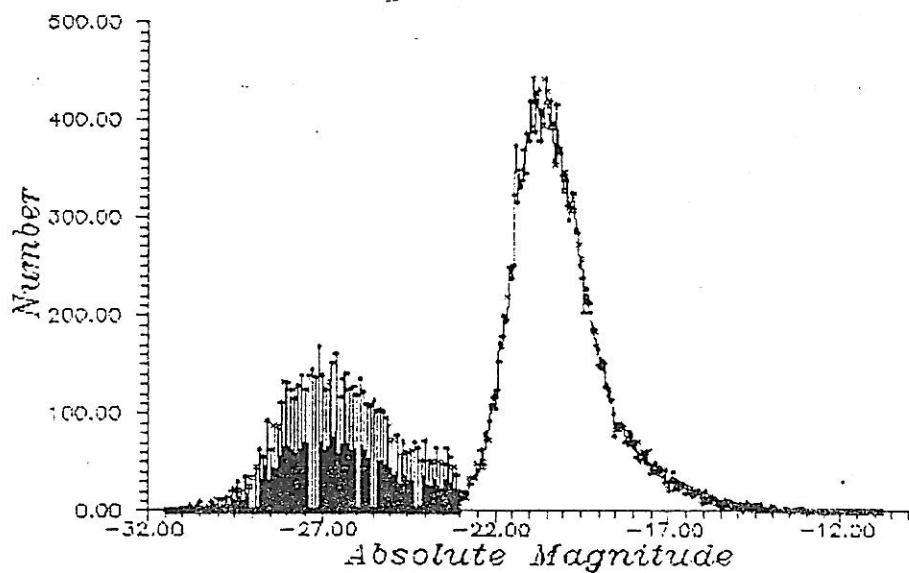
طبق نظریه فیلد-کلگیت اخترناها از تحول جنین کهکشانهای با سرعت زاویه‌ای اولیه کمتر نسبت به کهکشانهای معمولی بوجود می‌آیند. براساس این نظریه اخترناها و کهکشانها دو پدیده کاملاً متفاوت از هم نیستند و تنها تفاوت سرعت زاویه‌ای اولیه جنین کهکشانهای است که سرنوشت متفاوتی را در جریان تحول به وجود می‌آورد. ما قبل‌نشان داده‌ایم که براساس این نظریه اخترناها در حال حاضر نباید وجود داشته باشند [۱] و به علت ابعاد کمتر ستارگان پرجرمتر باید از بین بروند. لیکن اگر در فواصل دورتر مشاهده می‌شوند به دلیل مسافت زیاد آنهاست. سؤالی که در اینجا پیش می‌آید این است که آیا اخترناهای موجود در فواصل دور ساختار بزرگ مقیاس دارند یا نه؟ بررسی توزیع این اجرام در سیستم مختصات کهکشانی ساختارهای متعددی را نشان می‌دهد. مثلاً در شکل (۱) ساختار A دارای تعداد ۸۶ اخترنا و ابعادی در حدود 500 Mpc است.



جنین ساختارهایی در بین کهکشانهای معمولی نیز مثل دیوار بزرگ با ابعادی کم و پیش به همین اندازه وجود دارد. سؤال دیگر این است که آیا یک سرعت زاویه‌ای بحرانی وجود دارد که مرز بین اخترناها و کهکشانهای معمولی باشد. بررسی در حدود 6225 km/s اخترنا [۲] و حدود 4000 km/s کهکشان معمولی [۳] نشان می‌دهد که کلیه اخترناها دارای قدر مطلق کمتر از $-23/5$ و کلیه کهکشانهای معمولی دارای قدر مطلق بیشتر از $-23/5$ هستند. با استفاده از رابطه تالی-فیشر [۴] می‌توان رابطه بین درخستنگی و سرعت زاویه‌ای را به صورت $L \propto 1/\omega^2$ بدست آورد. این رابطه برای حدود 170 کهکشان E و SO در شکل (۲) تحقیق شده است.



در نتیجه سرعت زاویه‌ای نظیر قدر $-23/5$ - همان سرعت زاویه‌ای بحرانی خواهد بود. مقدار این ω برابر با $6/9 \times 10^{-23} \text{ rad/s}$ است. در طرفین این سرعت زاویه‌ای بحرانی دو سرعت زاویه‌ای نیز است که به ازای آنها کهکشانها و اخترنامها با احتمال بیشتری یافت می‌شوند. مقادیر این سرعتهای زاویه‌ای عبارتند از $1/4 \times 10^{-22} \text{ rad/s}$ برای کهکشانهای معمولی و $6/9 \times 10^{-24} \text{ rad/s}$ برای اخترنامها، شکل (۳).



مراجع:

1. سعدالله بصیری قیداری، وحید رضانیا، تحول اخترنامها، گردش‌های پژوهشی نجوم، مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه-زنجان، ۱۳۷۵
2. Veron, M. P. and Veron, P., A Catalogue of Quasars and Active Nuclei, 5th edition, Scientific report, European Southern Observatory, No. 10, 1991
3. Patruel, G., Bottinelli, L., Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA), For 100,000 galaxies, Observatoire de Lyon, 1996
4. Peebles, P. J. E., Principles of Physical Cosmology, Princeton University Press, 1993

روشی برای تعیین دمای ستارگان دوتایی گرفتی

دزد محمدزاده، جسوس

گروه فیزیک، دانشگاه تبریز

در این مقاله، روشی برای تعیین دمای مؤثر هر دو همدم آن گروه از ستارگان دوتایی گرفتی که تغییرات رنگ آنها به هنگام گرفتنی محسوس است ارائه می شود. در اجرای این روش لازم است ستاره دوتایی در یک دوره کامل با فیلترهای V و B سیستم نورسنجی استاندارد UBV رصد شود. با تبدیل این رصدها به فاز و قدر منحنی های نوری در دو فیلتر بدست می آید. تفاضل این دو منحنی نوری، منحنی اندیس رنگ $B-V$ بدست می دهد. از آنالیز منحنی های نوری، مشخصات هندسی و بعضی از مشخصات فیزیک دو همدم تعیین می شوند. مقادیر بدست آمده، در آنالیز منحنی اندیس رنگ بکار گرفته می شوند و در این آنالیز تنها دمای مؤثر همدماها بعنوان مجہولات مسئله تلقی می شوند. آنالیز این منحنی ها به یکی از روش های متداول، مثل روش تصحیحات جزئی انجام می گیرد.

رابطه بین اندیس رنگ بدون قرمزی یک ستاره یعنی $(B-V)$ و دمای مؤثر آن را می توان با رابطه زیر بیان کرد [1]:

$$(B-V) = (\theta - \theta_0)/b$$

که در آن $\frac{\theta_0}{T_e} = 40$ است و ثابت های θ_0 و b از داده های تجربی $(B-V)$ و دمای مؤثر بدست می آید [1]. اگر E مقدار قرمزی باشد آن وقت رابطه بین $(B-V)$ و $(B-V) - E$ رصد شده بصورت زیر خواهد بود

$$(B-V) = (B-V) - E$$

متدار E را می توان از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$A_V \approx 3/3 E$$

که در آن $A_V = 1/9 \frac{Mag}{kpc}$ است.

تابعی که برای برآش منحنی اندیس رنگ مورد استفاده قرار گرفته اند عبارتند از:

$$B-V = E - 2/5 \log \left\{ \frac{f(\theta_1)(1-\alpha_1) + f(\theta_2)x}{1-\alpha_1+x} \right\} \quad \text{در طی گرفتنی اول}$$

$$B-V = E - 2/5 \log \left\{ \frac{f(\theta_1) + f(\theta_2)x(1-\alpha)}{1+x(1-\alpha)} \right\} \quad \text{در طی گرفتنی دوم}$$

$$B-V = E - 2/5 \log \left\{ \frac{f(\theta_1) + f(\theta_2)x}{1+x} \right\} \quad \text{در خارج گرفتنی}$$

که در آنها

$$f(\theta) = \frac{L_B}{L_V} 10^{-0.4(\theta - T_e) 2/5 b}$$

$$x = \frac{(L_1)_2}{(L_1)_1}$$

و، کسر نور کاهش یافته همدم گرفته شده، می باشد.

در آنالیز منحنی نماد رنگ، کمیت X^* بصورت

$$X^* = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \{ (B-V)_i^o - (B-V)_i^c \}^2$$

تعریف شده و مقدار آن با تغییر دادن دو مقدار T_{e1} و T_{e2} به مقدار کمینه رسانیده می شود.
 این روش در مورد دو ستاره دوتایی گرفته CG [۴] و $Sag.$ U $Cyg.$ [۳۲] که هر دو دارای تغییرات رنگ محسوسی در گرفتنگی هستند بکار گرفته شده است و نتایج بدست آمده برای دمای همدمنا با نیع طیفی آنها که بطور طبیعی تعیین شده اند مطابقت رضایت‌بخشی دارد.

مراجع:

1. Allen, C.W.: 1976, *Astrophysical quantities*, University of London, The Athlon Press.
2. فریبرز جهانشاه، ترکارشناسی ارشد فیزیک دانشگاه تبریز
4. D.M.Z. Jassur, 1997, *Astrophysics and space science*, 249
3. D.M.Z. Jassur, 1998, *Astrophysics and space science*, in press.

جدول - : نتایج برنامه نماد رنگ (B-V) برای ستاره U تبر

$$\theta_0 = +0.91, \quad b = +0.616, \quad \chi = +0.9573$$

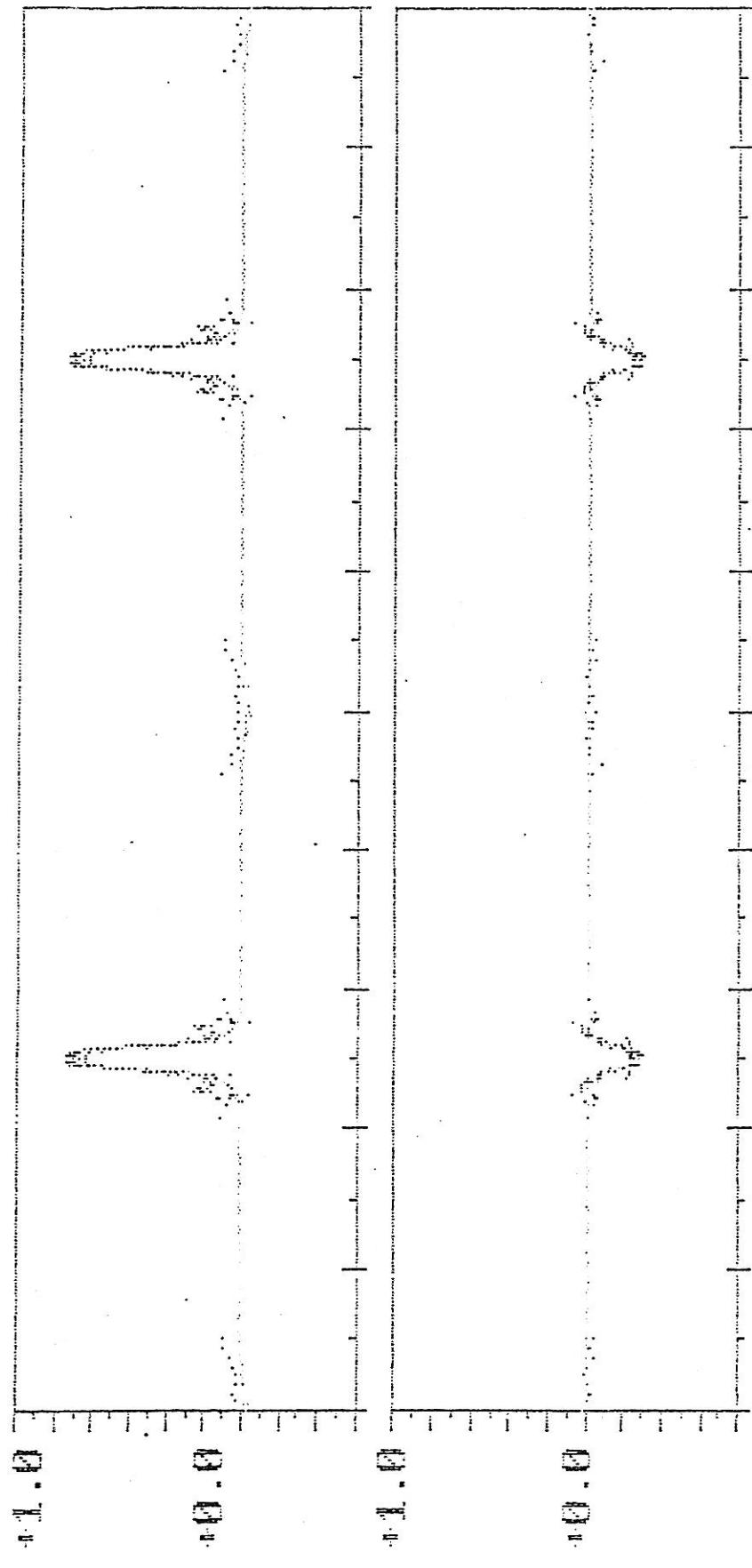
پارامتر	B-V
$a_1 = U$	+0.917
$a_r = L_1$	+0.819
$a_r = k$	+0.3196
$a_r = u_1$	+0.4375
$a_o = u_r$	+0.698
$a_s = \Delta\theta_0$	0
$a_v = r_1$	+0.2156
$a_\lambda = i$	19/32
$a_\lambda = e$	0
$a_{1o} = w$	0
$a_{11} = L_r$	+0.98
$a_{1r} = \theta_1$	+0.3917 \pm +0.0002
$a_{1r} = \theta_r$	+0.9213 \pm +0.00015
$a_{1r} = E$	+0.0043

شکل ... : منحنی رنگ (V - B) و (B - U) بهینه شده مatarه U تیر



V-B

۱۵



B-U

حل معادله برانس-دیکی به روش پراکندگی وارون

محمد حسین دهقانی

بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

با توجه به مشکلات حل معادله برانس-دیکی ارائه روشنی که بتوان به کمک آن با استفاده از یک جواب ساده و ابتدایی جوابهای متعدد دیگری ساخت از اهمیت خاصی برخوردار است. در این مقاله با استفاده از روش پراکندگی وارون به این مهم می پردازیم. این روش در سال ۱۹۷۸ توسط بلینسکی وزاخاروف برای حل معادلات اینشتین بکار گرفته شد(۱). در سالهای اخیر تعداد زیادی از جوابهای جالب معادلات اینشتین با استفاده از این روش بدست آمده اند(۲،۳،۴). معادلات

برانس-دیکی را می توان به صورت زیر نوشت:

$$R_{\mu\nu} = -\frac{8\pi}{\phi} \left[T_{\mu\nu} - \frac{1+\omega}{3+2\omega} T_{\lambda\lambda} g_{\mu\nu} \right] - \frac{\omega}{\phi^2} \phi_{,\mu} \phi_{,\nu} - \frac{1}{\phi} \phi_{,\mu\nu}. \quad (1a)$$

$$\square^2 \phi = \frac{8\pi}{3+2\omega} T_{\lambda\lambda}, \quad (1b)$$

که در آن ϕ یک میدان اسکالر، $g_{\mu\nu}$ متریک فضا، $R_{\mu\nu}$ به ترتیب تانسور ریجی و اسکالر انحنای می باشند. در این مقاله به فضایی با دو بردار کلینینگ جا بجا پذیر فضائگونه می پردازیم. متریک این فضا را می توان بصورت زیر نوشت:

$$-d\tau^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = f(\xi, \eta) d\xi d\eta + g_{\eta\eta} dx^a dx^b; \quad a, b = 1, 2. \quad (2)$$

در اینجا معادلات برانس-دیکی را برای فضای تهی ($T_{\mu\nu} = 0$) حل خواهیم کرد. ابتدا ماتریسهای A و B را بصورت زیر تعریف می کنیم

$$A \equiv \alpha g_{,\xi} g^{-1}; \quad B \equiv \alpha g_{,\eta} g^{-1}$$

$$\alpha \equiv \phi \gamma \equiv \phi \det(g)$$

که در آن ϕ یک ماتریس 2×2 با عناصر f بوده و α وارون آن می باشد. می توان نشان داد که معادلات برانس-دیکی برای متریک معادله (۲) بصورت زیرنوشته خواهد شد:

$$A_{,\eta} + B_{,\xi} = 0 \quad (3a)$$

$$[\ln(\alpha f)]_{,\xi} + (1+\omega)(\ln\phi)_{,\eta} (\ln\phi)_{,\xi} = \frac{1}{4\alpha^2} \text{Tr}(AB) \quad (3b)$$

$$(\ln\alpha)_{,\eta\eta} + (1+\omega)[(\ln\phi)_{,\eta}]^2 - (\ln f)_{,\eta} (\ln\alpha)_{,\eta} = -\frac{1}{\alpha^2} \text{Tr}(B^2) \quad (3c)$$

$$(\ln\alpha)_{,\xi\xi} + (1+\omega)[(\ln\phi)_{,\xi}]^2 - (\ln f)_{,\xi} (\ln\alpha)_{,\xi} = -\frac{1}{\alpha^2} \text{Tr}(A^2) \quad (3d)$$

$$2(\ln\phi)_{,\eta\xi} + (\ln\phi)_{,\eta} [\ln(\alpha f)]_{,\xi} + (\ln\phi)_{,\eta} [\ln(\alpha f)]_{,\xi} = 0 \quad (3e)$$

برای حل معادلات فوق مشکل اساسی حل معادله (3a) می باشد . زیرا با حل این معادله و جایگذاری آن در معادلات (3b) تا (3e) حل این معادلات ساده می باشد . برای حل معادله (3a) از روش پراکندگی وارون (BZ) استفاده می کنیم . می توان نشان داد که برای حالتی که $\phi_{\xi} = \phi_{\eta} = 0$ باشد معادله (3a) شرط سازگاری معادلات خطی زیر خواهد بود .

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

$$D_1 = \partial_{\xi} - \frac{2\alpha \cdot \lambda}{\lambda - \alpha} \partial_{\eta}, \quad D_2 = \partial_{\eta} + \frac{2\alpha \cdot \lambda}{\lambda + \alpha} \partial_{\xi}, \quad (4b)$$

که در آن λ یک پارامتر مختلط و (ξ, η, λ) یک ماتریس 2×2 مختلط است . این معادلات از نظر فرم همانند معادلاتی است که بلینسکی و زاخاروف در حل معادلات اینشتین با آن مواجه شدند . ابتدا برای یک متریک ساده وابتدایی (g₀) جواب معادلات (4) را که با $(\xi, \eta, \lambda)_0$ نشان می دهیم بدست آورده و در صورت علاقه مندی به جوابهایی که به پاسخهای N سالیتوئی مشهورند بردارهای زیر را تشکیل می دهیم

$$m^{(k)} = (m_0)^{(k)} [\psi^{-1}(\mu_k, \xi, \eta)]_{\text{ca}} \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (5a)$$

که در آن $(m_0)^{(k)}$ ثابت های اختیاری حقیقی یا مختلط بوده و m ها از رابطه زیر بدست می آیند

$$\mu_k = \omega_k - \beta + [(\omega_k - \beta)^2 - \alpha^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (5b)$$

$$\alpha = a(\xi) + b(\eta); \quad \beta = a(\xi) - b(\eta), \quad (5c)$$

در معادله (5b) ω ها ثابت های اختیاری می باشند . در انتهای جواب جدید بصورت زیر بدست می آید :

$$g_{ab} = \alpha^{-1} \left(\prod_{k=1}^N \mu_k \right) \left\{ (g_0)_{ab} - \sum_{k,l=1}^N \frac{(\Gamma^{-1})_{kl} m_c^{(k)}(\gamma_0)_{ca} m_d^{(k)}(\gamma_0)_{bd}}{\mu_k \mu_l} \right\}, \quad (6)$$

References:

1. Belinsky, V.A., & Zakharov, V.E., Sov. Phys. JETP , 48 , 984 , 1978.
2. Bruckman, W., Phys. Rev. D34 , 2990 , 1986.
3. Ibanez, J. & Verdaguer, E., Astrophys. J. , 306 , 401 , 1986.
4. Guang wen Ma , Int. J. Theor. Phys., 35 , No5 , 1019 , 1996.

رشته اصلی در ستارگان کم جرم

حسین امیری

گروه فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان

رشته اصلی در منحنی هرتسپرانگ راسل در ناحیه ستارگان کم جرم دارای یک شکستگی و ناهمواری است که به کدری ناشی از آتمها و مولکولها در این نوع ستارگان نسبت داده شده است. در این مقاله ضمن بررسی جرم و دمای حدی این شکستگی (تغییر ناگهانی شبب)، اثر مولکولهای تشکیل شده در نواحی سطحی ستارگان کم جرم روی این ناپیوستگی به دو روش مورد مطالعه قرار گرفت. این دو روش عبارتند از یکی اثر مولکولها در معادله حالت گازهای ستاره‌ای که سبب خروج مواد از حالت ساده گاز ایده‌آل می‌شوند و دیگری اثر آنها در بیان اینکه زیاد و جذب بیشتر تشعشعات ساطع شده. این مطالعات در مدل‌های تئوری در دو گونه جمعیتی با Z میان انصار سنگین تراز هلیم موجود در ستاره) و گستره جرمی $M_0 \leq M \leq 1M_0$ انجام گرفت.

مدلهای تئوری غیر تحولی (مستقل از زمان) از ستاره‌های کم جرم با جرمها و ساختارهای متفاوت ارائه شد که حل معادلات حاکم به روش توصیفی کیپنهان و فتوسفر بعنوان شرایط مرزی سطحی پارامترهای درونی آنها را مشخص می‌کنند. گرادیان دما در معادله بقاء انرژی در دو حالت (تابش بعنوان مد اصلی انتقال انرژی یا هموفتی بعنوان روش موثر در انتقال انرژی) بکار برده شد که تابعی است از مدل جرمی. معادله حالت در حالت یونیزاپیون کامل هیدروژن و هلیم و صرفنظر از یونیزاپیون ناقص انصار سنگیتر و نیز عدم تشکیل هرگونه مولکول، بصورت معادله حالت ساده یک گاز ایده‌آل $[n(r) = P(r)/KT]$ بکار برده می‌شود. در مدل‌های واقعیتر در ستارگان که جرم که مولکولها شناس تشکیل پیدا می‌کنند معادله حالت از حالت ساده گاز ایده‌آل خارج می‌شود که با تعریف یک پارامتر تجزیه مولکولی وابسته به دما و اثر آن در دانسیته ذرات (ρ) تعیین می‌شود. مولکولها در ستارگان کم جرم پس از افزایش کدری نیز شده که در معادله بقاء انرژی قابل اعمال می‌باشد. در این محاسبات کدریهای مولکولی کارسون و شارب (1988) شامل H_2 , CO , CO_2 , N_2 و CN بکار برده شد.

در بررسی اثر مولکولی در دو رده جمعیتی متفاوت شامل ($z=0.018$ و $z=0.001$ و $z=0.0001$) در هر جرم خاص در گستره جرمی مورد نظر چهار مدل محاسبه شد. دو مدل با معادله حالت ساده گاز ایده‌آل. شامل مدلی با در نظر گرفتن کدری مولکولی و مدلی بدون کدری مولکولی و دو مدل با احتساب کدری مولکولی شامل مدلی با معادله حالت ساده و مدلی با معادله حالت غیرایده‌آل مولکولی.

نادیده گرفتن تشکیل مولکولها در ستارگان کم جرمتر سبب تشکیل ناپیوستگی در رشته اصلی شده که در I_{pop} در جرم M_0 ۰.۸ در دمای k ۴۷۴۲ و در M_0 ۰.۶ در k ۴۴۲۶ وجود می‌یابد. اگر این اثر در معادله حالت همچنان صرفنظر شود ولی کدری ناشی از آن در نظر گرفته شود تغییر شبب در رشته صلی به میزان خیلی کمتر و به آرامی در جرمها و دمایهای کمتر بوجود می‌آید و به طرف ستارگان کم جرمتر بیشتر می‌شود. دلیل این امر را شاید بتون تشکیل مولکولهایی دانست که در ستارگان کم جرمتر بوجود می‌آید و در محاسبات در نظر گرفته شده و این بدن مناسبت که بصورت ایده‌آل اگر تمامی مولکولهای تشکیل شده در دمایها و جرمها کوچکتر در نظر بگیریم ممکن است

تغییر شیب ناگهانی در رشته اصلی به طرف ستارگان کم جرم یا اصلاً وجود نداشته و یا خیلی کمتر از مقداری باشد که در اکثر منحنی های (H-R) نشان داده می شود. البته اثر مولکولها وقتی که هم در معادله حالت و هم در کدری در نظر گرفته شوند تیجه جالبی را ارائه می دهد. بطوری که در pop.I تمام ناپیوستگی حذف شده و شیب نسبتاً یکسانی را بوجود می آورد ولی در pop.II تغییر آرام شیب همچنان وجود دارد.

مطالعه پدیدهای مغناطیسی با پریودهای بلند مدت، به عنوان وجوه نوسانی امواج هیدرومغناطیسی در خورشید

پیمان احمدی^۱، برسف تبریزی^۲

(۱) مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه-زنجان

(۲) پخش فیزیک، دانشگاه شیراز

شواهد نشان می‌دهند يك میدان مغناطیسي بزرگ مقیاس در داخل خورشید، در تعادل با سیال خورشیدی، ممکن است وجود داشته باشد. این میدان احتمالاً در قسمت مرزی بین لایه همرفتی و پوسته تمکز دارد. اختلالهای کوچک در تعادل سیال می‌تواند به ایجاد امواج ساکن آفون بینجامد. دوره تناوب این امواج کم و بیش برابر با زمان عبور امواج آفون از خورشید می‌باشد. این زمان برای میدانی با شدت چند هزار گائوس در حدود ۱۰-۲۵ سال است و می‌تواند توضیحی برای تناوب مشاهده شده در نمودار پروانه‌ای برای لکه‌های خورشیدی باشد.

در این مقاله، به مطالعه نوسانات یک سیال کروی مغناطیسی می‌پردازیم. میدان مغناطیسی از نوع جی‌نیرو و ساختار شاره پلی تروب پرک در نظر گرفته شده است که درون آن در تعادل تابشی با اندیس پلی تروبی^۳ و بیرون آن در تعادل همرفتی با اندیس کم و بیش نزدیک به ۱/۵ فرض شده است.

در غیاب میدان مغناطیسی وجود نوسانی شاره به صورت زیر طبقه‌بندی می‌شود:

الف) وجود نوسانی P : این وجوده عمدهاً توسط نیروهای ناشی از تغییرات فشار شاره تحریک می‌شوند و از نوع امواج آکوستیکی هستند که بردار جابجایی آنها دارای مؤلفه چرخشی بزرگ و مؤلفه سیمولله‌ای کوچک است.

ب) وجود نوسانی g : عامل تحریک این وجوده عمدهاً نیروی شناوری ناشی از تغییرات چگالی موضعی شاره در اثر تغییرات دما است. این وجوده در سیالاتی که در مقابل حرکات همرفتی پایدارند تحریک می‌شوند. در لایه‌های همرفتی این وجوده حضور ندارند و در عوض حرکات همرفتی به وجود می‌آیند که چون میان شوارت‌شیلد خیلی کوچک است در تقریب اول تعادل سیستم را مختل نمی‌کند این وجوده g و یا حرکات همرفتی عمدهاً از نوع حرکات سیمولله‌ای - تضییقاراند که مشتق از یک پتانسیل برداری چنبره‌ای هستند.

ج) وجود چنبره‌ای 1 : هنگامی که سیستم تقارن کروی نداشته باشد این وجوده تحریک می‌شوند. تأثیر دیگر میدان مغناطیسی جفت شدن وجوده P و g با وجوده 1 است. این جفت شدگی باعث ظاهر شدن تغییرات کوچکی در پریود نوسانات P و g می‌شود. ما می‌داریم که شکل کلی این امواج ناشی از وجود میدان مغناطیسی را به دست آوریم. برای اینکار، جابجاییهای شاره را با استفاده از قضیه هلمهولتز که در آن تبدیل پیمانه‌ای خاصی صورت گرفته به مؤلفه‌های بی‌چرخش و سیمولله‌ای تقسیم می‌کنیم. قسمت سیمولله‌ای نیز به مؤلفه‌های قطبیار و چنبره‌ای تقسیم می‌شود. معادله حرکت را با استفاده از تکنیک وردشی ریلی ریتز به معادله ویژه مقداری تبدیل می‌کنیم چون نیروهای ناشی از حضور میدان مغناطیسی و انحراف از سیال خنثی در بواب حرکات همرفتی، کوچک هستند، این نیروها را به صورت اختلالی در معادله حرکت منظور می‌کنیم. محاسبات نشان می‌دهد که در تقریب اول جابجاییهای نوع g و 1 از جابجاییهای نوع P متأثر نمی‌شوند و می‌توان ویژه مقادیر و ویژه توابع آنها را مستقل از حرکات P بدست آورد. معادله

ویژه مقدار را به صورت عددی حل می کنیم.

مراجع:

1. S. Nasiri, Y. Sobouti: 1989, A&A vol. 217, 127-136
2. Y. Sobouti, J.n. Silverman: 1978, A&A vol. 62, 365-374L

Electroweak Phase Transition and relevance to electroweak baryogenesis

Susmita Bhowmik Duari

Theoretical Physics Division,

Saha Institute of Nuclear Physics, India

It is believed that the Universe had undergone a number of phase transitions during the course of its evolution since the bigbang. One of these phase transitions which can be studied well theoretically and in the experimentally accessible energy limit, is the electroweak phase transition. For the last fifteen years this phase transition has been extensively studied in connection to the electroweak baryogenesis. According to Sakharov, any model which attempts to generate the observed asymmetry between the baryons and anti-baryons, should violate the baryon number (B), the charge conjugation (C) and the chargeconjugation and parity (CP) symmetry. The process should also take place away from equilibrium. This non-equilibrium condition can be generated if the electroweak phase transition is first order. In this paper we discuss the mechanism for the electroweak phase transition for the minimal and the nonminimal Higgs sector of the standard Weinberg-Salam model and relate them to different models of producing the baryon asymmetry at the electroweak scale.

References:

1. Susmita B. Duari and U.A. Yajnik Phys. Lett. B 326, 212 (1994)
2. Susmita B. Duari and U.A. Yajnik Nucl. Phys. B 43, 351 (1995)

A Photometric study of RZ Cas.

M.R. Bagheri, N. Riazi, A. Janabzadeh

Biruni Observatory, Shiraz University

New UBV photometric light curves of RZ Cas, together with the corresponding color curves are presented. Wilson-Devinney computer programm is then used to analyse the light curves. Spectroscopic data are also utilized to obtain further information about the system. The two components are displayed on the HR diagram, in order to find the evolutionary status of the system. Special attention is paid to the primary minimum, since the behavior of this region of the light curve is unstable and shows occasional flat minima.

Refrences:

1. Chambliss, C.R. 1976. Publ. Astron. Soc. Pac., 88, 22
2. Hall, D.S., Keel, W.C., 1977, Acta Astron., 27, 167
3. Maxted, P.F.L., Hill, G., and Hilditch, R.W., 1994. Astron. Astrophys., 282, 821
4. Riazi, N., Bagheri, M.R., Faghihi, F., 1994. Astrophys. Space Scien., 211, 293

محاسبه سرعتهای شعاعی برای یک سیستم ستاره طیفی سه جرمی با پریودهای کوتاه و بلند

بهرام خالصه

گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد

معمولًا مطالعه ستارگان دوتایی که دارای مؤلفه جرمی سومی نیز می‌باشند، همواره با مشکلاتی مواجه بوده است. این موضوع از آنجا ناشی می‌شود که در مطالعه منحنی نوری و یا منحنیهای سرعت، این مؤلفه سوم نقش مؤثر داشته و در نتیجه به زحمت می‌توان خصوصیات فیزیکی یا مداری سیستم را بدست آورد. در این مقاله سیستم طیفی HD-25204 که دارای سه جرم می‌باشد، مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج حاصل از مطالعات Fekel & Tomkin(1982) نسبت به نتایج بدست آمده قبلی جامع تر و جالب‌تر است. آنها مؤلفه دوم را بخوبی مشخص نموده و وجود جرم سومی را که دارای یک پریود مداری کوتاه و غیرمعمول می‌باشد اعلام نمودند. عناصر ارائه شده برای این سیستم توسط Batten et al (1989) بر این اساس است که مدار با پریود کوتاه، دایروی می‌باشد. در این مقاله، در راستای محاسبه سرعتهای شعاعی سیستم مذکور جهت تجزیه و تحلیل بعدی از روش همبستگی عرضی استفاده شده است (Khalesseh & Hill)(1992) ستارگان مرجع که طیف آنها به عنوان پوشش مورد استفاده قرار گرفتند، عبارتند از AVG0V , AVB5V از بررسی نمایه‌های خطوط طیفی سیستم؛ سرعتهای شعاعی سه جرم، منحنی سرعت و نیز پریودهای کوتاه و بلند بدست می‌آیند. تغییر اندکی که در پریود بلند سیستم مشاهده می‌شود، بررسیهای نورسنجی بعدی را حائز اهمیت می‌سازد.

مراجع:

1. Batten A.H., Fletcher J.M., Mac Carthy D.G., 1989, PDAO, 17,1
2. Fekel F.C., & Tomkin, 1982, AP.J, 263,289
3. Khalesseh B., & Hill G., 1992, A&A 257, 199

Distributional Approach to Signature Change

Reza Mansouri¹, Kourosh Nozari²

1) Institute for Studies in Theoretical Physics and Mathematics

2) Department of Physics, Sharif University of Technology

In this paper we construct a distributional approach for change of signature of spacetime metric, based on Colombeau's generalized functions and we obtain an Einstein equation for dynamics of signature changing spacetime, showing nonevanishing of stress-energy tensor of change surface.

سهم تشعشع کیهانی در مجموعه تشعشعات زمینه‌ای میکروموجی در فرکانس 5GHz

حبيب الله عصاره

بخش فیزیک، دانشگاه شهید چمران اهواز

تداخل سنج 5GHz زمینه میکروموجی کیهانی (CMB) در Jodrell Bank (JB) در انگلستان با $D=0.7\text{ m}$ برای مدت ۲ سال عمل کرده است تا ناممگنی زمینه میکروموجی را در نیمکره شمالی به تصویر بکشد. این مجموعه داده‌ها محدوده میل $30^\circ + 55^\circ$ تا $+ 2.5^\circ$ را با پله‌های ۲.۵° می‌پوشانند. پس از ویرایش و انبوه‌سازی داده‌ها و همچنین کاربرد الگوریتم Clean، سهم پارازیت دستگاه کاهش یافته و حساسیت دمای آنتن (antenna temp) در ۲ دقیقه RA به 294 K رسیده است. این داده‌ها با داده‌های کم فرکانس (408, 1420 MHz) و همچنین با داده‌های Green Bank(GB) مقایسه شده‌اند و این مقایسه خود قابل اعتماد بودن داده‌ها را اطمینان داده است.

برای تعیین سهم تشعشع کیهانی از مجموعه تشعشع زمینه‌ای، پس از تصحیح سهم منابع نقطه‌ای (Point Sources) و همچنین منابع غیرقابل شناسائی ضعیف، دامنه متوسط مشاهده شده از تداخل سنج $K_{\mu\text{m}} = 42 \pm 10$ بدست آمده که در آن خطأ، پراکندگی دامنه در میل‌های مختلف بوده است.

انتشار امواج MHD در ابرهای مولکولی ناهمگن

محسن شادمهری، جمشید فبری

دانشکده فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد

انتشار امواج MHD در ابرهای مولکولی را بررسی کردیم. ابرهای مولکولی کاملاً ناهمگن هستند [۱]. به همین دلیل محیط را ناهمگن فرض کردیم و بعلاوه میدان مغناطیسی را نیز در نظر گرفتیم. چون معادلات حاکم بر سیستم غیرخطی اند، حل تحلیلی آنها تقریباً غیر ممکن است. از این رو معادلات را در محدوده خطی و در یک بعد حل کردیم. به نظر می‌رسد میدان مغناطیسی نقشی اساسی در انتشار امواج MHD دارد. پیش از این با ایجاد اختلال در سرعت در یک محیط ناهمگن، نحوه تغییر آن بررسی شده بود [۲]. کار ما، در واقع، ادامه چنین مطالعاتی است. با این حال، در یک مطالعه کاملتر باید معادلات در محدوده غیرخطی بررسی شوند.

مراجع:

1. Houlahan, P., & Scalo, J, 1992, ApJ, 393, 172
2. Arons, J., & Max, C.E. 1975, ApJ, 196, L77

برخی نتایج تحلیلی در دینامیک داخلی کهکشانهای بیضوی

میرعباس جلالی، بوسف تبرونی

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه-زنگان

در این مطالعه پاسخهای تحلیلی گرایشی برای دینامیک داخلی کهکشانهای بیضوی چرخان ارائه می‌شوند.

کهکشانهای مورد مطالعه دارای تقارن محوری و توزیع چگالی بصورت

$$\rho = \rho_0 (1 - (x^2 + y^2) / a^2 - z^2 / c^2)$$

می‌باشد. هامیلتونی این سیستم عبارت است از

$$H = \frac{1}{2} (X^2 + Y^2 + Z^2) + \frac{1}{2} \omega^2 (x^2 + y^2) + \frac{1}{2} \lambda^2 z^2 - \frac{1}{4} \gamma z^4 \\ - \frac{1}{4} \alpha (x^2 + y^2)^2 - \frac{1}{2} \beta (x^2 + y^2) z^2 + \Omega (xY + yX)$$

نخست با استفاده از یک تبدیل کانونیک به فضای متغیرهای لیساژو (Lissajous) هامیلتونی فوق به شکل مناسبی تبدیل می‌شود که در آن اندازه حرکت زاویه‌ای در جهت z انتگرال حرکت است. سپس با تبدیل کانونیک دیگری به یک دستگاه مختصات چرخان و متوسطگیری به روش تبدیلات لی (Lie) انتگرال دوم حرکت ایجاد می‌شود. سیستم هامیلتونی جدید کاهش یافته را می‌توان در همسایگی تشیدید. استفاده از توابع بیضوی ڈاکوبی پاسخ‌یابی کرده شکل مدارها را به صورت تحلیلی نوشت. در ادامه شکل مدارهای تناوبی در کهکشانهای پیخ (Oblate) و کشیده (Prolate) بدست آمده و نتایج مقایسه شده‌اند. کهکشانهای کشیده دارای دو خانواده کلی از پاسخهای تناوبی و شبه‌تناوبی هستند که شکل مدار یکی از این خانواده‌ها با شکل کهکشان سازگار نیست. کهکشانهای پیخ تنها یک خانواده پاسخ تناوبی و شبه‌تناوبی از خود نشان می‌دهند که با شکل کهکشان سازگار است. در این پژوهش نشان داده می‌شود که در انرژیهای خاصی حرکت روی صفحه استواری کهکشانهای کشیده ناپایدار موضعی است و چنین حرکتها بی دستخوش او جگیرینهای قابل توجه در جهت محور تقارن کهکشان می‌شوند و کهکشان دو پارچه می‌گردد.

مراجع:

1. Davoust, E.: 1986, Periodic Orbit in Elliptical Galaxies II. Rotation about the axis of Symmetry, *Astronomy & Astrophysics*, 156, 152.
2. Deprit, A.: 1969, Canonical Transformations Depending on a small Parameter, *Celestial Mechanics*, 1, 12.
3. Deprit, A.: 1991, The Liassajous Transformations, I. Basics, *Celestial Mechanics*, 51, 201.
4. Jalali, M. A., Mehri, B. and Pourtakdoust, S. H.: 1996, Investigation of Periods Orbits in Elliptical Galaxies Using the Method of Implicit Function, *Celestial Mechanics*, 63, 271.
5. Lebovitz, N.R.: 1979, Ellipsoidal Potentials of Polynomial Distribution of Matter, *The Astrophysical Journal*, 234, 619.