

بِنَامِ خالقِ کیمیان

کتاب مقالات

چهارمین ہمایش ملی بحوم

و

احترافزیک

دانشگاہ سیستان و بلوچستان - زامدان

۱۳۸۹ دسمبر

كتاب مقالات

چهارمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک

اعضای کمیته علمی همایش:

دکتر علیرضا آقائی (دانشگاه سیستان و بلوچستان و IPM، دبیر کمیته)

دکتر رضا پژوهش (دانشگاه پریزند)

دکتر حبیب خسرو شاهی (پژوهشگاه دانشجویی بنیادی IPM)

دکتر سراب راهوار (دانشگاه صنعتی شریف و IPM)

دکتر علی عجب شیری زاده (دانشگاه تبریز و RIAAM)

دکتر سید جلیل الدین فاطمی (دانشگاه شهید بهشتی کرمان)

دکتر جمیل قمری (دانشگاه فردوسی مشهد)

چند خطی از هایش

چهارمین همایش ملی نجوم و اخترفیزیک در تاریخ ۸ و ۹ دی ماه سال ۱۳۸۹ به میزبانی کروه فنریک دانشگاه سیستان و بلوچستان با حضور ریاست، هیأت مدیره انجمن نجوم ایران و بیش از ۱۰۰ شرکت کننده از اقصی نقاط میهن عزیزان در زاهدان برگزار گردید. در این همایش ۱۵ نیم روزه، ۴۱ مقاله علمی به صورت سخنرانی و بیش از ۴۰ مقاله بصورت پوستر ارائه گردید. از ویژگیهای برجسته مقالات ارایه شده در این همایش، رشد نسبی قابل توجه مقالات در زمینه کیمی، شناسی متابده ای بود.

از سخنرانی های ویژه این همایش می توان به سخنرانی استاد یوسف ثوبی در زمینه تغییرات کلیم و کرمایش زمین، ناشی از تغییرات کلیمی زمکی جامد بشری و نیز سخنرانی استاد رضا منصوری در مورد اهمیت پروژه های کلان علمی در رشد علم و تحصیل وی از نگاه جامعه علمی کثور به این طرح بود. از ویژگی سخنرانی هایی توان به سخنرانی استاد علی عجب شیری زاده در خصوص خوشیده الکترونیکی، دکتر حمیب خرسو شاهی در زمینه پیشرفت طرح رصدخانه ملی ایران، دکتر آرزو جهانشیر در زمینه ستاره های نوترونی اشاره کرد. در زمینه سیتم های ستاره ای و سیاره ای دکتر رضا پژوهش، دکتر عباس عابدی و دکتر کاظم نفیسی به ایراد سخنرانی پرداختند. قرص برافرازی اطراف اجرام فشرده پرخان، عنوان سخنرانی دکتر محبوبه شعاعیان بود. سخنرانی هم در باب تاریخ علم نجوم توسط دکتر امیر نیک سرشناس ارایه گردید. پیامون وجودی عدم وجود ماده تاریک در این همایش مباحثی صورت گرفت که هر یک طرفداران خاص خود را داشت.

این همایش نجومی در زاهدان برای اولین بار برگزار شد که به لطف ای با استقبال و رضایت ویژه شرکت کنندگان موافق گردید و از سوی دانشگاه سیستان و بلوچستان، پیشنهاد برگزاری سالیانه این همایش در زاهدان به جامعه نجومی کشور ارایه گردید.

این کتاب شامل نخنینایی مقالاتی است که در همایش ارایه و پس از برگزاری همایش به دیجی خانه ارسال گردیده بود.

دکتر علیرضا آقائی

دبیرکنیه علمی و اجرایی همایش

فهرست مقالات

صفحه

عنوان مقاله / نویسندها / کلمات کلیدی

- بررسی تغییرات زمانی خط جذب پهن کوازار J0935+4954
علیرضا آقائی، راگونتان سری آنتد، نیره عرفانیان ثبات خانی
- داده کاهی طیفی کوازار خط جذب پهن J0840+3633
طیبه ابراهیمی میمند، علیرضا آقائی
- مطالعه گاز چاپلین تعییم یافته در ستاریوی انرژی تاریک
محمد احمدی عامل، محمد ملک جانی
- نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی U Peg در صافی‌های B، V و R
فخرالدین اکبریان، عباس عابدی، محمد فرجی نژاد، بهجت زارعی، سمانه عباسی، فاطمه زهرا زراعتگری، مرضیه مصطفایی
- کاربرد شبکه‌های عصبی مصنوعی در تخمین طیف پیوسته کوازار در جنگل لیمان آلفا
سید مسعود برکاتی، علیرضا آقائی
- آنالیز منحنی‌های نوری و سرعت شعاعی سیستم دوتایی گرفتی QW Gem
رضا پژوهش، دیرک ترل
- بررسی اثر S-Z در تعیین فاصله از خوش‌های کهکشانی و تعیین پارامتر هابل
رضا پژوهش، فهیمه حبیبی
- کاربرد تحلیل موجکی در شناسایی حلقه‌های تاج خورشید
سمیه تاران، حسین صفری
- تراش و مشخصه‌یابی آینه تلسکوپ بازتابی
ابوالفضل توکلی، مجید رسیدی‌هويه، علیرضا آقائی
- طیف جرم هسته‌های شکفت در ستارگان نوترونی
آرزو جهانشیر
- نوسانات سوسیسی حلقه‌های تاج خورشید با مدل میدان مغناطیسی غیر یکنواخت
تریفه حداد، حسین صفری

عنوان مقاله / نویسندها / کلمات کلیدی

صفحه

۶۶	بررسی نوسانات شعاعی و غیرشعاعی در ستارگان تپنده بهمن حسین زاده، رضا پژوهش
۷۲	بررسی میکرو تغییرات اپتیکی در کوازارهای رادیویی آرام مریم خادمی، علیرضا آقائی
۷۷	توصیف ترمودینامیکی مدل انرژی تاریک هولوگرافیک جدید برهمکنشی عبدالحسین خدام محمدی، زینب فلاح آستانه
۸۴	شبیه سازی مدل بهمنی از انرژی شراره های خورشیدی ابوالفضل دین محمدی، حسین صفری
۸۹	سطح مقطع اندرکنش پرتوهای کیهانی با اتمسفر زمین و مطالعه ای وابستگی آن با جرم و انرژی پرتو اولیه گوهر رستگار زاده، سمانه ارباب
۹۵	بررسی علل کاهش دما در سطح پس از کنتاکت سوم در گرفت های کلی خورشید غلامحسین رستگار نسب، منصوره بنزاده
۱۰۱	ساختار و کارکرد دو ابزار کهن نجومی: سُدس و رُبع ماریا ره
۱۰۶	روشی ساده در برآورد بعضی از پارامترهای دوتایی های تماسی ردهی W UMa فاطمه زهرا زراعتگری، عباس عابدی، محمود عبادیان، محسن فرشاد، سمانه عباسی، مرضیه مصطفایی، بهجت زارعی، فخرالدین اکبریان، محمد فرجی نژاد
۱۱۲	استخراج رابطه‌ی قدر- روشنایی و محاسبه‌ی دوره تناب حرکت تقدیمی زمین از داده‌های صوفی سید امیر سادات موسوی
۱۱۸	داده‌کاهی تصاویر چند باندی اپتیکی بلازار 180 Mrk منصوره سبزی سروستانی، علیرضا آقائی
۱۲۳	انفجارات پرتو گاما کیهانی مهلا شاهسوار، علیرضا آقائی
۱۲۷	قرص برافراشی مغناطیده نازک در اطراف اجرام فشرده چرخان محبوبه شقاچیان

صفحه

عنوان مقاله / نویسندها / کلمات کلیدی

- بررسی اثر قرص بر افزایشی بر روی منحنی نوری و طیفی سیستم دوتایی گرفتی OW Gem ۱۳۳
فاطمه صالحی، مرجان محکی
- نظریه حرکت وضعی زمین و ساخت استرلاپ زورقی ۱۴۰
اسدالله صفایی
- یک سیستم سه تایی Pegasi ۱۴۶
عباس عابدی، سمانه عباسی
- نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی BV Dra در صافی های R, V, B و BV ۱۵۲
سمانه عباسی، عباس عابدی، فاطمه زهرا زراعتگری، محمد فرحي نژاد، فخرالدین اکبریان، مرضیه مصطفایی، بهجت زارعی
- نوسان اسپین نوتريون در میدان گرانشی ۱۵۹
سید علی اصغر علوی، سیده فاطمه حسینی
- مشاهدات نور سنجی و تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی GO Cyg ۱۶۶
محمد فرحي نژاد، عباس عابدی، فخرالدین اکبریان، سمانه عباسی، مرضیه مصطفایی، بهجت زارعی، فاطمه زهرا زراعتگری
- ترمودینامیک گاز پلی تروپ برهمکشی انرژی تاریک در جهانی با افق ظاهری ۱۷۴
زینب فلاح آستانه، عبدالحسین خدام محمدی
- اثر میدان مغناطیسی چنبه ای بر قرصهای برافزایشی خودگرانشی و شکسان اطراف پیش ستاره ها ۱۸۰
جمشید قبری، شهرام عباسی، نرگس جامی الاحمدی
- تولیدات علمی نجوم در پایگاه اطلاعاتی ISI در سال های ۲۰۰۰ تا ۲۰۱۰ ۱۸۷
شکرالله محمدی، حسین کازهی
- بازسازی سه بعدی حلقه های مغناطیسی تاج خورشید ۱۹۵
مینا مردمی، حسین صفری
- نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی RT Andromedae ۲۰۰
مرضیه مصطفایی درمیان، عباس عابدی، بهجت زارعی، فاطمه زهرا زراعتگری، محمد فرحي نژاد، سمانه عباسی، فخرالدین اکبریان
- تحلیل مدارهای سیاره‌ای سیستم‌های فراخورشیدی HD10180 و 55Cancri ۲۰۷
کاظم نفیسی، اشرف ایوبی نیا

صفحه

عنوان مقاله / نویسندها / کلمات کلیدی

- ۲۱۳ قانون نمایی مدلی برتر جهت توصیف مدارهای سیستم‌های سیاره‌ای
کاظم نفیسی، اشرف ایوبی‌نیا، مریم سعیدی
- ۲۲۰ اثرات کوانتمی گرانش بر روی طیف یک جهنده‌ی کوانتمی
کوروش نوذری، پوریا پدرام، یاسمن نمکی روش
- ۲۲۶ نوآوری‌های قوچی در دانش نجوم در آستانه انقلاب علمی
ایرج نیک‌سرشت، صادق شهریار

مقالات اضافه شده به نسخه اولیه کتاب مقالات

- ۲۳۱ نورسنجی و تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی AB Andromedae
بهجت زارعی، عباس عابدی، مرضیه مصطفایی، فخرالدین اکبریان، فاطمه زهرا زراعتگری، محمد فرحری نژاد، سمانه عباسی
- ۲۳۸ برخی جنبه‌ها و نتایج پدیده شناختی وجود کمینه طول در گرانش کوانتمی
کوروش نوذری، سپیده نامداری

بررسی تغییرات زمانی خط جذبی پهن کوازار J0935+4954

علیرضا آقائی^۱، راگونتان سری‌آنند^۲، نیره عرفانیان ثبات خانی^۳

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲ پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشگاه بنیادی، تهران

^۳ مرکز بین دانشگاهی برای نجوم و فیزیک نجومی، پونا

چکیده

کوازار J0935+4954 در سال‌های ۱۹۹۷، ۲۰۰۰ و ۲۰۰۷ به ترتیب توسط تلسکوپ‌های *IGO* و *SDSS* و *KECK* مورد طیف سنجی قرار گرفت. برای باری دیگر این کوازار را در تاریخ ۹ آذر ماه ۱۳۸۸ و توسط تلسکوپ *IGO* در رصدخانه *IUCAA* مورد طیف سنجی قرار دادیم تا به بررسی تغییرات در خطوط جذبی پهن آن بپردازیم.

Investigating of the time variability of broad absorption lines of the quasar J0935+4954

A. Aghaee^{1,2}, R. Srianand³, N. Erfanian¹

¹ Department of Physics, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan

² School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

³ Inter University Center of Astronomy and Astrophysics (IUCAA), Pune

Abstract

In order to investigate the time variability of broad absorption lines, quasar J0935+4954 was observed in 1997, 2000, and 2007 with KECK, SDSS and IGO telescopes, respectively. In 2009, we observed it one more time again. We will present the results here.

مقدمه

شارش کوازارها به عنوان مکانیزم بازخورده قابل توجهی برای توضیح شکل‌گیری و تکامل ابرسیاه‌چاله‌های پرجرم، کهکشان‌های میزان آنها و فضای بین کهکشانی پیرامونشان می‌باشد [1]. رسیدن به اطلاعاتی در خصوص طبیعت و منشاء

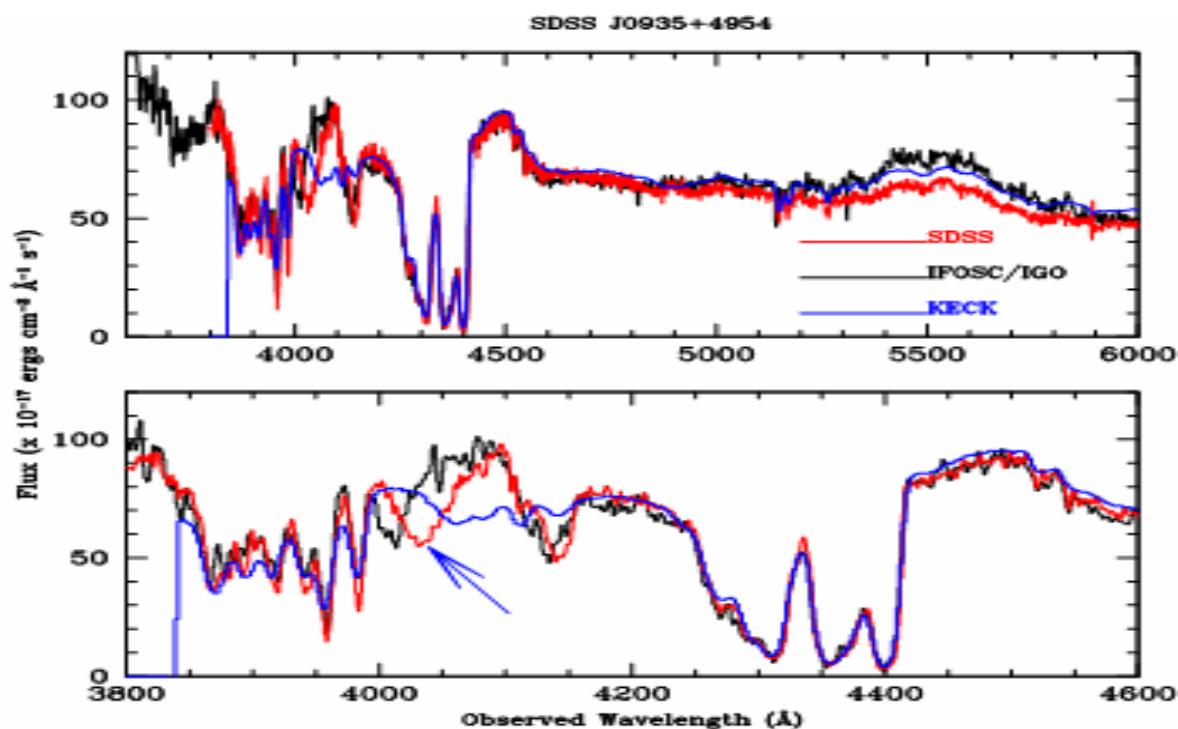
شارش‌های سرعت بالای خروجی از کوازارها، نقش مهمی در درک دینامیک گاز در نواحی مرکزی هسته‌های کهکشانی فعال و نیز فراوانی فلزات در فضای بین کهکشانی خواهد داشت. بررسی خطوط جذبی پهن در طیف کوازارها به درک این مهم کمک می‌نماید [2].

مشاهدات رصدی و داده‌کاها

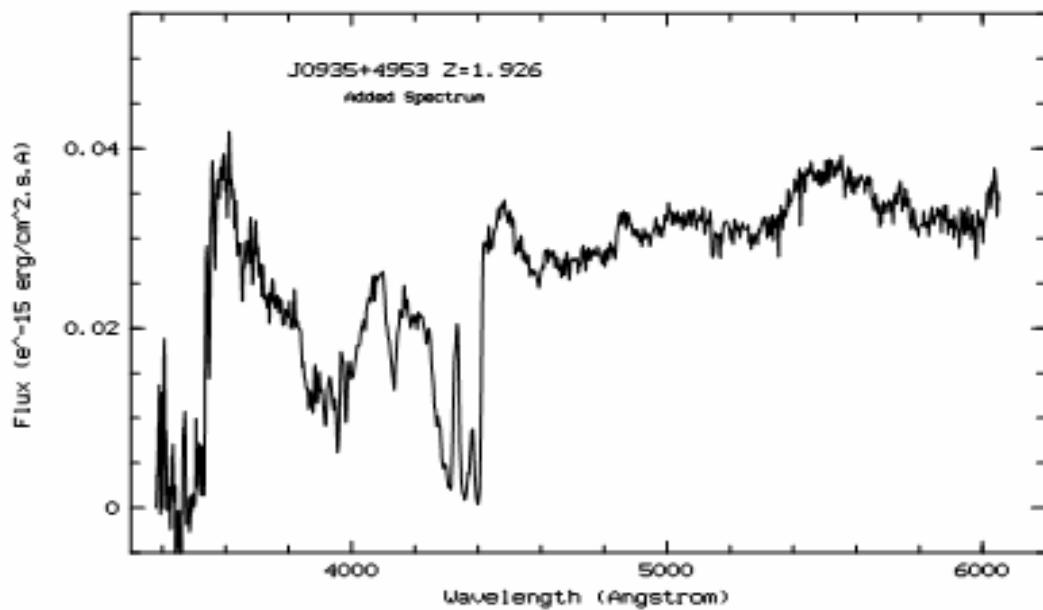
این کوازار در سال ۱۹۹۲ توسط تلسکوپ KECK، سال ۲۰۰۰ توسط تلسکوپ SDSS و در ۱۴ دسامبر ۲۰۰۷ توسط تلسکوپ IGO مورد مشاهده قرار گرفت و به تازگی در ۱۶ دسامبر ۲۰۰۹ نیز توسط تلسکوپ IGO مورد طیف سنجی مجدد قراردادیم که داده‌های مربوطه توسط سیستم استاندارد رصدخانه جنوبگان اروپا ESO-MIDAS مورد داده کاها قرار گرفت.

نتایج

طیف کوازار J0935+4954 که در ۱۴ دسامبر ۲۰۰۷ توسط IFOSC (رنگ سیاه) به همراه طیف SDSS آن که در سال ۲۰۰۰ (رنگ قرمز) و نیز طیف حاصله از KECK (رنگ آبی) مربوط به سال ۱۹۹۲ در شکل ۱ آمده است. در قسمت پایین این شکل نیز خط پهن C IV در هر یک از این سال‌ها نشان داده شده است. به وضوح تغییر در یکی از مولفه‌هی C IV مشاهده می‌شود که توسط پیکان نشان داده شده است. این موضوع در توافق با مولفه جذبی دارای شتاب می‌باشد. با شتاب ثابت، انتظار انتقالی از مرتبه چند آنگستروم در مقیاس زمانی یک سال معقول می‌باشد. در شکل ۲ طیف حاصله مربوط به سال ۲۰۰۹ آمده است.



شکل ۱: طیف کوازار J0935+4954 در قسمت بالا و در قسمت پایین شکل تغییرات خط جذبی پهن C IV



شکل ۲: طیف کوازار J0935+4954، مربوط به آخرین مشاهده در دسامبر سال ۲۰۰۹

مرجع‌ها

- [1] M. Moe et al., "Quasar Outflow Contribution to Galaxy Feedback: Observations of QSO SDSS J0838+2955"; *The Astrophysical Journal*, Volume **706**, Issue 1 (2009) 525-534.
- [2] R. Srianand and P. Petitjean, "A near-solar metallicity damped Lyman-alpha system toward the BAL quasar Tol 1037-2703"; *Astronomy and Astrophysics*, Volume **373**, (2001) 816-826.

داده‌کاهی طیفی کوازار خط جذب پهن J0840+3633

طیبه ابراهیمی میمند^۱، علیرضا آقائی^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲پژوهشگاه نجوم، پژوهشگاه دانشگاهی بنیادی، تهران

چکیده

به منظور بررسی تغییرات خطوط جذبی پهن در طیف کوازار J0840+3633، این کوازار را در رصدخانه گیراولی آیوکا هندوستان مورد طیف سنجی قرار دادیم. در این مقاله به داده‌کاهی طیفی این کوازار خواهیم پرداخت.

The spectral data reduction of broad absorption line quasar J0840+3633

T. Ebrahimi Meimand¹, A. Aghaee^{1,2}

¹Department of Physics, University of Sistan & Baluchestan, Zahedan

²School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In order to verify the variations in the broad absorption lines of quasar J0840+3633, this quasar has been observed at IUCAA Giravali Observatory. In this paper, we will present the spectral data reduction of this quasar.

مقدمه

در حدود ۱۵ درصد از QSO‌ها (Quasi-stellar object or quasar) خطوط جذبی پهنی، BAL (Board Absorption Lines) مشاهده می‌شود. با توجه به انتقال به قرمز و پهنهای زیاد این خطوط، از مواد پرتابی از هسته کهکشانی فعال ناشی شده‌اند. به دلیل اینکه انتقال به قرمز این خطوط، اندکی کمتر از انتقال به قرمز خطوط نشری مربوطه می‌باشد لذا بایستی گاز جاذب در حال حرکت به سمت ما باشد. عقیده بر آن است که این گاز، همان مواد پرتابی با سرعت‌های خیلی بالا باشند [1]. بر اساس معیار واینمن (Weymann)، خط جذبی را پهن می‌نامیم که پهنهای خط طیفی C IV آن بیشتر از ۲۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه باشد [2]. هرچند در سال ۲۰۰۶ حد پایین‌تر، حداقل ۱۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه، نیز برای آن در نظر گرفته

شد [3]. این مواد پرتابی از کوازارها به دلیل اینکه با خود انرژی، تکانه و فلزات را به فضای بین ستاره‌ای و بین کهکشانی می‌برند و به طور موثری بر شکل‌گیری ستارگان تاثیر می‌گذارند لذا نقش مهمی را در کیهان‌شناسی ایفا می‌کنند.

BALQSO J0840+3633

BALQSO (FIRST Bright Quasar Survey 0840+3633) FBQS J 0840+3633 را است که اطلاعاتی در مورد آن در ۲۶ دسامبر ۱۹۹۸ با استفاده از طیف‌سنجی Echelle که بر روی تلسکوپ ۱۰ متری Keck نصب شده و با زمان نوردهی ۴ تا ۱۸۰۰ ثانیه در بازه طول موجی ۳۸۲۵-۶۲۸۰ انگستروم بدست آمده است. انتقال به سرخ FBQS 0840+3633 را با فیت کردن منحنی گاووسی بر روی خطوط نشری پهن Mg II بدست آورده‌اند زیرا ناحیه آبی بیشتر تحت تأثیر جذب قرار دارد.

مشاهدات رصدی

کوازار J0840+3633 را در تاریخ ۱۷ دسامبر ۲۰۰۹ توسط طیفسنج IUCAA Faint Object (IFOSC) نصب شده بر روی تلسکوپ ۲ متری رصدخانه گیراولی آیوکا هند مورد طیفسنجی قرار دادیم. در این طیفسنجی از تک شکاف به پهنهای ۱۵۰ میکرومتر و Grism7 که گستره طول موجی ۳۸۰۰-۶۸۴۰ انگستروم را پوشش می‌دهد استفاده نمودیم. پیک طول موجی این گریزم در ۵۰۰۰ و رزولوشن آن ۴,۴ آنگستروم است. تعداد نوردهی، ۳ فرم با زمان نوردهی ۲۷۰۰ ثانیه‌ای برای هر فرم انتخاب شد.

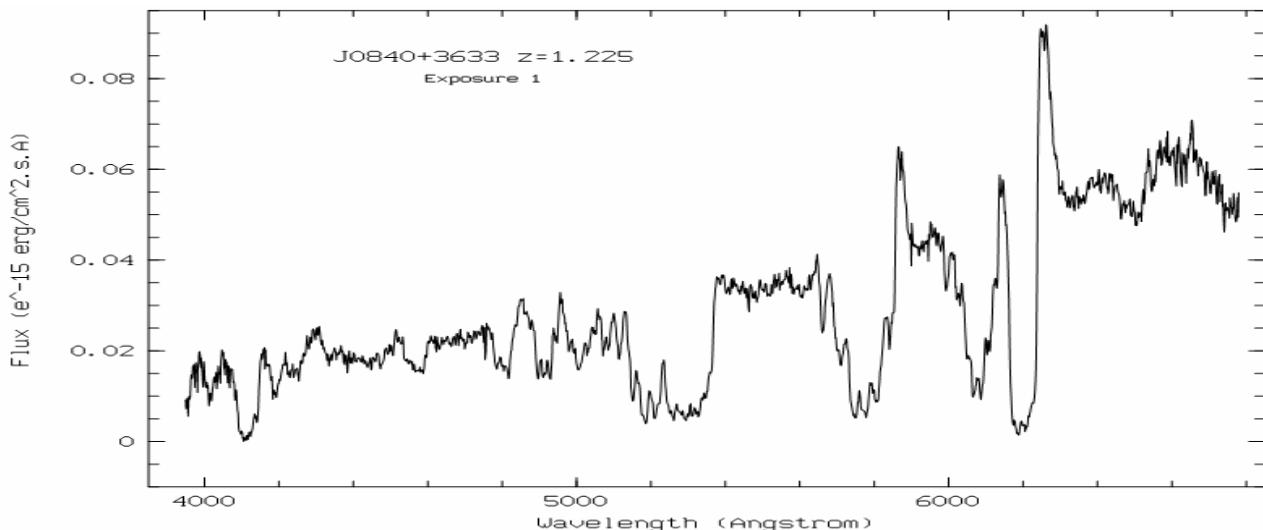
نتایج داده‌کاهی طیفسنجی

داده‌کاهی در سیستم استاندارد ESO-MIDAS انجام پذیرفت که مراحل اولیه تعیین مستربایاس و انجام فلت فیلد همانند مقاله سبزی و آقائی که در همین همایش ارایه شده است صورت پذیرفت. جهت کالیبره کردن طول موج از لامپ HeNe که نمونه طیف آن در شکل ۱ آمده است، استفاده کردیم.



شکل ۱: طیف دو بعدی لامپ عبوری از Grism7

به منظور کالیبره کردن شار انرژی دریافتی از کوازار، ستاره استاندارد Hiltner600 را با همان پیکربندی مورد استفاده برای کوازار، مورد طیف سنجی قرار دادیم تاتابع پاسخ تلسکوپ و تجهیزات مربوطه را بتوانیم به دست آوریم. در شکل ۲ طیف کالیبره شده در شار انرژی حاصله از یکی از فرم‌های ۲۷۰۰ ثانیه‌ای نشان داده شده است.



شکل ۲: طیف کالیبره در انرژی کوازار J0840+3633

مراجع

- [1] P. Schneider, "Extragalactic Astronomy and Cosmology ", (2006) 221, 222
- [2] R.J.Weymann; D.A. Turnshek , "Broad Absorption Line Quasars ('BALQSOs')", aagq.conf 333, (1985)
- [3] Trump et al , "A Catalog of Broad Absorption Line Quasars from the Sloan Digital Sky Survey Third Data Release", APJS 165, (2006) 1

مطالعه گاز چاپلین تعمیم یافته در سناریوی انرژی تاریک

محمد احمدی عامل^۱، محمد ملک جانی^۲

^۱ گروه فیزیک دانشگاه آزاد اسلامی واحد همدان، همدان

^۲ گروه فیزیک، دانشگاه برعالی سینا، همدان

چکیده

در این مقاله به بررسی مدل گاز چاپلین تعمیم یافته در سناریوی انرژی تاریک می‌پردازیم. از خصوصیات بارز این مدل ارائه یک معادله حالت برای ماده تاریک و انرژی تاریک است. در ابتدا تحول معادله حالت گاز چاپلین تعمیم یافته و سپس تحول پارامتر کاہنده را در کیهان شناسی فریدمان مطالعه می‌کنیم. نشان خواهیم داد که در این مدل رفتاری شبیه انرژی تاریک کوینتینسنس را داراست که بیان کننده انبساط تند شونده کیهانی است.

مقدمه

رصد ابرناخترهای دور دست حاکی از آن است که کیهان امروزی دارای انبساط تند شونده است. علاوه بر این، رصد ساختارهای بزرگ مقیاس و امواج میکرو موج زمینه کیهانی (CMB) نیز تایید کننده این انبساط تند شونده است. انرژی تاریک بعنوان مسئول انبساط تند شونده کیهانی، در کیهان شناسی مدرن بعنوان یکی از معماهای بزرگ قرن حاضر مطرح شده است. تا کنون هیچگونه آزمایش موقیت آمیزی درباره کشف ماهیت این مولفه کیهانی انجام نگرفته است و همچنان ماهیت آن نامشخص است. در همین راستا مدل‌های نظری متنوعی برای توصیف انرژی تاریک پیشنهاد شده است که اولین مدل و ساده‌ترین آن ثابت کیهان شناسی می‌باشد. ثابت کیهان شناسی دارای دو مشکل بزرگ به نامهای عدم تطابق کیهانی و تنظیم ظریف است. برای حل مشکلات مذکور مدل‌های جایگزینی بجای ثابت کیهان شناسی مطرح شده است که عبارتند از میدانهای اسکالار و مدل‌های انرژی تاریک بر همکنشی مانند گاز چاپلین، مدل هولوگرافیک، مدل ایج گرافیک و ...

در این مقاله به بررسی گاز چاپلین و مطالعه رفتار آن بعنوان مدلی برای انرژی تاریک خواهیم پرداخت. ساده‌ترین مدل برای توصیف گاز چاپلین مدل گاز چاپلین استاندارد است که قادر است انبساط تند شونده کیهانی را توجیه کند. معادله

حالت گاز چاپلین استاندارد بصورت $\frac{A}{\rho} = P$ می‌باشد. با توجه به اینکه این مدل قادر به توصیف برخی از مسائل

اختر فیزیکی مانند تشکیل ساختارهای کیهانی نمی باشد، مدل گاز چاپلین تعمیم یافته بعنوان مدل کامل تری معرفی شده است.

مدل گاز چاپلین تعمیم یافته

معادله حالت گاز چاپلین تعمیم یافته برابر است با

$$p = -\frac{A}{\rho^\alpha} \quad (1)$$

که در آن A مقدار ثابت و α نیز پارامتر مدل است. بازای A برابر صفر $P = -A$ ، این مدل به ثابت کیهان شناسی و به ازای α برابر واحد، این مدل به گاز چاپلین استاندارد تقلیل می یابد. با استفاده از معادله پیوستگی $d(\rho a^3) = -pd(a^3)$ چگالی انرژی را برای گاز چاپلین بصورت زیر محاسبه می کنیم

$$\rho_{GCG} = \rho_{0GCG} [A_s + (1 - A_s) a^{-3(1+\alpha)}]^{1/(1+\alpha)} \quad (2)$$

که در آن اندیس صفر بیان کننده چگالی در زمان حال است و a فاکتور مقیاس است. همچنین $A_s = A / \rho_{0GCG}^{1+\alpha}$ می باشد. با استفاده از روابط (1) و (2) و معادله $p = w\rho$ پارامتر حالت گاز چاپلین تعمیم یافته بصورت زیر نوشته می شود.

$$w_{GCG} = -\frac{A_s a^{3(1+\alpha)}}{1 - A_s + A_s a^{3(1+\alpha)}} \quad (3)$$

از معادله فوق می توان گفت که در کیهان اولیه $w_{GCG} = 0$ داریم $a \rightarrow 0$ که بیان کننده معادله حالت ماده بدون فشار بوده و همچنین در آینده $a \rightarrow \infty$ داریم $w_{GCG} = -1$ که بیانگر پارامتر حالت ثابت کیهان شناسی است. بنابراین پارامتر حالت گاز چاپلین تعمیم یافته در بازه $-1 \leq w_{GCG} \leq 0$ بوده که بیان کننده رژیم کویتسنس می باشد. همچنین پارامتر حالت این گاز بازای $A_s > 1$ در زمان حال $w_{GCG} < -1$ بصورت $a = 1$ می باشد. که بیان کننده رژیم فانتوم برای این مدل است. با در نظر گرفتن اینکه $\rho_{GCG} = \rho_{de} + \rho_{dm}$ و با توجه به اینکه $\rho_{dm} = 0$ می توان چگالی انرژی گاز چاپلین تعمیم یافته را بصورت زیر محاسبه کرد.

$$\rho_{de} = \rho_{GCG} - \rho_{dm} = \rho_{0GCG} [A_S + (1 - A_S) a^{-3(1+\alpha)}]^{\frac{1}{1+\alpha}} - \rho_{0dm} a^{-3} \quad (4)$$

با در نظر گرفتن کیهانی شامل گاز چاپلین تعمیم یافته و ماده باریونی با هندسه تخت معادله فریدمان و بدنبال آن پارامتر هابل نرمال شده بصورت زیر نوشه می شود.

(5)

$$H^2 = H_0^2 E^2(a) = H_0^2 \{ (1 - \Omega_b) [A_S + (1 - A_S) a^{-3(1+\alpha)}]^{\frac{1}{1+\alpha}} + \Omega_b a^{-3} \}$$

$$E(a) = \{ (1 - \Omega_b) [A_S + (1 - A_S) a^{-3(1+\alpha)}]^{\frac{1}{1+\alpha}} + \Omega_b a^{-3} \}^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

که در آن Ω_b چگالی بی بعد ماده باریونی است. مطالعات رصدی مقدار $\Omega_b h^2 = 0.23$ را برای ماده باریونی پیشنهاد می کنند. پارامتر کاہنده q که معیاری برای تعیین انساط کند شونده یا تندر شونده کیهانی است بصورت زیر بیان می شود

$$q = -\frac{\dot{H}}{H^2} - 1 \quad (7)$$

بر حسب پارامتر هابل بی بعد این پارامتر را بصورت زیر می نویسیم

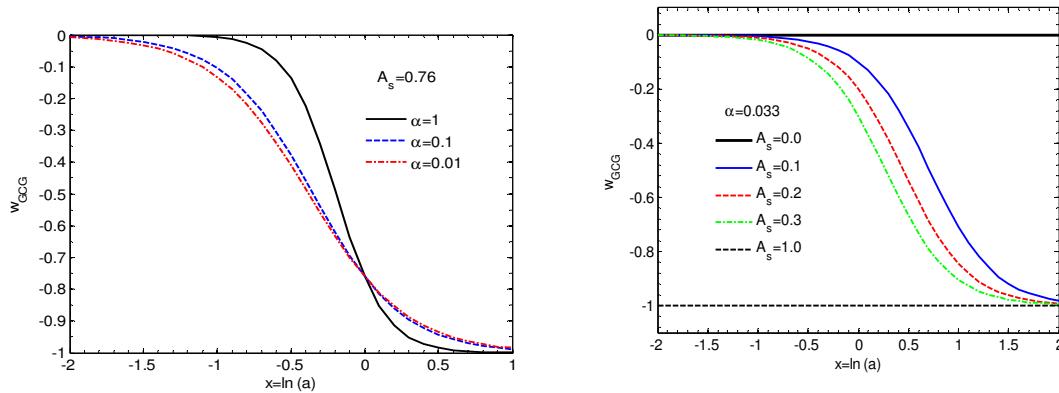
$$q(x) = -\frac{1}{E} \frac{dE}{d \ln a} - 1 \quad (8)$$

با استفاده از رابطه (6)، رابطه (7) را می توان بصورت زیر نوشت

$$q = \frac{3}{2} \frac{(1 - \Omega_b) \{ A_S + (1 - A_S) a^{-3(1+\alpha)} \}^{\frac{\alpha}{1+\alpha}} (1 - A_S) a^{-3(1+\alpha)} + \Omega_b a^{-3}}{(1 - \Omega_b) \{ A_S + (1 - A_S) a^{-3(1+\alpha)} \}^{\frac{1}{1+\alpha}} + \Omega_b a^{-3}} - 1 \quad (9)$$

نتایج عددی

با حل رابطه (۳)، تحول پارامتر حالت w_{GCG} بر حسب فاکتور مقیاس برای مقادیر مختلف A_s و α در شکل (۱) نشان داده شده است. در شکل سمت چپ با ثابت گرفتن $A_s = \sqrt{6}$ مطابق قیود رصدی، رفتار w_{GCG} را برای مقادیر مختلف α نشان داده شده است. همچنین در شکل سمت راست با ثابت نگه داشتن $\alpha = 0.33$ بر طبق قیود رصدی رفتار w_{GCG} را برای مقادیر مختلف A_s نشان داده ایم.

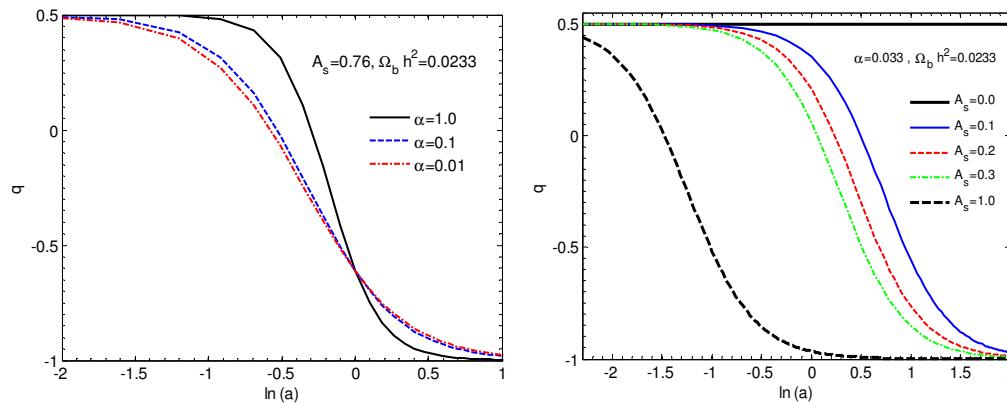


شکل ۱: تحول پارامتر حالت گاز چاپلین تعمیم یافته بر حسب لگاریتم فاکتور مقیاس برای مقادیر مختلف پارامتر های مدل.

در نمودار سمت چپ ملاحظه می شود که در $a < 1$ با افزایش α ، w_{GCG} افزایش می یابد و در $a > 1$ با افزایش α ، w_{GCG} کاهش می یابد. همچنین در نمودار سمت راست می توان گفت که بازی $A_s = 0$ گاز چاپلین تعمیم یافته بدون فشار بوده و مانند ماده بدون فشار رفتار می کند و بازی $A_s = 1$ ، $w_{GCG} = -1$ که بیان کننده رفتار گاز چاپلین مانند ثابت کیهان شناسی است. بازی مقادیر بزرگتر $A_s < 0$ بازی مقادیر کاهش پیدا می کند.

با حل رابطه (۹)، تحول پارامتر کاهنده q بر حسب فاکتور مقیاس برای مقادیر مختلف A_s و α در شکل (۲) نشان داده شده است. در شکل سمت چپ با ثابت گرفتن $A_s = \sqrt{6}$ ، رفتار q را برای مقادیر مختلف α و همچنین در شکل سمت راست با ثابت نگه داشتن $\alpha = 0.33$ رفتار q را برای مقادیر مختلف A_s نشان داده ایم. در نمودار سمت چپ، با ثابت نگه داشتن A_s ملاحظه می شود که بازی مقادیر کوچکتر انساط تند شونده کیهانی زودتر شروع می شود. همچنین در $0 \rightarrow a$ ، خواهیم داشت $q = 0$ که بیانگر کیهان ماده غالب با انساط کند شونده است. همچنین در زمان های آینده، q با افزایش α پارامتر q مقدار کاهش می یابد. در نمودار سمت راست، با ثابت نگه

داشتن α پارامتر q را بازای مقادیر مختلف مطالعه کرده ایم. بازای $0.0 = A_s$ ، مقدار q همواره برابر $5/6$ ، که بیانگر کیهانی با ماده غالب بدون حضور انرژی تاریک است. با افزایش A_s ، انساط شتابدار کیهانی زودتر شروع می شود.



شکل ۲: تحول پارامتر کاهنده در مدل گاز چاپلین تعمیم یافته بر حسب لگاریتم فاکتور مقیاس برای مقادیر مختلف پارامتر های مدل.

نتایج و بحث

در این مقاله مدل گاز چاپلین تعمیم یافته را بعنوان مدلی برای انرژی تاریک محک زدیم. برای این کار تحول پارامتر حالت را بر حسب فاکتور مقیاس رسم کردیم و نشان دادیم که این مدل می تواند در رژیم کوییتسنس قرار بگیرد و انساط تند شونده کیهانی را توجیه کند. همچنین تحول پارامتر کاهنده بر حسب فاکتور مقیاس برای مدل مذکور مطالعه شد و نشان دادیم که گذار از انساط کند شونده به تند شونده به پارامترهای مدل بستگی دارد. در نهایت، ذکر این نکته ارزنده است که بیان کنیم گاز چاپلین تعمیم یافته دارای یک نقش دوگانه است بطوری که بعنوان ماده تاریک بدون فشار در آغاز کیهان و بعنوان انرژی تاریک با فشار منفی در زمان حال و آینده ظاهر می شود.

مراجع

- 1- M. C. Bento, O. Bertolami and A. A. Sen, Phys. Rev. D 66, 043507 (2002).
- 2- L. Xu, J. Lu, JCAP, 1003, 025, (2010).
- 3- R. R. Caldwell, Phys. Lett. B 545, 23 (2002).
- 4- A. Sen, J. High Energy Phys. 04, 048 (2002).
- 5- A. Cohen, D. Kaplan, A. Nelson, Phys. Rev. Lett. 82, 4971 (1999).
- 6- R. G. Cai, Phys. Lett. B 657 (2007) 228.



- 7- H. Wei, R. G. Cai, Phys. Lett. B 655, 1(2007).

نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی U در صافی‌های B و R

فخرالدین اکبریان، عباس عابدی، محمد فرحری نژاد، بهجت زارعی، سمانه عباسی، فاطمه زهرا زراعتگری، مرضیه مصطفایی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند.

چکیده

در این مقاله نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی U در سه صافی B ، V و R جانسون ارائه شده است و با تحلیل این داده‌ها توسط نرم‌افزار **Phoebe**، پارامترهای نسبی سیستم تعیین شده است و با استفاده از منحنی‌های سرعت شعاعی ارائه شده در سایر مقالات، پارامترهای مطلق سیستم نیز محاسبه شده است.

Photometry and Light Curve Analysis of Eclipsing Binary U Peg in B, V and R Filters

F. Akbarian, A. Abedi, M. Farahinejad, B. Zarei, S. Abbasi, f. zeraatgari, M. Mostafaei

Department of Physics, Faculty of sciences, University of Birjand, Birjand

Abstract

In this paper, Photometric of eclipsing binary star U Peg in three filters B, V and R Janson is presented and analyzed the data by Phoebe software, The relative parameters of the system are determined and the absolute parameters of the system were obtained by using the radial velocity curves presented in other papers.

مقدمه

دوتایی گرفتی U Peg (BD +15°4915) اولین بار توسط چاندلر در سال ۱۸۹۵ شناسایی شد که یک سیستم W UMa از نوع W می‌باشد.^[۱] پارامترهای مداری این سیستم اولین بار توسط شاپلی(۱۹۱۵) بدست آمد^[۲] و سپس توسط افراد دیگری چون رسیلس(۱۹۴۵)^[۳]، بینندیجک(۱۹۶۰)^[۴] و زاهی(۱۹۸۸)^[۵] مورد مطالعه قرار گرفت. در رابطه با رده طیفی این سیستم در مشاهدات اولیه توسط آدامز(۱۹۲۴) رده طیفی F3 و در مشاهدات بعدی او در سال ۱۹۳۵ رده طیفی G3 به آن نسبت داده شد و در نهایت با طیف سنجی انجام شده توسط هیل(۱۹۷۵) در رده طیفی G2V قرار گرفت.^[۶]

این سیستم دارای پریود کوتاه 374771 ± 0 روز می‌باشد که پریود این سیستم در طول مشاهدات (۲۰۰۱-۱۸۹۴) در حال کاهش بوده است که علت آن می‌تواند انتقال جرم از جرم بزرگتر به جرم کوچکتر باشد [۷]. در این مقاله با تحلیل منحنی‌های نوری بدست آمده از نورسنجی این سیستم در سه صافی B , V و R جانسون ابتدا پارامترهای نسبی سیستم تعیین شده و با استفاده از پارامترهای منحنی سرعت شعاعی، شعاع و جرم مطلق هر کدام از ستاره‌های سیستم دو تابیه بدست آمده است.

مشاهدات و نورسنجی

نورسنجی ستاره دوتابی گرفته $U\text{ Peg}$ طی سه شب در ماه آگوست ۲۰۱۰ در سه صافی B , V و R جانسون با استفاده از تلسکوپ اشمیت-کاسگرین با قطر دهانه ۱۴ اینچ و فتوومتر SSP5A در رصدخانه دکتر مجتبهدی دانشگاه بیرجند انجام شده است. برای بدست آوردن تغییرات نور سیستم در طول زمان نورسنجی، یک ستاره مقایسه در نظر گرفته شد که مشخصات آن در جدول ۱ آمده است.

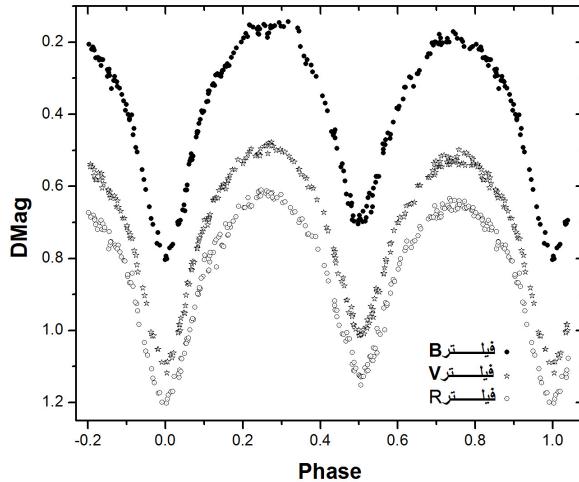
جدول ۱: مشخصات ستاره متغیر و مقایسه

star	BD	R.A(2000)	Deg(2000)	Magnitude
Variable ($U\text{ Peg}$)	$+15^{\circ} 4915$	23h 57m 58.4s	$15^{\circ} 57' 10''$	9.23
Comparison (HIP118229)	$+15^{\circ} 4916$	23h 58m 52.5s	$15^{\circ} 50' 13''$	9

برای کاهش داده‌های خام بدست آمده و انجام تصحیحات زمانی از نرم افزار REDWIP استفاده گردیده و برای محاسبه فاز سیستم در طول زمان نورسنجی و بدست آوردن تغییرات قدر سیستم بر حسب فاز از زمان کمینه اعلام شده توسط پریبولا (۲۰۰۲) [۷] استفاده شده است.

$$\text{HJD}(\text{Min}) = 2450000.3658 + 0.37477710 \times E$$

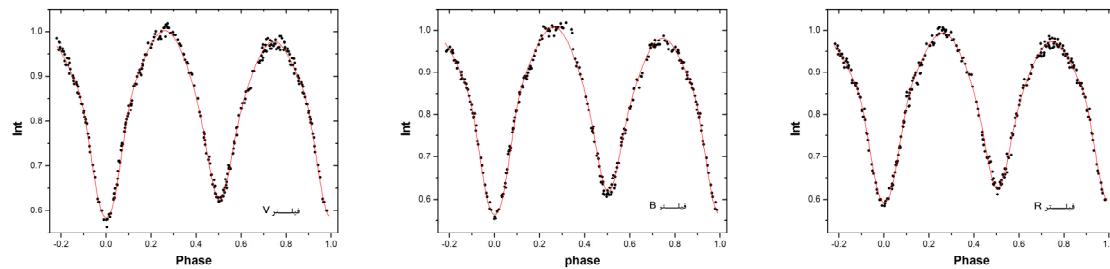
منحنی‌های نوری بدست آمده در سه صافی در شکل ۱ نمایش داده شده است که محور قائم تغییرات قدر و محور افقی فاز سیستم دوتایی می‌باشد.



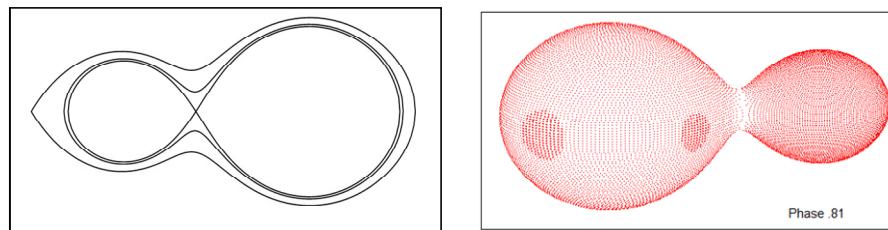
شکل ۱ : منحنی‌های تغییرات قدر ستاره بر حسب فاز در سه صافی B، V و R جانسون

تحلیل منحنی نوری

برای تحلیل منحنی‌های نوری و بدست آوردن پارامترهای فیزیکی و هندسی نسی سیستم دوتایی، از نرم افزار Phoebe استفاده شده است. در شروع کار تعدادی از پارامترهای سیستم از سایر مقالات جمع‌آوری و در ورودی برنامه قرار داده شد و برای اجرای برنامه مد ۳ که مربوط به سیستم‌های فوق تماсی می‌باشد انتخاب گردید، بدلیل عدم تقارن مشاهده شده در منحنی‌های نوری احتمال وجود لکه بر روی یکی از دو ستاره داده شد سپس با قرار دادن دو لکه سرد بر روی ستاره ثانویه و انجام تصحیحات دیفرانسیلی بهترین تطبیق بر داده‌های نورسنجی مطابق با شکل ۲ بدست آمد. پارامترهای بدست آمده برای این سیستم در جدول ۲ نمایش داده شده است با توجه به نسبت جرمی و پتانسیل سطحی بدست آمده وضعیت قرارگیری دو ستاره نسبت به سطوح روج و وضعیت قرارگیری لکه‌ها بر روی ستاره ثانویه در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۲: تطبیق منحنی LC بر داده‌های نورسنجی در سه صافی B، V و R جانسون



شکل ۳: موقعیت قرارگیری لکه‌ها روی ستاره ثانویه(راست)، موقعیت دو مولفه نسبت به سطوح روج(چپ)

جدول ۲: پارامترهای نسبی ستاره دوتایی گرفته Peg U در سه صافی B، V و R جانسون

پارامتر	صافی B	صافی V	صافی R	و صافی B، V	پارامتر	صافی B	صافی V	صافی R	صافی B، V و R
R				q	T ₁	5857	5852	5853	5855
n	۲۱۹	۲۳۸	۲۳۷	۶۹۴		۳/۰۳۱۸	۳/۰۳۱۸	۳/۰۳۱۸	۳/۰۳۱۸
$\sum (o - c)^2$	۰/۰۰۲۰۴۴	۰/۰۰۰۵۴۴	۰/۰۰۰۶۷۲	۰/۰۰۳۱۲۵					
A _S ¹	۰/۹۲۲	۰/۹۲۲	۰/۹۲۲	۰/۹۲۲	T ₂	۵۵۷۳	۵۵۶۷	۵۵۶۳	۵۵۷۰
R _S ¹	۰/۲۲۷	۰/۲۲۷	۰/۲۲۷	۰/۲۲۷	$\Omega_1 = \Omega_2$	۶/۵۰۱	۶/۵۰۷	۶/۵۰۳	۶/۵۰۴
λ_S^1	۳/۷۳۵	۳/۷۳۵	۳/۷۳۵	۳/۷۳۵	$L_1/(L_1 + L_2)$	۰/۳۳۷۳۸	۰/۳۱۹۶۳	۰/۳۱۰۲۵	-

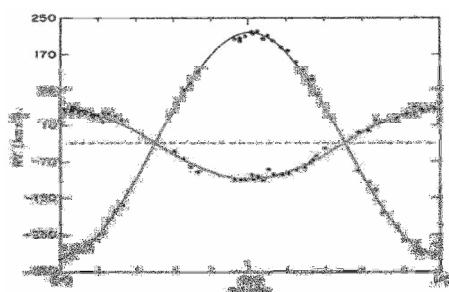
φ_S^1	۱/۰۵۳۶	۱/۰۵۳۶	۱/۰۵۳۶	۱/۰۵۳۶	$r_1(pole)$	۰/۲۷۹۲۸	۰/۲۷۸۸۱	۰/۲۷۹۰۹	-
A_S^2	۰/۷۴۱	۰/۷۴۱	۰/۷۴۱	۰/۷۴۱	$r_2(pole)$	۰/۴۵۸۸۴	۰/۴۵۸۴۰	۰/۴۵۸۶۶	-
R_S^2	۰/۱۹۲	۰/۱۹۲	۰/۱۹۲	۰/۱۹۲	$r_1(side)$	۰/۲۹۲۵۴	۰/۲۹۱۹۸	۰/۲۹۲۳۱	-
λ_S^2	۵۸۹۳	۵۸۹۳	۵۸۹۳	۵۸۹۳	$r_2(side)$	۰/۴۹۴۸۶	۰/۴۹۴۲۶	۰/۴۹۴۶۱	-
φ_S^2	۱/۶۰۳	۱/۶۰۳	۱/۶۰۳	۱/۶۰۳	$r_1(back)$	۰/۳۳۴۵۷	۰/۳۳۳۵۵	۰/۳۳۴۱۵	-
i°	۷۷/۳۸	۷۷/۳۱	۷۷/۳۹	۷۷/۳۷	$r_2(back)$	۰/۵۲۴۳۷	۰/۵۲۳۶۰	۰/۵۲۴۰۵	-

پارامترهای ثابت: $f_{1,2}=1$: ضریب چرخش غیر همزمان دو مولقه؛ $g_{1,2}=0.08$: ضریب تاریکی گرانشی لبه دو مولقه؛ $A_{1,2}=0.5$: الیدو دو مولقه؛ $[Fe/H]=0.2$: ضریب فلزشدگی دو مولقه

توضیح: n : تعداد نقاط مشاهده، $\varphi_S^{1,2}$, $\lambda_S^{1,2}$, $R_S^{1,2}$, $A_S^{1,2}$ به ترتیب نسبت دما بی دو لکه به سطح ستاره، شعاع دو لکه، طول جغرافیایی و عرض جغرافیایی دو لکه می باشند.

تعیین پارامترهای مطلق

نظر به منحنی سرعت شعاعی ارائه شده توسط لو (۱۹۸۵)[۶] مطابق شکل ۴ و پارامترهای k_1 و k_2 اعلام شده توسط پریبو لا (۲۰۰۲)[۷] و استفاده از روابط ارائه شده توسط هیلدیچ (۲۰۰۱)[۸]، جرم و شعاع مطلق دو ستاره بر حسب جرم و شعاع خورشید تعیین شده و در جدول ۳ ارائه شدند. همچنین با توجه به اینکه در سیستم های تماسی یک پوش هم رفت اطراف دو ستاره قرار دارد دما بدست آمده برای دو ستاره مربوط به این پوش هم رفت می باشد که برای انجام تصحیحات و به دست آوردن دمای واقعی هر ستاره از روابط ارائه شده توسط هیلدیچ (۲۰۰۱)[۸] استفاده شده و دمای واقعی بدست آمده برای هر ستاره در جدول ۳ ارائه شده است.



شکل ۴: منحنی سرعت شعاعی

جدول ۳: پارامترهای مطلق سیستم

A(orb)	2.518 R_{\odot}
M_1	0.379 M_{\odot}
M_2	1.147 M_{\odot}
R_1	0.760 R_{\odot}
R_2	1.240 R_{\odot}
T_1	6569° K
T_2	4527° K

نتیجه‌گیری

با توجه به پارامترهای بدست آمده و شکل ۳، این سیستم جزء سیستم‌های فوق تماسی می‌باشد که دو ستاره از سطح روج اولیه خود عبور کرده‌اند و در حال تبادل جرم می‌باشند. همانطور که اشاره شد بدلیل عدم تقارن منحنی‌های نوری، ستاره ثانویه دارای دو لکه سرد می‌باشد که به استناد منحنی‌های نوری بدست آمده بین سالهای ۱۹۵۰ و ۱۹۸۹ [۱] و منحنی نوری بدست آمده در این مقاله، عدم تقارن بین دو فاز ۰/۲۵ و ۰/۷۵ دارای یک دوره تناوب می‌باشد، بدین ترتیب می‌توان نتیجه گرفت که لکه‌ها بر روی سطح ستاره ثانویه در حال حرکت می‌باشند.

مرجع‌ها

- [1] G. Djura sevi, H. Rovithis-Livanou, P. Rovithis, S. Erkapi and N. Milovanovi; "A Photometric Study of The W Uma-Type System U Pegasi"; *Astronomy & Astrophysics* 367, (2001) 840-847
- [2] S. J. Lfta and J. F. Grainger; "A Photometric Study of The W Uma-System U Pegasi"; *Astronomy & Astrophysics* 121, (1986) 61-81
- [3] F. Recillas and E. J. Woodward; "A Study of The Elipsing Binary U Pegasi, BD +15° 4915"; *The Astronomical Journal* 1152, (1945) 101-103
- [4] L. Binnendijk; "The Light Variation and Orbital Elements of U Pegasi "; *The Astronomical Journal* 65, No. 2 (1960) 89-96
- [5] D. S. Zahi, W. X. Lu, X.Y. Zhang; "Simultaneous Light and Velocity Curve Solution and Probable Starspot Activities for The W Uma System U Pease"; *Astronomy & Space Science* 346, (1988) 1-12
- [6] W. Lu; "A New Spectroscopic Orbit of The W Ursae Majoris System U Pegasi"; *Publications of The Astronomical Society of The Pacific* 97, (1985) 1086-1091

[7] T. Pribulla and M. Vanko; "Photoelectric Photometry of Eclipsing Contact Binaries: U Peg, YY CrB, OU Ser and EQ Tau"; *Contrib. Astron. Obs. Skalnate Pleso* 32, (2002) 79-98

[8] R. W. Hilditch; "*An Introduction to Close Binary Stars*"; Cambridge University Press. (2001) 46-292

کاربرد شبکه های عصبی مصنوعی در تخمین طیف پیوسته کوازار در جنگل لیمان آلفا

سید مسعود برکاتی^۱, علیرضا آقائی^{۲,۳}

^۱دانشکده برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۳پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشگاه بنیادی، تهران

چکیده

طیف پیوسته کوازار در ناحیه جنگل لیمان آلفا خصوصاً در طیف های با رزولوشن پایین و برای انتقال به سرخ های بالا غیر واضح است. شبکه های عصبی مصنوعی بک ابزار قوی در تشخیص الگو و تقریب توابع می باشد. هدف از این مقاله استفاده از این خاصیت شبکه های عصبی در تخمین طیف پیوسته کوازار در جنگل لیمان آلفا می باشد. شبکه عصبی بر اساس طول موج های بلندتر از خط نشری لیمان آلفا در طیف کوازار، جایی که طیف پیوسته کوازار شناخته شده است آموزش خواهد یافت. نتایج شبیه سازی، توانایی شبکه عصبی را در تخمین کامل طیف کوازار برای تمامی طول موج ها نشان می دهد.

Neural Networks Application on Estimation of Quasar Continuum in the Lyman- α Forest

S.M. Barakati¹, A. Aghaei^{2,3}

¹ECE Faculty, Sistan and Baluchestan University, Zahedan

²Physics Dept., Sistan and Baluchestan University, Zahedan

³School of Astronomy, Institute for Research on Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

The quasar continuum in the Lyman- α forest is not obvious specially at low spectral resolution and high red-shift, where there is little unabsorbed continuum remaining in the Lyman- α forest. The artificial neural networks (ANNs) are powerful tool in patterns recognition and functions estimation. In this paper, an artificial neural network is employed to estimation the quasar continuum in the Lyman- α forest. The neural network is learned based on the red side of Lyman- α emission in the quasar spectrum, in which quasar continuum is known. The simulation results demonstrate the neural network performance in estimation of quasar continuum in all wavelengths.

مقدمه

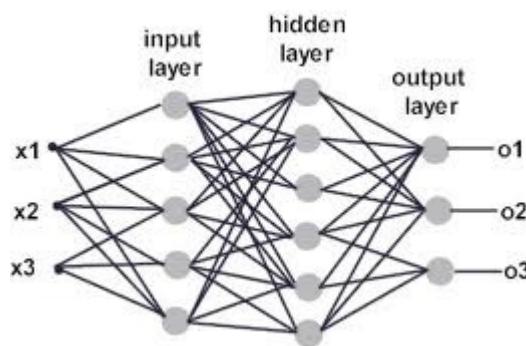
هدف اصلی از مطالعه جنگل لیمان آلفا در طیف کوازارها تعیین توزیع ماده در فضای بین کهکشانی است. یکی از پارامترهای کلیدی در تعیین این توزیع، مقدار جذب کلی توسط هیدروژن خشی موجود در فضای کهکشانی است. به منظور اندازه‌گیری این جذب، ابتدا بایستی طیف پیوسته کوازار در ناحیه جنگل لیمان آلفا تعیین گردد. محدودیت ما در تعیین این طیف پیوسته است. روش‌های متفاوتی برای تعیین این طیف پیوسته وجود دارد که هر کدام مشکلات خاص خود را دارد [1]. شبکه‌های عصبی مصنوعی یک ابزار قوی در تشخیص الگو و تقریب توابع می‌باشد. هدف از این مقاله استفاده از این خاصیت شبکه‌های عصبی در تخمین طیف پیوسته کوازار در ناحیه جنگل لیمان آلفا است. شبکه عصبی بر اساس طول موج‌های بلندتر از خط نشری لیمان آلفا، آموزش خواهد یافت. معرفی مختصری از شبکه عصبی در بخش بعدی خواهد آمد. اعمال شبکه عصبی برای تخمین طیف پیوسته کوازار و همچنین نتایج شبیه سازی در بخش پایانی بیان شده است.

شبکه‌های عصبی مصنوعی (Artificial Neural Networks, ANNs)

ساختار و عملکرد شبکه‌های عصبی مصنوعی از شبکه‌های عصبی زیستی الهام گرفته شده است. بر این اساس همانطور که یک شبکه عصبی زیستی از مجموعه‌ای از نورون‌های متصل بهم (از طریق سیناپس) تشکیل شده است، یک شبکه عصبی مصنوعی هم از تعدادی زیادی گره (با تابع ریاضی مشخص) متصل از طریق خطوط (با وزن‌های قابل تغییر) تشکیل شده است. هدف از ANN سعی بر شبیه سازی بعضی از خصوصیات شبکه‌های عصبی زیستی می‌باشد. در حقیقت شبکه میتواند مانند عملیات مغز یک موجود زنده، پردازش‌های موازی داشته باشد، بدین صورت که پردازش داده‌ها به عهده پردازنده‌های کوچک و بسیار زیاد به هم پیوسته و موازی می‌باشد. با برنامه نویسی و اعمال یک الگوریتم آموزشی می‌توان شبکه را آموزش داد تا الگو داده‌های ورودی را فرا گیرد و بصورت یک حافظه عمل می‌کند. در فرایند آموزش، گره‌ها دارای دو حالت فعال و غیرفعال اند و هر اتصالات دارای وزن مثبت، موجب تحریک یا فعال کردن گره غیر فعال بعدی می‌شوند و اتصالات با وزن منفی، گره متصل بعدی را غیر فعال یا مهار (در صورتی که فعال بوده باشد) می‌کنند. پس از آموزش صحیح یک شبکه بر اساس کاهش خطای و رسیدن به یک سطح خطای (انرژی) مناسب، شبکه عصبی توانایی استنتاج نتایج از داده‌های پیچیده و استخراج الگوها و شناسایی گرایش‌های مختلفی که برای انسان‌ها و کامپیوتر شناسایی آنها بسیار دشوار است، را دارد [3].

معرفتی ساختار شبکه عصبی، شبکه پرسپترون چند لایه است [4]، که شبکه عصبی مورد استفاده در این کار نیز می‌باشد. این شبکه دارای سه لایه به همراه یک لایه وسط (که به عنوان لایه مخفی شناخته شده می‌باشد)، همانطور که در شکل ۱

نشان داده شده است. لایه ورودی، جهت دریافت اطلاعات خامی که به شبکه تغذیه شده است. لایه‌های پنهان، عملکرد این لایه‌ها به وسیله ورودی‌ها و وزن ارتباط بین آنها و لایه‌های پنهان تعیین می‌شود. وزن‌های بین واحدهای ورودی و پنهان تعیین می‌کند که چه وقت یک واحد پنهان باید فعال شود. و نهایتاً لایه خروجی که عملکرد آن بسته به فعالیت واحد پنهان و وزن ارتباط بین واحد پنهان و خروجی می‌باشد. این شبکه می‌تواند یاد بگیرد که به ورودی داده شده، خروجی تصادفی متناظر را اعمال کند. شیوه یادگیری این شبکه روش نیرومند آموزش پس انتشار خطأ می‌باشد.



شکل ۱. ساختار یک شبکه عصبی پرسپترون شامل سه ورودی و سه خروجی و لایه مخفی و لایه خروجی.

کاربرد شبکه‌های عصبی مصنوعی در تشخیص طیف پیوسته کوازار

یکی از خصوصیات مهم شبکه عصبی مصنوعی عملکرد بی‌درنگ در محاسبات موازی برای یافتن پاسخ بهینه می‌باشد. این در حالی است که شبکه قابلیت تحمل داده‌ها آغازته به اختشاش (نویز) و تشخیص الگوی ورودی صحیح را دارد. علاوه بر آن شبکه عصبی به حد کافی پایدار است تا اطلاعات فراگرفته خود را حفظ کند و هم قابلیت انعطاف و تطبیق در برخورد با داده‌های ورودی بدون از دست دادن اطلاعات قبلی را دارد. عبارت دیگر این خواص شبکه را قادر می‌سازد تا تنها با برخورد با تعداد محدودی نمونه، یک قانون کلی از آن را به دست آورده، نتایج این آموخته‌ها را به موارد مشاهده از قبل نیز تعمیم دهد. توانایی که در صورت نبود آن شبکه باید بی‌نهایت واقعیت‌ها و روابط را به خاطر بسپارد.

با توجه به توضیحات در بخش اول این مقاله، داده‌های طیفی حاصله از کوازار رصد شده شامل طیف وسیع فرکانسی می‌باشد که اطلاعات طیف پیوسته کوازار در بخش آخر (طول موج‌های بلندتر از خط نشری لیمان آلفا) برای کاربر معلوم و اطلاعات کامل طیف پیوسته در قسمت اول طیف (ناحیه جنگل لیمان آلفا) که برای تعیین توزیع جرم در فضای بین کهکشانی مورد نیاز می‌باشد در طیف‌های با رزولوشن پایین و انتقال به سرخ‌های بالا در دسترس نمی‌باشد. با توجه به قابلیت‌های ذکر شده در مورد شبکه‌های عصبی مصنوعی در این پژوهه سعی شده است با توجه به داده‌های معلوم یک

رصد، شبکه عصبی مصنوعی مناسبی آموزش داده شود. سپس شبکه آموزش دیده جهت پیش‌بینی قسمتهای نامعلوم طیف مورد استفاده قرار خواهد گرفت.

ساختمان شبکه عصبی مصنوعی مورد استفاده

شبکه عصبی مورد استفاده در این پژوهه یک شبکه پرسپترون (بر اساس شکل ۱) شامل یک لایه ورودی، دو لایه مخفی، و یک لایه خروجی است. لایه ورودی شامل یک نرون بدون هیچ تابع فعالیت می باشد که تنها نقش توزیع داده‌های ورودی به نرون‌های لایه پنهان را دارد. دو لایه مخفی در نظر گرفته شده برای شبکه با تعداد ۴۰۰ نرون در هر لایه با تابع فعالیت بصورت تابع ریاضی tan-sigmoid یا Log-sigmoid (معادل ۱) می باشد،

$$f(\text{net}) = \log \text{sign}(\text{net}), f(\text{net}) = \tan \text{sign}(\text{net}) \quad (1)$$

جایی که net کل ورودی به نرون مربوطه می باشد. لایه خروجی شامل یک نرون با تابع فعالیت Log-sigmoid در نظر گرفته شده است.

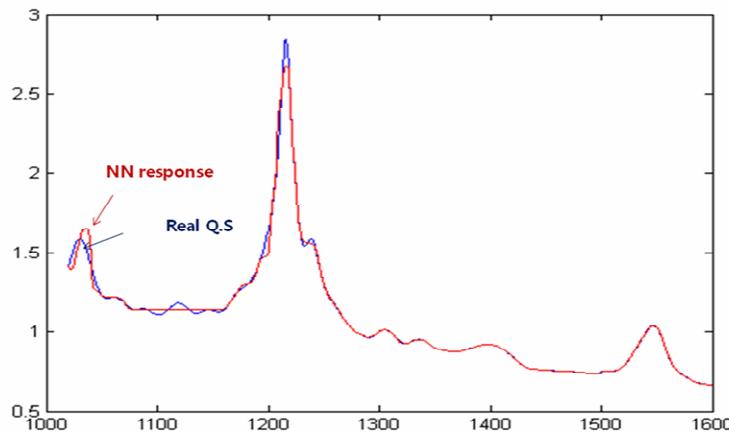
داده های موجود شامل حدود ۵۰ نمونه اندازه گیری شده طیف پیوست کوازارهای با انتقال به سرخ پایین حاصله از تلسکوپ فضایی هابل می باشد. هر دسته داده حاوی ۱۱۶۰ داده نمونه گیری شده شار دریافتی کوازار بر حسب طول موج (در مختصات ساکن نسبت به کوازار) می باشد.

نتایج شبیه سازی

جهت آموزش شبکه از داده های موجود حدود ۴۰۰ داده از طیف کوازار در بالاترین طول موج انتخاب شده است. جهت آموزش صحیح شبکه تعداد تنها ۶ نقطه با فواصل مساوی از طیف کوازار با طول موج پایین (به مراء ۴۰۰ نقطه با طول موج با لایه ارایه می شود. پس از حدود ۸۰۰ بار ارایه این داده های به شبکه و کاهش روند خطای توسط الگوریتم آموزش شبکه، خطای شبکه به کمتر از ۰/۰۴ میرسد. شکل ۲ نتایج شبیه سازی را برای طیف کوازار شار دریافتی نشان می دهد. مشخصات شبکه عصبی در زیر شبکه داده شده است.

نتیجه گیری

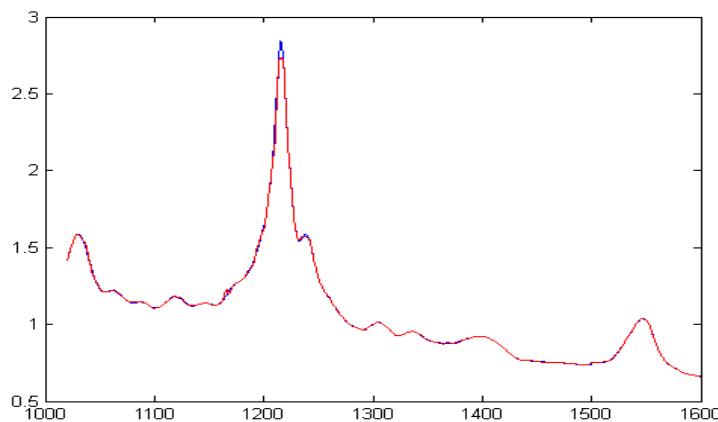
طیف پیوسته کوازار بر حسب طول موج (در مختصات ساکن نسبت به کوازار) بسیار حائز اهمیت میباشد. در این مقاله نشان داده شد که شبکه مصنوعی قادر به تخمین قابل قبول از طیف پیوسته کوازار می باشد. در ناحیه با طول موج بالا منحنی از آنجا که داده های آموزش از این ناحیه به شبکه ارائه شده، شبکه کاملا (با خطای تقریبا صفر) قادر به تخمین صحیح طیف می باشد. در نواحی با طول موج پایین شبکه عصبی دارای خطای بیشتری می باشد که علت این امر ارائه نقاط بسیار کم (تنها ۶ نقطه) در مرحله آموزش به شبکه می باشد.



شکل ۲: نتایج شبیه سازی پاسخ شبکه عصبی با ۲۰ نقطه آزمایش برای دو نمونه طیف کوازار. محور عمودی شار دریافتی و محور افقی طول موج در مختصات ساکن نسبت به کوازار است. نمودار به رنگ قرمز پاسخ شبکه و نمودار به رنگ سیاه داده های واقعی را نشان می دهد.

NN Characteristics: First hidden layer : 150, Second hidden layer: 200, Out put layer: 1, Number of epoch : 800, Function of first hidden layer: tansig, Function of second hidden layer: tansig, Function of output layer: logsig, Lern algorithm : Traingrp, Number of training data chosen from side of Q.spectrum=20

مسلما چنانچه تعداد نقاط بیشتری از نواحی با طول موج پایین به شبکه ارائه شود و یا تعداد تکرار آموزش شبکه بیشتر شود خطای آموزش در این عناوی کمتر خواهد شد. این حقیقت در شکل ۳ با تکرار ۴۰ نقطه آزمایش نشان داده است.



شکل ۳: تکرار نتایج شکل ۲ توسط شبکه عصبی با ۴۰ نقطه آزمایش برای دو نمونه طیف کوازار. محور عمودی شار دریافتی و محور افقی طول موج در مختصات ساکن نسبت به کوازار است. نمودار به رنگ قرمز پاسخ شبکه و نمودار به رنگ سیاه داده های واقعی را نشان می دهد

سپاسگزاری

از همکاری آقای علی نعیمی، دانشجوی کارشناسی ارشد برق-مخابرات دانشکده برق دانشگاه سیستان و بلوچستان، به خاطر کمک در تکمیل این مقاله، صمیمانه تشکر می کنیم.

مرجع ها

- [1] A. Aghaei et al., "Determination of the mean H i absorption of the intergalactic medium", *Astrophysics and Astronomy*, Vol. 31, Issue 2, p. 59-79, 2010
- [2] F. Karay and C. W. De Silva *Soft Computing And Intelligent Systems Design: Theory, Tools And Applications*, Addison Wesley Longman, 2004
- [3] S. Haykin, *Neural Networks: A Comprehensive Foundation*, 2nd Edition, Prentice Hall, 1998.



آنالیز منحنی های نوری و سرعت شعاعی سیستم دوتایی گرفتی QW Gem

رضا پژوهش^۱، دیرک ترل^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند.

^۲ بخش مطالعات فضایی، انتستیتو تحقیقاتی جنوب غرب، بولدر، آمریکا

چکیده

در این مقاله چهار منحنی نوری و دو منحنی سرعت شعاعی سیستم دوتایی **QW Gem** برای اولین بار به طور همزمان مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته و پارامترهای فیزیکی و هندسی آن بدست آمده است.

Radial Velocity and Light Curves Analysis of Eclipsing Binary QW Gem

Pazhouhesh. R.¹, Terrel, D.²

¹ Physics Department, Faculty of Sciences, University of Birjand

² Department of Space Studies, Southwest Research Institute, 1050 Walnut St., Boulder, CO 80302, USA

Abstract

In this study, two radial velocity and four light curves of eclipsing binary QW Gem were analyzed simultaneously for the first time. We obtained some physical and geometrical parameters of this system.

مقدمه

سیستم دوتایی (HD 264672, HIP 32845, BD +29 1369) QW Gem برای اولین بار توسط ماهواره ابرخس (Hipparcos) در سال ۱۹۹۷ م. کشف گردید. مسئولیت بررسی سیستم های دوتایی کشف شده جدید این ماهواره بر عهده پروفسور روزینسکی (Rucinski) بود. مقدار بیشینه روشنایی این سیستم برابر $V_{\max} = 10.3 \pm 0.1$ و مقدار کمینه روشنایی آن برابر $V_{\min} = 10.7 \pm 0.1$ می باشد. اگر از زمان ژولی کمینه گزارش شده ماهواره ابرخس استفاده کنیم،

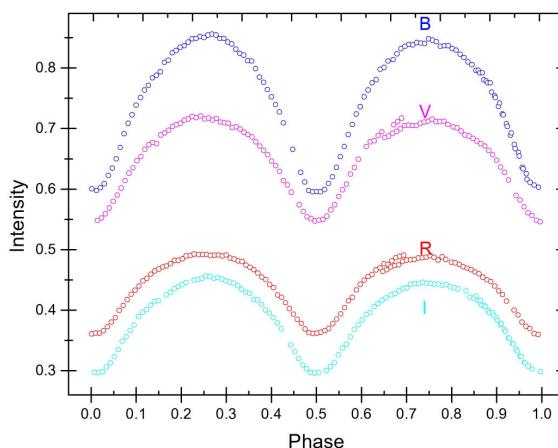
منحنی نوری ایجاد شده از نوع سیستم های تماسی WUMa و از نوع W خواهد بود. مقدار اختلاف منظر این سیستم دوتایی 4.09 ± 5.42 گزارش شده است که مقدار خطای آن بزرگ است و علت آن می تواند نشانگر وجود همدم های دیگر و یا کم نور بودن یکی از ستارگان سیستم می باشد. رده طیفی این سیستم F8V بوده که با مقدار میانگین کاتالوگ شماره دو تیکو (Tycho) یعنی $B-V = 0.48$ و $M_V = 3.36$ سازگار است. دوره تناوب QW Gem برابر مقدار $P=0.358125$ روز تعیین شده و بنابراین این سیستم دوتایی متعلق به رسته ستارگان دوتایی با پریود کوتاه است. اولین طیف سنجی این سیستم در سال ۱۹۹۹م. توسط رزینسکی و همکارانش در رصد خانه دیوید دانلوب دانشگاه تورنتو انجام گرفت. نتایج طیف سنجی نشان داد خطوط طیفی این دوتایی از نوع SB2 است.

آنالیز هم زمان منحنی های نوری و سرعت شعاعی

داده های مربوط به نورسنجی سیستم دوتایی QW Gem در چهار فیلتر BVRI توسط دیرک ترل با استفاده از دوربین CCD نوع SIBG - ST7 بدست آمده است. با استفاده از زمان ژولی کمینه گزارش شده ماهواره ابرخس یعنی:

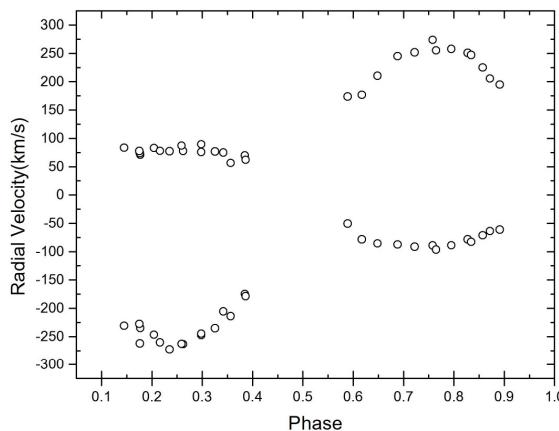
$$HJD (Min) = 2451961.2357 + 0.358125 \times E$$

در ابتدا فاز حرکت سیستم محاسبه و اختلاف قدرها به شدت تبدیل گردید. منحنی های نوری سیستم دوتایی فوق در چهار صافی BVRI در شکل ۱ نمایش داده شده است.



شکل ۱: منحنی های نوری رصدی سیستم دوتایی QW Gem در صافی های BVRI

برای تحلیل منحنی های سرعت شعاعی از مجموعه ۳۰ داده بدست آمده توسط رزینسکی و همکارانش (۲۰۰۳) استفاده گردید. منحنی های سرعت شعاعی سیستم دوتایی QW Gem بر اساس زمان ژولی کمینه معادله ۱ در شکل ۲ رسم شده است.



شکل ۲: منحنی های سرعت شعاعی رصدی سیستم دوتایی QW Gem

برای آنالیز منحنی های نوری و سرعت شعاعی و تعیین پارامترهای فیزیک و هندسی دوتایی QW Gem از برنامه ویلسون (۲۰۰۳) استفاده کردیم. مجموعه پارامترهای ورودی لازم برای اجرای برنامه تصحیحات جزئی (DC) را ابتدا بوسیله برنامه LC و از تطابق منحنی های نوری و سرعت شعاعی نظری با منحنی های نوری و سرعت شعاعی رصدی بدست آوردیم. در ابتدا اجرای برنامه مد ۲ را که مناسب سیستمهای جدا می باشد انتخاب و اجرا کردیم. خروجی برنامه مد ۳ را که مناسب سیستم های تماسی است، پیشنهاد کرده و لذا ادامه برنامه را در مد ۳ ادامه دادیم.

ضرایب آبلدو، ضرایب تاریکی لبه و همچنین ضرایب تاریکی گرانشی برای هر دو مولفه برابر و یکسان انتخاب شدند. همچنین در برنامه ویلسون قانون تقریب تاریکی لبه خطی و لگاریتمی برای هر دو مولفه استفاده گردید و برای قانون تاریکی لبه لگاریتمی که توسط رابطه زیر تعریف می شود، بهترین نتیجه بدست آمد.

$$I = I_0(1 - x + x \cos \theta - y \cos \ln(\cos \theta)) \quad (2)$$

پارامترهای x و y در رابطه ۲ با کمک برنامه و نرم افزار VHlimb که توسط وانهم (۱۹۹۳) نوشته شده، محاسبه گردید.

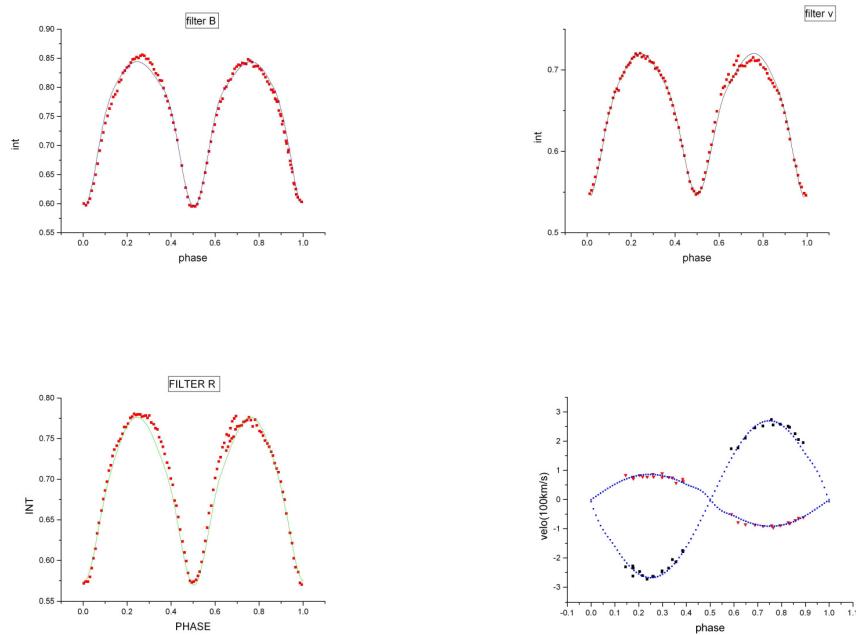
چون شکل منحنی های نوری متقارن و معمولی است، لذا در اینجا فرض شده که جسم سومی وجود ندارد و هم چنین سیستم فوق فاقد هر گونه لکه در نظر گرفته شد. پارامترهایی که در این برنامه تا رسیدن به یک جواب همگرا آزاد انتخاب

شدند، عبارتند از: زاویه میل مداری i ، نسبت جرمی q ، دمای سطحی مولفه دوم T_2 ، پتانسیل سطح روج مولفه اول Ω_1 ، تابندگی مولفه اول L_1 ، ضرائب تاریکی لبه x_2 و x_1 ، نیم محور مداری a و سرعتشعاعی مرکز جرم سیستم V_γ . در نهایت جواب نهایی پذیرفته شده و پارامترهای هندسی و فیزیکی این سیستم دوتایی در جدول ۱ درج گردیده است.

جدول ۱: پارامترهای فیزیکی و هندسی ستاره دوتایی گرفتی QW Gem

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
i	64.90 ± 0.31	q	0.340 ± 0.002
$\Omega_1 = \Omega_2$	2.540 ± 0.002	$g_1 = g_2$	0.320
$A_1 = A_2$	6280	$F_1 = F_2$	۱,۰۰
$T_1(k)$	1.00	T_2	6120 ± 10
A	$3.705 \pm 0.015 R_\oplus$	$V_\gamma(kms^{-1})$	-90.12 ± 0.82
$L_{1I} / (L_{1I} + L_{2I})$	0.854 ± 0.012	$L_{2I} / (L_{1I} + L_{2I})$	0.145 ± 0.012
$L_{1R} / (L_{1R} + L_{2R})$	0.878 ± 0.014	$L_{2R} / (L_{1R} + L_{2R})$	0.121 ± 0.014
$r_1(pole)$	0.4092 ± 0.0004	$r_2(pole)$	0.2914 ± 0.0002
$r_1(side)$	0.4326 ± 0.0005	$r_2(side)$	0.3039 ± 0.0002
$r_1(back)$	0.4553 ± 0.0006	$r_2(back)$	0.3365 ± 0.0002
		$\sum (w_i(O-C)_i)^2$	۰,۰۷۶

و در نهایت شکل ۳ تطابق منحنی های نوری و سرعتشعاعی رصدی و نظری را نشان می دهد.



شکل ۳: منحنی های نوری و سرعت شعاعی نظری و رصدی سیستم دوتایی QW Gem

نتیجه گیری

نتایج آنالیز منحنی های نوری و سرعت شعاعی ستاره دوتایی گرفته QW Gem نشان می دهد، این سیستم از نوع تماسی است. اختلاف دمای دو مولفه ناچیز بوده و نورسنجی های جدید ممکن است وجود یک یا چند لکه را برای برآراش بهتر منحنی های نوری را پیشنهاد کند. همچنین گزارش زمانهای کمینه جدید می تواند اطلاعات دقیق تری از تغییرات پریود مداری بدست دهد.

مراجع

1. Atlas of O-C Diagrams of Eclipsing Binary Stars: <http://www.as.ap.Krakow.pl/o-c/index.php3>
2. Diethelm R., 2003, INF. Bull. Var. Stars No. 5438
3. Drozdz, M., Ogloza W., 2005, INF. Bull. Var. Stars No. 5623
4. Krajci, T., 2005, INF. Bull. Var. Stars No. 5592
5. Nelson, R., 2005, INF. Bull. Var. Stars No. 5602
6. Rucinski S.M. et al., 2003, AJ **125**, 3258



7. Simbad astronomical database: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/Simbad.html>
8. Van Hamme W. 1993, *AJ* **106**, 2096
9. Wilson, R.E.: private communication (the latest version of Wilson program (2003 & 2007) for eclipsing binary stars can be found at: <ftp://ufl.astro.pub/wilson/lcdcprog>).

بررسی اثر S-Z در تعیین فاصله از خوشه های کهکشانی و تعیین پارامتر هابل

رضا پژوهش، فهیمه حبیبی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

در این مقاله سعی کردۀ ایم تا با توضیح اثر S-Z، کاربرد آن را در تعیین فاصله از خوشه های کهکشانی مورد بررسی قرار دهیم و مقدار پارامتر هابل را از این روش بدست آوریم.

Sunyaev - Zeldovich Effect Study and determination of distant glaxy clusters and Calculation of Hubble parameter

Reza Pazhouhesh, Fahimeh Habibi

Physics Department, Faculty of Sciences, University of Birjand

Abstract

In this paper we study and explain S-Z effect and also we have tried to use its application for determining of the distant glaxy clusters and to get new Hubble parameter.

مقدمه

اثر سونیا - زلدوفیچ (SZE) یک روش مستقیم برای تعیین فاصله از خوشه های کهکشانی در هر انتقال به قرمزی را فراهم می کند. خوشه های کهکشانی شامل گاز های داغی (KT=10KeV) هستند که به آنها محیط های میان خوشه ای ICM گفته می شود. فوتونهای میکروویو پس زمینه کیهانی (CMB) که از میان این محیط ها عبور می کنند با الکترون های پر انرژی آن برهم کنش کرده و پراکنده می شود. به علت پراکندهگی معکوس کامپتون، انرژی فوتونهای CMB پراکنده شده کمی افزایش می یابد و لذا باعث ایجاد یک جابجایی کوچک در طیف CMB می شود. این اثر که اولین بار در ۱۹۷۰م. توسط سونیا و زلدوفیچ پیشنهاد شد به عنوان اثر S-Z معروف است.

از این اثر می‌توان فواصل را مستقل از انتقال به قرمز آنها تعیین کرد. از طرفی نمونه‌هایی از خوش‌های با انتقال به قرمز بالا را می‌توان برای تعیین هندسه جهان مورد استفاده قرار داد. بعلاوه اثر **S-Z** برای تعیین کسر جرمی گاز موجود در خوش‌های کهکشانی استفاده می‌شود. می‌توان از این مقدار در تعیین مقدار چگالی جهان استفاده کرد.

فیزیک اثر **S-Z**

هنگامیکه اثر پراکندگی **CMB** را از الکترونهای با انرژی بالا فقط بخاطر دمای بالای آنها بررسی می‌کنیم اثر حرارتی را در نظر داریم. اگر اثر انتقال به قرمز را در نظر بگیریم اثر جنبشی را بررسی کرده ایم، اما برای بررسی پراکندگی عکس کامپیوتونی می‌توان از تقریب و معادله کامپانیت (**Kompaneets Equation**) استفاده کرد. در ابتدا **y** (پارامتر کامپیتون) را به صورت چگالی الکترونهایی که فوتونها باید از میان آنها عبور کنند به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$y = \frac{k\sigma_T}{m_e c^2} \int n_e T_e dl \quad (1)$$

که در آن σ_T سطح مقطع پراکندگی تامسون الکترونها، n_e چگالی الکtron، T_e دمای الکترون و l طول مسیر می‌باشد. اگر دمای فوتونها را T در نظر بگیریم و مقدار x را به صورت نسبت انرژی فوتون به انرژی گرمایی الکترون تعریف کنیم:

$$x = \frac{h\nu}{kT_e} \quad (2)$$

معادله کامپانیت به صورت زیر نوشته می‌شود: [۱]

$$\frac{dN}{dy} = \frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left\{ x^4 \left(\frac{dN}{dx} + N + N^2 \right) \right\} \quad (3)$$

که **N** عدد اشغال فوتونی است یعنی:

$$N = \frac{1}{e^{h\nu/kT}} \quad (4)$$

با کمی محاسبات ریاضی می‌توان نشان داد:

$$\frac{dN}{N} \cong \frac{dT}{T} = -2y \quad (5)$$

بنابراین تغییر دمای ایجاد شده در فوتونهای **CMB** را به صورت زیر می نویسیم:

$$\frac{\delta T}{T} = -2 \frac{k\sigma_T}{m_e c^2} \int n_e T_e dl \quad (6)$$

تقریب کامپانت در محدوده غیر نسبیتی تغییر شدت را نیز به صورت زیر معرفی می کند:

$$\Delta I(x) = x^3 \Delta n(x) I_0 \quad (7)$$

$\Delta n(x)$ تغییر طیفی ناشی از پراکندگی است، یعنی:

$$\Delta n(x) = xy \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} (x \coth(x/2) - 4) \quad (8)$$

$$I_0 = \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT_{rad}}{h} \right)^3 \text{ و } \lambda_e = (n_e \sigma_T)^{-1}, \quad y = \frac{kT_e ct}{m_e c^2 \lambda_e}$$

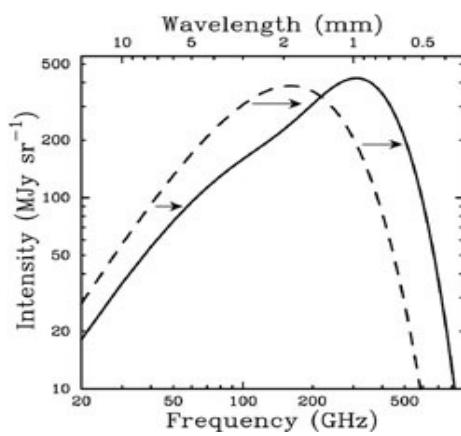
که در آن

این تقریب سه مزیت اصلی دارد: ۱- طیف اثر **S-Z** به وسیله یکتابع تحلیلی ساده توصیف می شود. ۲- مکان بیشینه ها، کمینه ها و صفرها مستقل از T_e است. ۳- تغییرات شدت تنها با پارامتر کامپتون تقویت می شود و این پارامتر وابسته به دما و عمق نوری ابر الکترونی است.

یشترين اهميت اثر **S-Z** را می توان در:

الف) یک انحراف طیفی کوچک از مرتبه $1mk$ دانست که متناسب با فشار در راستای خط دید ناظر است.

ب) این اثر مستقل از قرمز گرایی است.



شکل ۱: منحنی خط چین طیف جسم سیاه **CMB** و منحنی پیوسته انحراف توسط **SZE** را نشان می دهد.

اندازه گیری فاصله با کمک اثر S-Z

چند سال بعد از پیشنهاد سوینا و زلدرویچ، ادامه تحقیقات توسط دانشمندان دیگر نشان داد که می‌توان فاصله یک خوش را با اندازه گیری اثر **S-Z** و گسیل اشعه **X** مربوط به آن تعیین کرد. این کار با در نظر گرفتن تفاوت در وابستگی به چگالی تعداد الکترونها در اثر **S-Z** و گسیل **X** انجام می‌شود. به این منظور می‌توان تابع توزیع شعاعی چگالی الکترونها را با تقریب زیر نوشت: [۲]

$$n_e(r) = \frac{n_0}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}} \quad (9)$$

که در آن \tilde{r} شعاع خوش بر حسب شعاع هسته خوش r_0 است. بنابراین طبق تعریف

$$\begin{aligned} \frac{\delta T}{T} &= -2k \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int_0^\infty \frac{n_0}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}} r_0 d\tilde{r} \\ &= 4n_0 T_e \frac{k \delta_T}{m_e c^2} \cdot r_0 \end{aligned} \quad (10)$$

که در آن $r_0 = D_A \theta_0$ می‌باشد.

در حالی که برای گسیل **X** داریم:

$$L_x = \int n_e^2 \Lambda(T) dl \quad (11)$$

که در آن $\Lambda(T)$ تابع سرد شدگی تابش **X** است. می‌توان نشان داد:

$$L_x = 2 \int \left(\frac{n_0}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}} \right)^2 \Lambda(T) r_0 d\tilde{r} \quad (12)$$

شار اشعه **X** مشاهده شده عبارت است از:

$$l_x = D_L^2 L_x = D_A^2 (1 + z)^4 L_x \quad (13)$$

با ترکیب معادلات (10) و (13) برای D_A خواهیم داشت:

$$D_A = \left\{ \left(\frac{\delta T}{T} \right)^2 \left(\frac{3\pi\Lambda(T)}{128l_x} \right) \left(\frac{1}{(1+z)^4 T} \right)^{1/2} \right\}^{1/3} \quad (14)$$

این معادله تنها به دو مقدار مشاهده شده $\frac{\delta T}{T}$ و شار اشعه X وابسته است و بنابراین با اندازه گیری این دو مقدار به صورت تجربی می‌توان فاصله خوش را تعیین کرد.

تعیین ثابت هابل با استفاده از اثر S-Z

با تعیین فاصله می‌توان مقدار پارامتر هابل را در هر انتقال به قرمزی از رابطه

$$D_A = \frac{cz}{H_0} \left(1 + \frac{1}{2} (1 - q_0) z + \dots \right) \quad \text{زیر به دست آورد:} \quad (15)$$

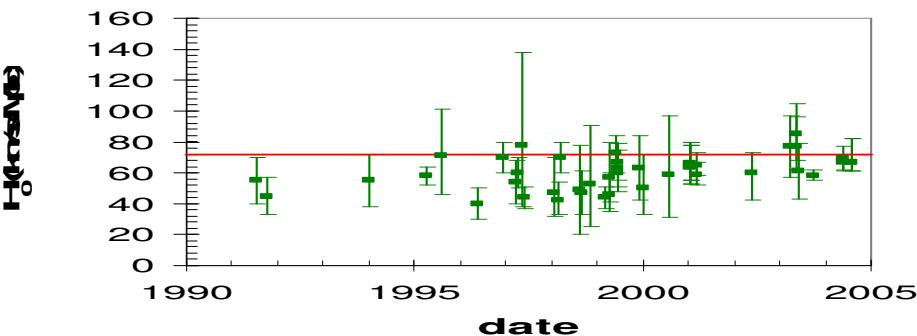
اندازه گیری ثابت هابل با استفاده از این اثر توسط گروههای مختلف صورت گرفته است که نمونه ای از آن در جدول (۱) آورده شده است.^[۲]

جدول ۱: مقادیر اندازه گیری شده برای پارامتر هابل با روش S-Z

Number of clusters	Reference	H_0 (km/sMpc)
۳۸ (۲۰۰۶)	Bonamente et al.	76 ± 3.9
۵ (۲۰۰۵)	Jones et al.	66 ± 10
۷ (۲۰۰۴)	Udomprasert et al	67 ± 20
۳ (۲۰۰۴)	Schmidt et al.	69 ± 8
۱۸ (۲۰۰۲)	Reese et al.	60 ± 4

نتیجه گیری

مقدار متوسط برای پارامتر هابل از این روش برابر 72 km/sMpc است. (شکل ۲)



شکل ۲: مقادیر به دست آمده برای پارامتر هابل با روش S-Z

مراجع

- [1] Birkinshaw,M ., arXiv: astro-ph/9808050v1 6Aug(1998).
- [2]Bonamene, M., et al ., arXiv: astro-phy/0512349v2 3Apr (2006).
- [3]Chernoff, D., arXiv. , gr-qc/9304020v1 15Apr (1993).
- [4]Cunha, J., arXiv : astro-phy/0611934v1 30Nov (2006).

کاربرد تحلیل موجکی در شناسایی حلقه‌های تاج خورشید

سمیه تاران، حسین صفری

دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

چکیده

در این مقاله از تبدیل موجکی پیوسته برای تحلیل حلقه‌های مغناطیسی تاج خورشید استفاده می‌شود. با این فرض که اشکال حلقه‌های روش روش توسط میدان مغناطیسی تاج خورشید شکل می‌گیرند، هدف استخراج حلقه‌ها از تصاویر فرابنفش دور تلسکوپ‌های خورشیدی به منظور مطالعه میدان مغناطیسی تاج است. بدین منظور از آنالیز موجکی و موجک مورلت دو بعدی استفاده می‌شود که خصوصیت مهم این موجک، تأثیر آن در آشکارسازی شکل‌های جهت-گیری شده است که در شناسایی انحنای حلقه‌ها مفید خواهد بود.

Application of wavelet analysis to recognition of solar coronal loops

S.Taran, H.Safari

Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran

Abstract

In this paper, we use continuous wavelet transform (CWT) for recognition magnetic coronal loops. On condition that the trace of bright loops shaped by the magnetic field of the solar corona, the aim of the work is to extract loops from the images taken from EUV telescopes, for studying coronal magnetic field. For this purpose, we use CWT and 2D Morlet wavelet to reconnaissance curvature of the loops.

مقدمه

تصاویر تاج خورشید در طول موج‌های فرابنفش دور می‌توانند نمایشگر لوله‌های شار مغناطیسی پر از پلاسمای باشند. این پلاسمای به اندازه کافی چگال است، که می‌تواند سبب انتشار امواج فرابنفش دور شود. مطالعه میدان مغناطیسی خورشید پیش‌نیاز فهم فرآیندهای دینامیکی تاج است. تخمین توپولوژی میدان مغناطیسی تاج از مدل‌های ناشی از مگنتوگرام سطح خورشید، بسیار مشکل است. مشاهده گرهای فرابنفش دور تاج توانسته‌اند در شناخت این توپولوژی و تخمین میزان اتصال خطوط میدان به سطح خورشید مفید باشند. به همین دلیل استخراج شکل حلقه‌ها از تصاویر فرابنفش دور و استفاده از آنها در بازسازی ساختار خطوط میدان تاج و حتی در برخسته بینی از جفت تصاویر، از جذابیت بالایی برخوردار است. در این مقاله طرح موثری برای استخراج ساختار حلقه‌ها از تصاویر فرابنفش دور، پیشنهاد می‌شود. این طرح، روش استخراج حلقه‌ها بر پایه تبدیل موجکی است که متنکی بر ابزار ریاضی مناسبی است و می‌تواند اطلاعات مفیدی از ماهیت سیگنال-های مختلف را آشکار نماید. این روش با استفاده از موجک‌ها نسبت به روش‌های دیگر کمتر مستعد تولید نوافه و ایجاد

آشفتگی در تصویر است. روش ارائه شده بر پایه پردازش تصاویر به کمک تبدیل موجکی پیوسته مورلت دو بعدی است. این موجک برای استخراج ساختارهای باریک حلقه‌ها و جهت‌گیری آنها در تصویر مفید می‌باشد.

کاربرد تبدیل موجکی پیوسته دو بعدی برای تصاویر حلقه‌های تاج

تبدیل موجکی پیوسته یکی از ابزارهای بنیادی برای آشکارسازی ناپیوستگی‌ها در یک سیگنال محسوب می‌شود. در یک تصویر به عنوان یک سیگنال دو بعدی از این خصوصیت تبدیل موجکی پیوسته، می‌توان برای نمایش مرزهای دقیق بین دو منطقه با روشنایی متفاوت استفاده کرد. در این صورت ساختارهای خمیده در تصاویر، مثل حلقه‌های مغناطیسی تاج آ-شکار خواهند شد.

تصویر $s \in L^2(\mathbb{R}^d)$ را به صورت یک سیگنال دو بعدی با انرژی محدود در نظر می‌گیریم که به شکل یک تابع مقدار مختلط با ویژگی انتگرال پذیری مجبوری روی صفحه \mathbb{R}^d قرار دارد.

$$\|s\|^2 = \int d^d x |s(x)|^2 < \infty \quad (1)$$

در عمل یک تصویر سیاه و سفید به صورت یک تابع نامنفی کراندار تعریف می‌شود. مقادیر گسسته $s(x)$ به درجه سیاهی و سفیدی هر سلول ارتباط دارد.

$$0 \leq s(x) \leq 1, \forall x \in \mathbb{R}^d \quad (2)$$

تبدیل موجکی پیوسته دو بعدی این تابع نسبت به یک موجک ثابت ψ ، به صورت ضرب اسکالار a با موجک تبدیل یا-فته $\bar{\psi}$ به شکل تابعی از (a, θ, b) تعریف می‌شود.

$$\begin{aligned} S_\psi(a, \theta, b) &= \langle \psi_{a, \theta, b} | s \rangle = a^{-1} \int_{\mathbb{R}^d} d^d k \psi^*(a^{-1} r_{-\theta}(k-b)) s(k) \\ &= a \int_{\mathbb{R}^d} d^d k e^{ikb} \hat{\psi}^*(ar_{-\theta}(k)) s(k) \end{aligned} \quad (3)$$

ψ و $\bar{\psi}$ به ترتیب نشانگر تبدیل فوریه و همیوغ مختلط تابع ψ و k نیز متغیر فضای فرکانس است. پارامتر $b \in \mathbb{R}^d$ شامل دو مؤلفه (b_x, b_y) است که نشانگر مکان در تصویر هستند. $a > 0$ پارامتر تأخیر و $0 \leq \theta < \pi$ ماتریس چرخشی $r_{-\theta}$ معمولی است. در واقع تبدیل موجکی پیوسته با چهار پارامتر ذکر شده به صورت یک صافی محلی عمل می‌کند. تبدیل موجکی $S_\psi(a, \theta, b)$ فقط در مناطقی که موجک تبدیل یافته با سیگنال مورد نظر تطابق داشته باشد، قابل محسوس خواهد بود.

انتخاب موجک تحلیلی مناسب

برای اجرای عملی تحلیل موجکی باید موجکی متناسب با کار مورد نظر انتخاب کرد. موجکهای پیوسته متنوعی برای پردازش تصاویر وجود دارد، که در این مقاله از موجکی استفاده می‌شود، که به جهت لبها در تصویر حساس باشد تا برای تشخیص حلقه‌های تاج خورشید مفید واقع شود. یک موجک با چنین ویژگی‌هایی موجک مورلت دو بعدی است، که توانایی خوبی در آشکارسازی طرح‌های جهت‌مند دارد. موجک مورلت به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$\Psi_M(\mathbf{x}) = \exp(jk_0 \cdot \mathbf{x}) \exp\left(-\frac{1}{4} |\mathbf{x}|^2\right) \quad (4)$$

پارامتر k_0 بردار موج در صفحه موج است. به منظور استفاده از ابزار تبدیل موجکی دو پارامتر a و θ را ثابت در نظر گرفته و از پارامترهای b به عنوان پارامترهای متغیر استفاده می‌کنیم، و فقط بیشترین مقدار مدول‌های بخش حقیقی تبدیل موجکی پیوسته مورلت را در نظر می‌گیریم.

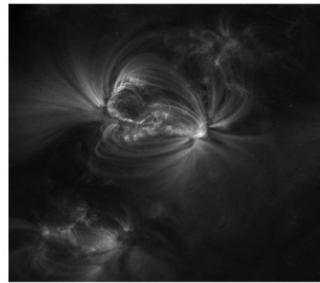
$$M_\Psi(a, b) = \max_{\theta} |\operatorname{Re} S_\Psi(a, \theta, b)| \quad (5)$$

تبدیل موجکی مورلت برای مقادیر مختلف $[a]$ و $[\theta]$ که از صفر تا 170° با گام‌های 10° تغییر می‌کند، محاسبه می‌شود. به ازای یک مقیاس $[a]$ و با بیشترین مقدار مدول‌ها به ازای همه زاویه‌ها می‌توان به تصویر مورد نظر دست یافت.

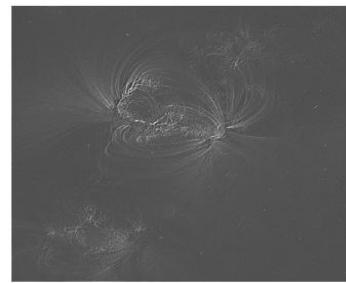
اجرای تحلیل موجکی برای تصاویر تاج

در این بخش تبدیل موجکی پیوسته دو بعدی مورلت روی تصاویر فرآینش دور خورشیدی که در طول موج 171 آنگستروم توسط تلسکوپ تریس و ماهواره اس.دی. او تهیه شده‌اند، اعمال می‌شود. این طول موج توسط یون‌های $Fe\text{ IX}$ تابش می‌شود، که در ارتفاعات کم تاج و دردمای تقریبی یک میلیون درجه کلوین قرار دارند. تصویر استفاده شده از تلسکوپ تریس در اندازه 768×768 از منطقه فعال نزدیک مرکز صفحه خورشیدی، در 14 جولای 1998 و در زمان $31:51:12$ تهیه شده است (شکل ۱، الف). با توجه به شکل و برای مقادیر مختلف a مشاهده می‌شود که با افزایش مقدار a نویه‌های زمینه کاهش بیشتری یافته و حلقه‌ها روشن‌تر و واضح‌تر می‌شوند. یک روش مؤثر برای کاهش نویه‌ها جایگذاری مدول‌های قسمت حقیقی تبدیل موجکی پیوسته به جای کل مدول‌ها است.

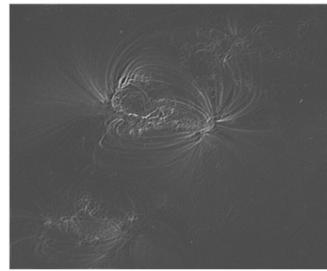
ب) $a=5$



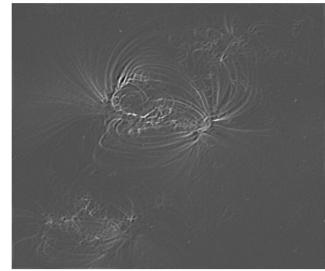
الف)



ث) $a=9$

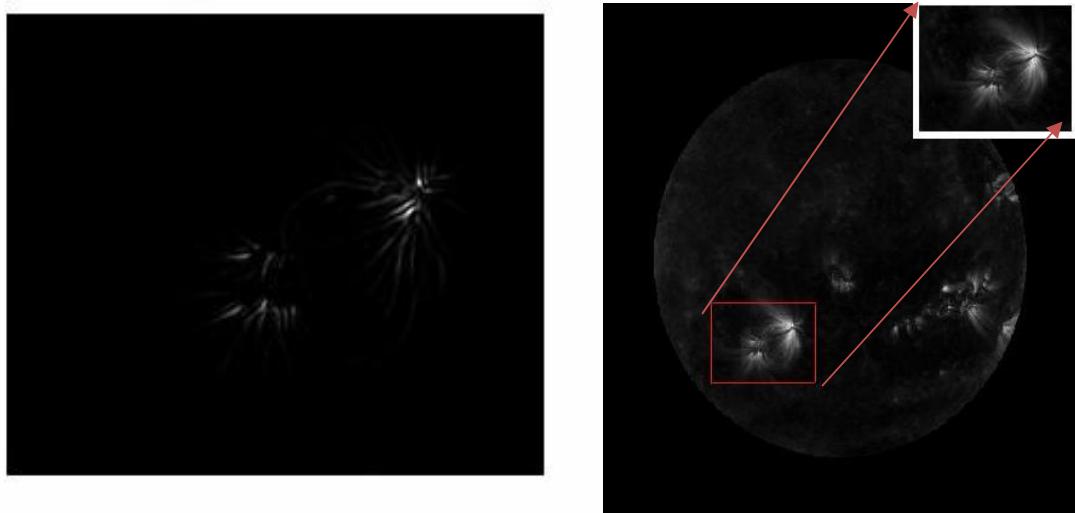


پ) $a=7$



شکل ۱: (الف) تصویر اصلی از تلسکوپ تریس، (ب) بعد از استفاده از بیشترین مدول‌های تبدیل موجکی مورلت در مقیاس $a=5$ ، (پ) همان تصویر در $a=7$ ، (ث) همان تصویر در $a=9$.

در این قسمت تبدیل موجکی را روی تصویربرش خورده‌ای از ماهواره اس.دی.او که توسط تلسکوپ ای.آی.ای در طول موج ۱۷۱ آنگستروم و در ۱۴ آگوست ۲۰۱۰ و در زمان ۱۳:۳۶:۰۰ تهیه شده است، اعمال می‌کنیم. در این بخش برای $a=5$ انتخاب شده است.



شکل ۲: (الف) تصویر برش خورده‌ای از تصویر قرص کامل خورشید ماهواره اس.دی.او (ب) بعد از اعمال تبدیل موجکی مورلت در $a=5$

نتیجه گیری

در این مقاله برای شناسایی ساختار حلقه‌ها از تصاویر تاج خورشید، روشی کاملاً خودکار ارائه شد که از تبدیل موجکی پیوسته مورلت دو بعدی استفاده می‌کند. این روش از این نظرکه در تصویرایجاد نوفه نکرده و در زمان بسیار کوتاهی قابل اجرا است، بسیار قوی و حائز اهمیت می‌باشد. بنابراین می‌توان به کمک تبدیل موجکی پیوسته حجم گسترده‌ای از داده‌ها را در زمان کوتاهی مورد بررسی قرار داد. حتی اگر بخواهیم حلقه‌ها را در سه بعد بررسی کنیم، تفکیک حلقه‌ها به کمک تبدیل موجکی بسیار مفید خواهد بود. در ادامه این کار، با استفاده از روش‌های نیمه دستی (بی اسپیلان) حلقه‌های شار بر چسب خورده و با تکیه بر ماکسیمم موضعی آنها، حلقه‌ها شناسایی خواهند شد.

مرجع‌ها

- [1] Biskri, S., Antoine, J. P., Inhester, B., & Mekideche, F.; “Extraction of Solar Coronal Magnetic Loops with the Directional 2D Morlet Wavelet Transform”; *Solar Physics*, 2010, **385**, 262-373.
- [2] Antoine, J.P., Carrette, P., Murenzi, R., Piette, B.; “Image analysis with two-dimensional continuous wavelet transform”. *Signal Process*, 1993, **31**, 241 – 272.
- [3] Wiegelmann, T.; “Nonlinear force-free modeling of the solar coronal magnetic field”; *J. Geophys. Res.*, 2008, **113**(A12), 3. doi:[10.1029/2007JA012432](https://doi.org/10.1029/2007JA012432)
- [4] Antoine, J.P., Murenzi, R., Vandergheynst, P., Ali, S.T.; “Two-dimensional Wavelets and Their Relatives”; *Cambridge University Press, Cambridge. Chapter 1*, 2004.

تراش و مشخصه‌یابی آینه تلسکوپ بازتابی

ابوالفضل توکلی^۱، مجید رسیدی هویه^۲، علیرضا آقائی^۱

^۱گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشگاهی بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

در این مقاله ما نحوه تراش یک آینه برای یک تلسکوپ بازتابی را ارائه می‌دهیم. آینه تراشی شده دارای قطر ۲۰۰ میلی‌متر و فاصله کانونی ۱۱۰۰ میلی‌متر، معادل نسبت کانونی ۵,۵ می‌باشد. دقت سطح پالیش شده از مرتبه $1/8$ طول موج احرار شد. در حین تراش با توجه به آزمون حباب و در نهایت با توجه به آزمون فوکو نسبت به کروی بودن آینه اطمینان حاصل گردید.

Carving and Characterization of a Mirror for Reflecting Telescope

A. Tavakoli¹, A. Aghaee^{1,2}, M. Rashidi-Huyeh¹

¹ Department of Physics, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan

² School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In this communication, we present a method for carving a mirror for a reflecting telescope. The carved mirror has 200 mm of diameter and a focal length of 1100 mm, corresponding to a 5.5 of focal ratio. The polished surface estimated to have a precision in order of 1/8 of the wavelength. The spherical surface of mirror has been ensured using the bubble test during of carving and at last using the foucault test.

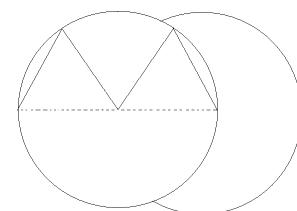
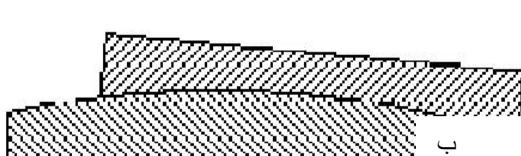
مقدمه

اختراع تلسکوپ‌های بازتابی بی‌شک یکی از نقاط عطف دانش نجوم بوده که دریچه‌ای را به سوی آسمان گشود تا محققان بتوانند به رازهای پیدا و پنهان اعمق هستی پی ببرند. در این میان تراش آینه جهت این کار همواره از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده است و با گذشت سالیان متعدد این مهم همواره یکی از دغدغه‌های محققین در این عرصه می‌باشد. در اصل کیفیت در وضوح تصویر و قدرت تفکیک در این گونه تلسکوپ‌ها مستقیماً به آینه مورد استفاده در تلسکوپ مربوط می‌شود به طوری که وضوح تصویر به بزرگی پستی و بلندی سطح آینه بستگی دارد. با استفاده از روش‌های متداول می‌توان آینه‌هایی با پستی و بلندی‌های سطحی از مرتبه یک دهم طول موج دست پیدا نمود. از سوی دیگر قدرت تفکیک یک

تلسکوپ با توجه به رابطه رایلی با قطر آینه متناسب است [۱]. بدین ترتیب جهت دستیابی به قدرت تفکیک بالا، باید آینه‌هایی با قطر بالا در دست داشته باشیم. در این مقاله ما ابتدا نحوه تراش یک سطح شیشه‌ای را جهت استفاده به عنوان آینه یک تلسکوپ بازتابی ارائه می‌دهیم سپس آزمون‌های مختلف به کاربرده شده جهت مشخصه‌یابی این آینه را مذکور می‌شویم.

تراش آینه

آینه‌ای که در یک تلسکوپ بازتابی معمولی مورد استفاده قرار می‌گیرد، از نوع آینه مقعر می‌باشد. جهت تراش چنین آینه‌ای ما از روش ارائه شده در مرجع [۲] استفاده نمودیم که شامل چهار مرحله کلی می‌باشد: i) عمق دادن، ii) صیقلی کردن، iii) پالیش و iv) لایه نشانی. اساس این روش بر سایش دو قرص شیشه‌ای روی یکدیگر، به گونه‌ای که مسیر سایش از الگوی M مانندی پیروی می‌کند، استوار است. در اینجا به اختصار این روش بیان می‌گردد. برای تراش، پس از نصب و تنظیم میز کار، که یکی از مراحل بسیار مهم تراش آینه می‌باشد، یکی از قرص‌های شیشه‌ای (ابزار) را روی میز ثابت و قرص شیشه‌ای دیگر (آینه) را روی آن قرار می‌دهیم. وقتی بین دو قرص شیشه‌ای که بین آنها پودر سمباده پاشیده شده، عمل سایش در یک مسیر M شکل انجام می‌شود، (شکل ۱-الف). ممکن است قرص بالایی شکل مقعر و قرص پایینی شکل محدب به خود بگیرد (شکل ۱-ب). در حقیقت، جهت عمق دادن باید از سایش $1/2$ قطر استفاده شود. در این نوع سایش، آینه به طور متواالی تا نصف قطرش از ابزار خارج می‌شود. در اینجا ما از قرص‌های شیشه‌ای معمولی با ضخامت ۲۰ میلیمتر (که در دسترس بود) و قطر ۲۰۰ میلیمتر استفاده نمودیم. این نکته قابل ذکر است که بهترین نوع شیشه بدین منظور، که ممکن است یافت شود، شیشه پیرکس می‌باشد که از نظر سختی و مقاومت در برابر تغییرات دمایی از سایر شیشه‌های موجود مناسب‌تر است. از سوی دیگر جهت سایش ما از پودر های سیلیکون کارید، به دلیل خواص ممتازی که دارد، استفاده نمودیم. این پودرها بر اساس اندازه‌ای که دارند شماره گذاری می‌شوند. اندازه این پودرها از مرتبه میکرون می‌باشد. برای مثال اندازه پودر ۱۲۰ حدود ۱۲۵ میکرون و پودر ۶۰۰ حدود ۲۰۰ میکرون می‌باشد. بدین ترتیب با افزایش شماره پودر اندازه ذرات کاهش می‌یابد [۳]. در این کار تجربی جهت عمق دادن به آینه، ما از درشت‌ترین پودر موجود یعنی پودر ۱۲۰ استفاده نمودیم.



الف

شکل ۱: (الف): طرحی از الگوی M شکل سایش آینه بر روی ابزار (ب): قرص بالایی شکل آینه و قرص پایینی ابزار

پس از عملیات عمق بخشی، جهت صیقل دادن آینه مجدداً از سایش آینه روی ابزار کمک گرفتیم. با این تفاوت که در این مرحله از سایش $1/3$ قطر استفاده گردید. بدین منظور به ترتیب پودرهای 120 , 320 , 600 , 800 و 1200 به کار برده شد. جهت پالیش از پودر اکسید سریم بهره گرفتیم. در این مرحله جهت دستیابی به سطحی صیقلی یافته با دقت‌های بالا معمولاً از قیر نرم استفاده می‌شود.**Error! Bookmark not defined.** بدین ترتیب می‌توان به سطوحی با دقت بالغ بر $1/8$ طول موج دست یافت. با انجام مراحل بالا ما به آینه‌ای با سطح کروی دست پیدا می‌کنیم. حال آن که در تلسکوپ‌ها برای جلوگیری از ابیراهی کروی از آینه‌های سهموی شکل استفاده می‌شود [۱]. به همین علت مرحله نهایی تراش، به ایجاد سطح سهموی از سطح کروی موجود معطوف می‌گردد. بدین منظور از سایش خاصی در حین عملیات پالیش کمک گرفته می‌شود. میزان سایش به نسبت فاصله کانونی به قطر آینه، f/d , بستگی دارد و از رابطه زیر به دست می‌آید [۵]:

$$e = \frac{1}{64} \frac{r^4}{f^2} + \frac{r^2}{512 f^2} + \dots$$

که در رابطه فوق f فاصله کانونی و r شعاع آینه می‌باشد. در جدول ۱ مقادیر اختلاف سطح سهموی از کروی برای اقطار و نسبت‌های کانونی مختلف آمده است.

جدول ۱: اختلاف سطح سهموی از کروی برای اقطار و نسبت‌های کانونی مختلف

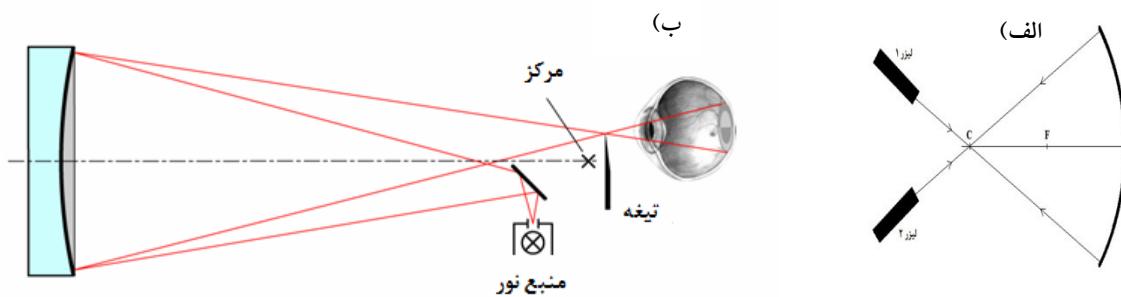
نسبت کانونی	قطر آینه (اینج)				
	4	6	8	10	12
5	1.56	2.34	3.12	3.90	4.69
6	0.90	1.36	1.81	2.26	2.72
8	0.38	0.57	0.76	0.95	1.14
10	0.20	0.29	0.39	0.49	0.59
12	0.11	0.17	0.23	0.28	0.34

مشخصه‌یابی آینه

با استفاده از روش یاد شده در بخش قبل، آینه‌ای با قطر 200 میلیمتر تراشیده شد. جهت دستیابی به آینه‌ای با نسبت کانونی دلخواه، عمق تراش با توجه به رابطه زیر به دست می‌آید:

$$x = 2f - \sqrt{4f^2 - \frac{d^2}{4}}$$

برای دستیابی به نسبت کانونی ۵/۵، معادل فاصله کانونی ۱۱۰۰ میلیمتر، عمق تراش ۲/۲ میلیمتر انتخاب گردید. لازم به ذکر است جهت اطمینان به حصول آینه کروی در حین عملیات تراش ما از آزمون حباب استفاده نمودیم. برای این آزمون ابزار و آینه را خیس کرده و روی هم قرار می‌دهیم اگر دو سطح یکسان تراش نخورده باشند بین آنها حباب تشکیل می‌شود. در صورت یافتن حباب ابتدا علت را پیدا کرده و آن را بر طرف می‌کنیم. برای بدست آوردن شعاع انحنا آینه از آزمون مطابق با شکل (۲-الف) استفاده می‌نماییم. برای اینکه از یکنواخت تراش خوردن سطح اطمینان حاصل کنیم از ازمون فوکو مطابق شکل (۲-ب) استفاده می‌نماییم از این آزمون می‌توان دقیق سطح را تا چند ده نانومتر بدست آورد [۶].



شکل ۲: نحوه انجام آزمون شعاع انحنا، (الف) تعیین مرکز آینه با استفاده از نور لیزر (ب) آزمایش فوکو

نتیجه گیری

بر اساس توضیحات داده شده یک آینه به قطر ۲۰۰ میلیمتر با فاصله کانونی ۱۱۰۰ میلیمتر تراشیده شد همچنین با استفاده از آزمون های مختلف مانند آزمون حباب شعاع انحنا و فوکو سعی شد تا به آینه ای با دقیق بالا دست پیدا کنیم.

مراجع

[1] For example see: Eugene-Hecht, "Optics" fourth Ed., Pearson Education Inc.(2006).

[۲] نصیری قیداری ، سعدالله؛ ((طراحی و ساخت تلسکوپ های /پیکسی))؛ انتشارات گیتاشناسی

[۳] راندال جرمن، ((متالورژی پودر)) ، ترجمه مجتبی ناصریان ریابی و دکتر حائریان اردکانی، انتشارات دانشگاه فردوسی، صفحه ۵۷ و ۵۸

[۴] سی. آ. کیچین، ((فن آوری تلسکوپ ها مقدمه ای بر ستاره شناسی کاربردی)), ترجمه سید جواد نورایی، انتشارات آستان قدس رضوی ۱۳۸۵ چاپ دوم

[5] Welford,W.T."A note on the theory of the Foucault knife-edge test", Optics Communications, Volume 1, Issue 9, p. 443-445.

[6] Wright,F.B,"Accuracy required in parabolizing a mirror", Popular Astronomy Vol 39,P.380-384

طیف جرم هسته‌های شگفت در ستارگان نوترونی

آرزو جهانشیر

گروه فیزیک محض، دانشکده فیزیک، دانشگاه دولتی جمهوری قزاقستان

چکیده

امروزه نظریه‌ی ماده‌ی چگال کائونی یکی از چالش‌های اساسی فیزیک نوین می‌باشد. وجود هسته‌های شگفت، درزیر بنای ساختار ستارگان نوترونی، تپاخترها، سیاه‌چاله‌ها و دیگر اجرام کیهانی حاوی ماده چگال هادرولوئی موجب گسترش مطالعات در این زمینه بوده و نقطه‌ی عطف تحقیقات فیزیک ذرات بنیادی، فیزیک هادرولوئی و اختر فیزیک نظری را در بر داشته است. لزوم بررسی شکل‌گیری و اثرات ذرات سازنده‌ی هسته‌های شگفت کائونی بر محیط و ساختار داخلی، بخش مهمی از موضوعات در این زمینه می‌باشد. مدل‌های متفاوتی از نظریه‌ی میدان در فعل و انفعالات و ساختارهای توکالیون و کائون. توکالیون ارائه شده است. چنین مدل‌هایی ملزم به ارائه هامیلتون کامل هستند، تا روند بر هم‌کنش و اثرات درجات آزادی موجود در هسته‌های شگفت پوشش داده شود. دانشمندان نظریه پرداز فیزیک، بر اساس اصول اولیه‌ی قوانین ذرات بنیادی در پی دستیابی به هامیلتون برهم‌کنش موثر ذرات هادرولوئی یا هسته‌های کائونی هستند. قانونی که شرایط اصلی در قید بودن و در قید نبودن ذرات را بخوبی شرح دهد. به همین دلیل مدل‌های پتانسیل متفاوتی بر اساس نظریات و نتایج عملی بدست آمده، در خصوص ماده‌ی چگال هادرولوئی یا هسته‌های شگفت کائونی ارائه شده است. حل صحیح این معادلات در برخی پتانسیل‌ها دشوار و شاید ناممکن جلوه کند. یکی از شیوه‌های پیشنهادی در بررسی هامیلتون ساختارهای مواد چگال هادرولوئی، بکارگیری معادلات میدان با روش محاسباتی نمایش توسانگر می‌باشد. با استفاده از این متد، زیر بنای هامیلتون و تغییرات درونی ذرات تشکیل دهنده‌ی هسته‌های شگفت، جرم، انرژی و اثرات اسپین. اربیتال هسته‌های چنان‌درمایی بررسی و قابل توصیف است و در این مقاله تنها به تعیین طیف جرم سبک‌ترین هسته‌ی شگفت هادرولوئی در شرایط نسبیتی یعنی دی-باریون پرداخته شده است.

Mass Spectrum of Exotic Nuclei in Neutron Stars

A. Jahanshir

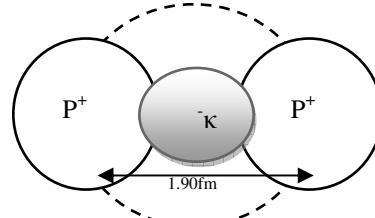
Department of Theoretical physics, Kazakh State University, Republic of Kazakhstan

Abstract

Understanding hadrons is key to understanding the evolution of dense hadronic matter, pulsar stars, nucleon stars, black holes the nature of many of the exotic nuclei it contains. Study this part of science is a common point of theoretical high energy physics, theoretical hadronic physics and astrophysics. Recent experiments revealed that might be interpreted as deeply bound kaonic nuclear systems. The development of the exotic nuclei ideas led to the creation of new view in theoretical hadronic physics, which describes interactions and deeply bound states of exotics nuclei, kaonic nuclei and hadronic matters. The description of the kaonic nuclei bound states is one of the fundamental problems in theoretical hadrons physics. This problem must be solved by good Effective Hamiltonian, which describes all interactions and each freedom degrees of hadrons. This model has to describe very well spectrum and characteristics of hadronic nuclei. We will consider this problem, according to the asymptotic behavior of the loop function in the quantum scalar field which is described analytically the mass of the exotics nuclei bound state, the eigenvalue of Hamiltonian and spin-orbit interactions. In this article was shown the mass spectrum of exotic nuclei dibaryon in relativistic limit.

مقدمه

هسته‌های شگفت ایجادشده بواسطه‌ی کائون و نوکلئون‌ها یکی از مهمترین و زیباترین سر فصلها در فیزیک هادرone بشمار می‌رود. سیستم عمیق مقید کائونی در ساختارهای هسته‌ای، بنام خوشه هسته‌ی کائونی یا K^- -خوشه هسته‌ای معروف است. در سالهای اخیر وجود چنین ترکیباتی همانند اثری که اتمهای شگفت در فیزیک اتمی ایجاد کردند، عاملی در گشایش مباحث تئوری و عملی جدید و نا آشنای فیزیک هسته‌ای، ذرات بنیادی و مبانی شناخت ماده‌ی چگال، از مواد هادرone گرفته تا پلاسمای کوارک-گلئونی شده است. در سال ۲۰۰۲ میلادی با نظریه و مدل نمودشناسی ارائه شده توسط آکایی‌شی و یاماکاکی [۱]، تئوری سیستم مقید هسته‌های کائونی شکل گرفت. با بررسی نتایج بدست آمده از آزمایشات صورت گرفته در چندین مرکز تحقیقاتی بزرگ جهان مانند سازمان تحقیقاتی نوسانگر انرژی بالا در ژاپن^۱، تطابق مباحث تئوری و عملی در این زمینه به اثبات رسانده شد، که عامل مهمی، در پیش رفت مطالعات ساختار ماده‌ی هادرone بود. ماده‌ی چگال هادرone بخش مهمی از ستارگان نوترونی [۲] را تشکیل می‌دهد به همین دلیل خواص و اثرات هسته‌های شگفت کائونی در شناخت ماهیت و ساختار شکل‌گیری کیهان از سحابی‌ها، ستارگان نوترونی، تپ اخترها تا سیاه چاله‌ها، می‌تواند دانش و دیدگاه فیزیک نوین و اختر فیزیک را شدیداً تحت تاثیر قرارداده و چالش‌های بسیاری را در علوم مربوطه ایجاد کند. بررسی بر روی فعل و انفعالات و ساختار اثرات هسته‌های کائونی، خصوصاً در محدوده‌ی نسبیتی، بخش مهمی از تحقیقات تئوریک امروز را در بر می‌گیرد؛ به همین دلیل در مقاله‌ی حاضر تنها نحوه تعیین طیف جرم ساده ترین و سبکترین هسته‌ی کائونی یعنی ساختار $\text{pp}^- \text{K}$ یا همان سیستم دی-باریون (شکل ۱) با دلالت خواص نسبیتی ارائه شده است.



شکل ۱: ساختار سیستم شگفت دی-باریون مشکل از دو ذره نوکلئون مثبت و یک ذره کائون منفی

اولین وابتدایی‌ترین مبحث در شناخت ساختار سیستم‌های مقید چند ذره‌ای، دست یابی به تغییرات جرم، انرژی و اثرات اسپینی آنهاست. با توجه به روش‌های متفاوت موجود، در این تحقیق نظری، روش نمایشی نوسانگر انتخاب شده و به واسطه آن کلیه‌ی اثرات و تغییرات ساختار سیستم هسته‌های شگفت کائونی قابل توصیف و تعریف خواهد شد؛ که در این مبحث تنها به تعیین طیف جرم سیستم مقید هادرone اکتفا شده است. گسترش مطالعات در زمینه‌ی فیزیک ماده‌ی چگال و

^۱High Energy Accelerator Research Organization, KEK

هسته‌های شگفت کائونی، منجر به لزوم ارائه‌ی روش‌های متفاوت در نحوه محاسبه‌ی خصوصیات اصلی چنین سیستم‌هایی شده است تا بر هم کنش ذرات هادرونی و اثرات آنها بر یکدیگر و بر محیط پیرامون‌شان بخوبی توصیف شود. مدل‌های پیشنهادی معمول و غیر معمول هامیلتون موثر کنش و واکنش بین ذرات، با در نظر گرفتن خواص نسبیتی موجود بین هادرون‌ها در سیستمهای مقید بس ذره‌ای باید به گونه‌ای باشد تا شرایط و اصول حاکم بر هسته‌های شگفت توجیه شود. هامیلتون موثر، شرایط اصلی در قید بودن و در قید نبودن ذرات را بخوبی شرح می‌دهد اما نکته‌ی مهم، روش حل و رسیدن به نتایج مناسب در فیزیک هادرونی است.

طیف جرم سیستم سه ذره‌ای در شرایط نسبیتی

برای تشریح نحوه کار، ابتدا برهم کنش سه ذره‌ی اسکالار در میدان کالیبری را در نظر گرفته شده و در ادامه معادلات هامیلتونی را با فرض اینکه ذرات، تشکیل سیستم مقید بدھند، بسط داده شده است مانند سیستم‌های تشکیل شده از چند ذره‌ی هادرونی، کوارکی و مزونی. با پیش فرضهای معین شده بر اساس خواص مجانی تابع پلاریزاسیون حلقه در میدان خارجی ذرات اسکالار باردار، طیف جرم پیوسته سیستم را در شرایط نسبیتی کنش و واکنش موجود بدست می‌آوریم. میانگین عملگر پلاریزاسیون حلقه‌ی سه ذره‌ی اسکالار در میدان کالیبری خارجی $(x) A_\alpha$ بصورت زیر نوشته می‌شود [۳]:

$$\Pi(x-y) = \langle G_{m_1}(x, y | A_\alpha) G_{m_2}(x, y | A_\alpha) G_{m_3}(x, y | A_\alpha) \rangle_{A_\alpha} \quad (1)$$

با در نظر گرفتن شرایط لازم هنگام محاسبه میانگین میدان خارجی تابع گرین که نقش اساسی در بدست آوردن تابع حلقه $\Pi(x)$ دارد و در چنین شرایطی با استفاده از معادله‌ی زیر قابل تعریف است:

$$G(x, y | A) = \int_0^\infty \frac{ds}{(4\pi s)^2} \exp\left(sm^2 - \frac{(x-y)^2}{4s}\right) \int d\sigma_B \exp\left(ig \int_0^\infty d\xi \frac{\partial z_\alpha(\xi)}{\partial \xi} A_\alpha(\xi)\right) \quad (2)$$

- جرم ذرات اسکالار و g - کمیت ثابت برخورد است. با بکارگیری الگو بندی $B_\alpha(0) = B_\alpha$ و $\int d\sigma_B = 1$ و جایگزینی رابطه (۲) در (۱) و میانگین گرفتن روی میدان خارجی $(x) A_\alpha$ ، برای تابع پلاریزاسیون حلقه سه ذره‌ای خواهیم داشت [۳]:

$$\Pi(x) = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{d\mu_1 d\mu_2 d\mu_3}{(8x\pi^2)^3} \exp\left\{-\frac{|x|}{2} \left(\frac{m_1^2}{\mu_1} + \mu_1\right) - \frac{|x|}{2} \left(\frac{m_2^2}{\mu_2} + \mu_2\right) - \frac{|x|}{2} \left(\frac{m_3^2}{\mu_3} + \mu_3\right)\right\} J_\mu(\mu_1, \mu_2, \mu_3) \quad (3)$$

تابع انتگرال بالا با استفاده از اصول انتگرال مسیری فاینمن، فعل و انفعالات پتانسیلی و غیر پتانسیلی بین سه ذرهی متحرک به جرم‌های μ_1, μ_2, μ_3 را توصیف می‌کند. با تعریف بالا فرمول^(۳) جرم سیستم مقید، از طریق تابع پلاریزاسیون حلقه $\Pi(x-y)$ بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$M = - \lim_{|x-y| \rightarrow \infty} \frac{\ln \Pi(x-y)}{|x-y|} \quad (4)$$

مهمنترین بخش در بررسی ساختار سیستم‌های بس ذره‌ای مقید محاسبه‌ی طیف جرم سیستم است به همین منظور با استفاده از معادله (۳) در مقادیر حدی $|x-y| \rightarrow \infty$ ، معادله جدیدی در تعیین مقدار ویژه هامیلتونی سیستم بس ذره‌ای خواهیم داشت:

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} J(\mu_1, \mu_2, \mu_3) = const. e^{-|x| E(\mu_1, \mu_2, \mu_3)} \quad (5)$$

معادله‌ی هامیلتون کامل کنش و واکنش‌های بین ذرات، اثرات اسپین-اربیتالی و نیز اثرات نسبیتی سیستم سه ذره‌ای عبارت است از^[۵,۴]:

$$\begin{aligned} H\psi(r_1, r_2, r_3) &= E(\mu_1, \mu_2, \mu_3)\psi(r_1, r_2, r_3) \\ H &= H_0 + \hat{H}_{spin} + \Delta\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\mu_i} P_i^2 + U(r_1, r_2, r_3) + \hat{H}_{spin} + \Delta\hat{H} \end{aligned} \quad (6)$$

با مشاهده فرمول (۶) مشخص است که کمیت $E(\mu_1, \mu_2, \mu_3)$ مقدار ویژه هامیلتونی سیستم، تنها وابسته به جرم کاهیده‌ی سیستم مقید

و ضریب ثابت برخورد بوده و با استفاده از رابطه (۵) قابل محاسبه می‌باشد. محاسبه‌ی جرم سیستم مقید دی-باریون با تطابق دهی روی

انتگرال مسیر فاینمن و انجام یکسری محاسبات و ساده سازی از رابطه (۴) بصورت زیر خلاصه می‌شود:

$$M_{system} = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \tilde{\mu}_2 \frac{\partial E(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)}{\partial \tilde{\mu}_2} + \tilde{\mu}_3 \frac{\partial E(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)}{\partial \tilde{\mu}_3} + E(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3) \quad (7)$$

کمیت‌های $\tilde{\mu}_3, \tilde{\mu}_2$ جرم کاهیده‌ی سیستم دو ذره‌ای و سه ذره‌ای می‌باشد. مقادیر m_1, m_2, m_3 جرم ذرات در حالت آزاد بوده که با جرم ذرات در سیستم مقید μ_1, μ_2, μ_3 تفاوت دارند و جرم هر ذره در سیستم مقید با استفاده از روش نمایه‌ی نوسانگر برای سیستم سه ذره‌ای بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\mu_i \Big|_{i=1,2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{m_i^2 - 2\tilde{\mu}_2^2 E'_{\tilde{\mu}_2}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)} \times \sqrt{1 + \sqrt{1 - \frac{8\tilde{\mu}_2^2 \tilde{\mu}_3^2 E'_{\tilde{\mu}_3}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)}{4\tilde{\mu}_2^4 (E'_{\tilde{\mu}_2}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3))^2 - (m_1^2 + m_2^2) E'_{\tilde{\mu}_2}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3) + (m_1^2 + m_2^2)}}}$$

$$\mu_3 = \sqrt{m_3^2 - 2\tilde{\mu}_3^2 E'_{\tilde{\mu}_3}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)}$$

$$E'_{\tilde{\mu}_2}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3) = \frac{\partial E(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)}{\partial \tilde{\mu}_2}, \quad E'_{\tilde{\mu}_3}(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3) = \frac{\partial E(\tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}_3)}{\partial \tilde{\mu}_3}$$

(۸)

استفاده از روابط بدست آمده (۸) تغییرات جرم سیستم بخوبی نمایان شده و در ادامه می‌توان از پتانسیل‌های دلخواه موجود همانند پتانسیل توماس فرمی ($U(r) = \frac{-1}{2m_n} \left(\frac{3\pi^2}{2} \rho(r) \right)^{\frac{2}{3}}$) در شرایط معین و تعریف شده، از تطابق روابط بالا استفاده نموده و طیف جرم سیستم هسته‌های کائونی و یا سیستم‌های موجود در ماده‌ی چگال هادرونی را محاسبه نمود.

نتیجه‌گیری

با توجه به اهمیت مطالعه در ساختار ستارگان نوترونی و ماده‌ی چگال هادرونی روش و متدهای نوینی برای بررسی ساختارهای بسیاری در سیستم‌های هسته‌ای شگفت‌ارائه داده شده است. استفاده از روش نمایه‌ی نوسانگر که رویکرد دیگری، مبنی بر تغییرات نوسانگر عملگرهای زاد و مرگ در میدان کالیبری بوده است، محاسبات طیف جرم و انرژی سیستم‌های ذرات، با پتانسیل‌های متفاوت براحتی توجیه و تعیین می‌گردد. ترویج روش ذکر شده در مسائل فیزیک محض هادرونی، بسیار جالب توجه بوده و کمک شایانی در محاسبه اثرات نسبیتی ساختارهای هسته‌ای جدید هادرونی دارد. تعیین هامیلتون کامل سیستم و یا هامیلتون اثرات اسپین-اریتالی، با بکارگیری روش ارائه شده و با تکیه بر معادلات میدان براحتی قابل تعیین می‌باشد. بطور کلی نتایج بدست آمده از این تحقیق نظری، روشی برای توصیف و محاسبه جرم ذرات مقید، هامیلتون موثر برهم کشن بین ذرات و مهمترین بخش اثرات اسپین-اریتالی سیستم بسیاری هادرونی و در حالت خاص طیف جرم سیستم دی-باریون، با درنظر داشتن شرایط نسبیتی بوده است.

مراجع

- [1] Y. Akaishi, T. Yamazaki, "Phys. Rev. C", **65**, (2002) 044005.
- [2] J. pons, S. Reddy, P. Ellis, M. Prakash, J. Lattimer, "Phys. Rev C", **62**, (2000) 035803.
- [3] M. Dineykhan, G. Efimov, "Oscillator Representation in Quantum Physics", 1st edition, Springer, (1995) 279.
- [4] A. Jahanshir, "Journal of theoretical and applied physics", vol. **3(4)**, (2010) 10-13.
- [5] M. Dineykhan, S. Zhaugasheva, N. Toinbaeva, A. Jahanshir, "Journal of physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics", vol. **42 (14)**, (2009)145001.

نوسانات سوسيسي حلقه های تاج خورشيد با مدل ميدان مغناطيسی غير يکنواخت

تريفه حداد، حسين صفری

دانشگاه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

هنرسه و ساختار لوله های شار با استفاده از مطالعه نوسان حلقه های تاج استخراج می شوند. در اینجا معادلات خطی حاکم بر امواج سوسيسي (وجه $m=0$) در میدان مغناطيسی غير يکنواخت بررسی می شود. همچنین تأثیر تغیيرات چگالی بر روی وجه سوسيسي در حلقه های تاج در نظر گرفته می شود. معادلات حاصل، برای يک مدل میدان يکنواخت به صورت تحليلي حل شده و برای مدل غير يکنواخت با استفاده از روش اختلال بررسی می شود.

Sausage oscillation of coronal loops with non-uniform magnetic field

T. Haddad, H. Safari

Department of physics, Zanjan university, Zanjan

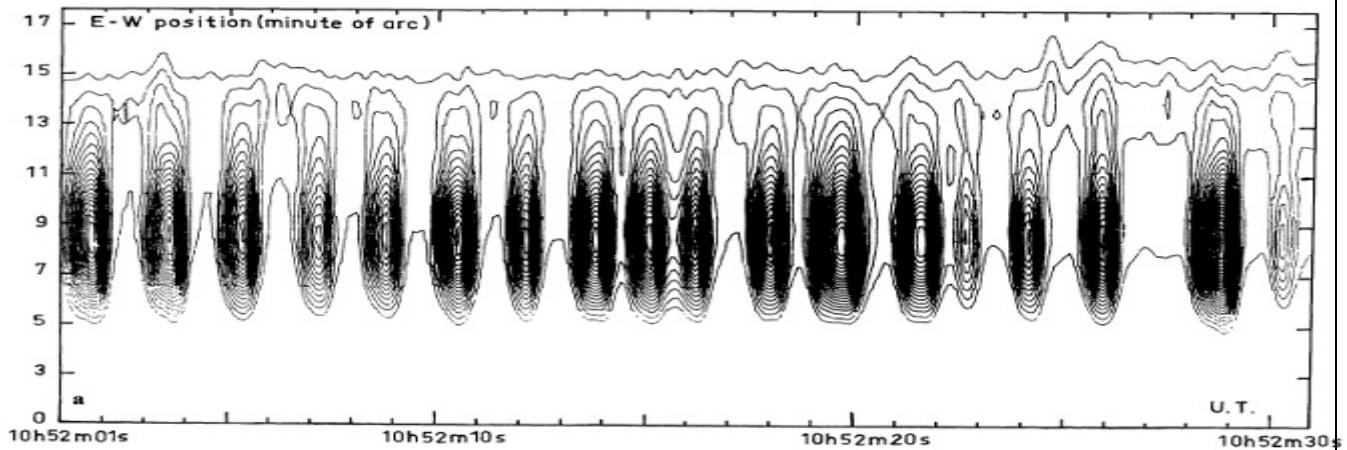
Abstract

Oscillation of magnetic flux tubes are of great importance as they contain information about the geometry and fine structure of the flux tube. Here, the sausage modes of coronal loop with non-uniform magnetic field are investigated. The effect of longitudinally density is consider. The resultant equation are solved for uniform magnetic field, analytically, and using perturbation technique for the non-uniform magnetic field model.

مقدمه

در سالهای اخیر مشاهدات با دقت بالا توسط ماهواره های سوهootris و تکنیکهای مدرن آنالیز داده راههای زیادی را برای تعدادی ایده های نو در مورد فرآیندهای فیزیکی شامل امواج MHD در اتمسفر خورشید گشود. بررسی مشاهدات نشان داد که انتشار امواج MHD در اتمسفر مغناطیسی خورشیدی حلتهای بسیاری دارد. سال ۱۹۹۹ (اشواندن) مشاهدات فضای پیمای تریس وجود نوسانات در حلقه های تاج خورشید را نشان داد. این نوسانات می توانند در هر سه جهت فضا رخ دهد مثلا اگر موئلفه های ω_x و ω_y در مختصات استوانه ای را در نظر بگیریم نوسانات در امتداد هر کدام از این سه موئلفه را می توان به ترتیب

با اعداد n و m مشخص نمود. اگر $m=0$ باشد وجه نوسانی را وجه سوسيسي گويند که در شکل (۱) نشان داده شده، همچنین در هر وجه نوسانات مرتبط با $k=0$ ، $k=1$ و $k=2$ را به ترتیب مد پایه اولین مد بر انگیخته و دومین مد بر انگیخته می نامند.



شکل ۱: مشاهده نوسان های وجه سوسيسي با استفاده از داده های ماهواره

مدل سازی معادلات حرکت

تمایل جریان الکتریکی در فشرده ماندن در جهت عرضی هنگام تخلیه در داخل پلاسمما بر اثر بر همکنش جریان با میدان مغناطیسی خودش یا جاذبه بین رشته های موازی جریان باعث ایجاد فشار روی مرزهای عرضی تخلیه می شود نیروی مغناطیسی در واحد حجم:

$$f_v = (-1/\mu)B(\frac{\partial B}{\partial r}) - (1/\mu r)B^2 \quad (1)$$

این نیرو را می توان به صورت یک فشار معادل تبدیل کرد:

$$P_e = (1/2\mu)B^2 + (1/\mu)\int(B^2/r)dr \quad (2)$$

آنچه مورد نظر است فشار روی مرزهای عرضی تخلیه است. در حالی که رسانندگی خیلی زیاد در نظر بگیریم یعنی حالتی که خطوط میدان نمی توانند زیاد به داخل پلاسمما نفوذ کنند. در نتیجه فشار روی مرز

$$P = B^2(r)/2\mu \quad (3)$$

فشار در داخل ناحیه تخلیه صفر و یا خیلی کوچک و در خارج یکنواخت است این فشار مغناطیسی روی مرز تخلیه به جزئیات هندسی آن بستگی دارد اگر تغییرات فشار ناشی از آشفتگیهای کوچک چنان باشد که باعث افزایش آنها شود آشفتگیها رشد خواهد کرد و باعث به وجود آمدن ناپایداریهای سوسيسی و کینک در پلاسمای تنگیده می شوند. انتظار می‌رود در حلقه‌ها چگالی و میدان مغناطیسی با ارتفاع تغییر کنند با بررسی 30° ناحیه فعال حلقه‌های تاج نشان داده شد که نیروی میدان مغناطیسی از سطح فوتوسفر تا ناحیه تاج با ارتفاع کاهش می‌یابد. با استفاده از داده‌های سوهو فرمول زیر برای تغییرات میدان در نظر گرفته شده:

$$B(h) = B_0 \cdot (1 + h/h_d) \quad (4)$$

که B_0 میدان سطح فوتوسفر و h_d عمق دو قطبی مغناطیسی است اگر چه تغییرات میدان در طول حلقه‌ها مستقیماً اندازه گیری نمی‌شود اما لرزه شناسی خورشیدی راهی است برای تعیین چگالی و میدان مغناطیسی (ادوین و روبرت ۱۹۸۳).

معادلات حاکم در مختصات استوانه‌ای (r, ϕ, z) بیان می‌شوند. حلقه‌های تاج را همانند استوانه‌ای با طول L در نظر می‌گیریم و از خمیدگی حلقه‌ها صرفه نظر می‌کنیم. انتهای حلقه‌ها بر روی فوتوسفر با میدان زمینه B_0 قرار دارد. داخل و خارج حلقه‌ها را بدون جریان در نظر می‌گیریم. از فشار گاز، نیروهای گرانش و اتلافی صرفه نظر می‌کنیم. چگالی در طول محور استوانه ثابت نیست و به صورت نمایی در طول محور لوله تغییر می‌کند. میدان مغناطیسی غیریکنواخت $(\nabla \cdot B = 0, \nabla \times B = 0)$ با نفوذ در حلقه و با بکارگیری معادلات ماکسول، از رابطه زیر پیروی خواهد کرد:

$$B = B_0 (J_0(\eta r/L) \cosh(\eta z/L), 0, 1 - J_0(\eta r/L) \sinh(\eta z/L)) \quad (5)$$

که η پارامتر ناهمگنی میدان مغناطیسی است. به دلیل رفتار نوسانیتابع بسل قطبیت موءله J_0 میدان مغناطیسی تغییر می‌کند. بسط مرتبه اول میدان برای مقدار کوچک η منجر می‌شود به:

$$\frac{\nabla^2}{2L} B = B_0 (0, 1, 0) \quad (6)$$

برای معادلات MHD ایده آل شار میدان مغناطیسی پایسته است.

$$BA_z = B_z(Z)A_z(Z) = \text{const} \quad (7)$$

در اینجا ما نوسانات حلقه‌های تاج را در مد سوسيسی بررسی کردیم. معادله پاشندگی موج سوسيسی و معادله انتشار میدان را در راستای لوله شار مغناطیسی به دست آوردیم. در حالت $\eta = 0$ معادله‌های خطی شده MHD به جفت معادله زیر ساده می‌گردد. (صفری و همکارانش ۲۰۰۷)

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^{(0)2}}{V_A^{(0)2}} = A_{\perp\perp\perp} = \frac{b_z^{(0)}}{B_0} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{V_r^{(0)}}{i\omega^{(0)}} A_{\perp\perp\perp} \quad (8)$$

$$\left(\frac{m^2}{r^2} A_{\perp\perp\perp} - \frac{b_z^{(0)}}{B_0}\right) = A_{\perp\perp\perp} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{V_r^{(0)}}{i\omega^{(0)}}\right) \quad (9)$$

با اعمال شرایط مرزی حاکم (پیوستگی فشار در سطح نقاط گره در دو انتهای و پیوستگی سرعت شاره در جداره حلقه شار) معادله های (۸) و (۹) و فرکانسهای نوسان لوله محا سبه می گردند. در مرتبه اول بسط η تصحیح فر کانس ناشی از ناهمگنی میدان مغناطیسی به صورت زیر به دست می آید.

$$\frac{\omega^{(1)}}{\omega^{(0)}} = \frac{I_1 - I_2}{I_3} \quad (10)$$

$$\frac{V_r^{(0)}}{i\omega^{(0)}} \frac{\partial}{\partial z} r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \int r dr dz \frac{b_z^{(0)}}{B_0} \frac{B_r^{(1)}}{B_0} \left(\frac{1}{r}\right) I_1 = \quad (11)$$

$$\int r dr dz \frac{b_z^{(0)}}{B_0} I_1 = \left(\frac{B_z^{(1)}}{B_0} - \frac{B_r^{(1)}}{B_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\omega^{(0)2}}{V_A^{(0)2}} 2 \frac{\partial}{\partial Z} r^2\right) \frac{b_z^{(0)}}{B_0} \quad (12)$$

$$I_1 = \int 2 \frac{\omega^{(0)2}}{V_A^{(0)2}} r \frac{b_z^{(0)2}}{B_0^2} r dr dz \quad (13)$$

در روابط I_1 و I_2 و I_3 تمامی کمیتها از مرتبه صفرم η بوده و معلوم می باشد. بدین ترتیب فرکا نس وجوده نوسانی کینک، سوسیسی و دیگر وجوده با در نظر گرفتن میدان غیر یکنواخت تصحیح می شوند. در اینجا با در نظر گرفتن $m=0$ این تصحیح در وجه توسانی سوسیسی بررسی می گردد.

مرجع ها

- [1] H. Safari, N. Dadashi, N. Fathalian, and S. Nasiri., "The effect of non-uniform magnetic field on stratified solar coronal loop oscillations", submitted, 2010
- [2] D. Berghmans., P. Bruyne, and M. Goossens ., "The footpoint-driven coronal sausage waves", *Astrophysical Journal*, **472**, 398, 1996
- [3] J. Andries, M.Goossens, J.V.Hollweg, I.Arregui, and T. VANDOORSSELARE., "coronal loop oscillation", *A & A* **1832**, 2004

- [4] R. Erderlyi, v. Fedum, "Linear MHD sausage wave in compressible magnetically twisted flux tubes", *solar physic*, **246**, **101**, 2007

بررسی نوسانات شعاعی و غیرشعاعی در ستارگان تپنده

بهمن حسین زاده، رضا پژوهش

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

ستارگان تپنده اجرام آسمانی هستند که تابش‌های رادیویی مشخصی گسیل می‌کنند. درخشنده‌گی این ستاره‌ها بر اثر انقباض و انبساط لایه‌های سطحی شان تغییر می‌کند. تپش آنها ممکن است شعاعی یا غیرشعاعی باشد، تپش‌های شعاعی شکل کروی ستاره را حفظ می‌کند اما تپش‌های غیرشعاعی موجب بیضی شدن شکل ستاره می‌شود. در این مقاله با بررسی دو مدل ساده نوسانی، به فیزیک مربوط به تپش ستاره‌ای می‌پردازیم.

Radial and Non radial Oscillation Study of the Pulsar Stars

B. Hoseinzadeh, R. Pazhouhesh

Physics Department, Faculty of Sciences, University of Birjand

Abstract

Pulsar Stars are celestial objects that emit specific radio radiation. The brightness of these stars will change because of expansion and contraction of their surface layers. Their pulsations might be radial or non-radial and radial pulsation keep spherical shape of star, but non-radial pulsation lead to elliptical shape. In this paper we have study two simple models to explain the physics of the pulsating stars.

مقدمه

بسیاری از مدل‌های توصیف کننده ستارگان تپنده تنها بر اساس شواهد غیر مستقیم ارائه شده‌اند و هنوز مدل دقیق و کاملی برای توصیف پدیده‌های مشاهده شده وجود ندارد. تنها کمیتی که از طریق رصد، مشاهده و بطور نسبتاً دقیق قابل اندازه‌گیری است، دوره تناوب ستارگان تپنده می‌باشد. با استفاده از این مدل‌ها دوره تناوب به صورت تابعی از زمان معرفی و بر اساس نوع دوره تناوب آنها را دسته بندی می‌کنند. تحلیل داده‌های رصدی دوره تناوب این دسته از ستارگان نشان می‌-

دهد که دوره تناوب نوسانات آنها با گذشت زمان در حال افزایش است و این موضوع نشانگر آن است در ستاره فرآیند-های اتلاف انرژی و اندازه حرکت وجود دارد.

فیزیک مربوط به تپش ستاره‌ای

همانطور که زمین شناسان و رئوفیزیکدانان اطلاعات فراوانی در مورد اعمق زمین برای مطالعه خودشان در مورد امواج لرزه‌ای، ناشی از زلزله و چشم‌های دیگر فراهم کردند، ستاره شناسان نیز با بررسی رفتارپیشی و نوسانی ستارگان می‌توانند درک بهتر از ساختار داخلی آنها بدست آورده و این ستارگان را مدل سازی کنند. اختر شناسان با محاسبات عددی یک زنجیره تحولی از مدل‌های ستاره‌ای و مقایسه رفتارهای تپشی و نوسانی مانند پریود نوسان، دامنه نوسان، جزئیات منحنی نوری و شعاعی ستارگان دوتایی تپنده و غیره مربوط به مدل‌های موجود و مشاهدات واقعی، می‌توانند علاوه بر تئوریهای مربوط به ساختار و تحولات ستارگان، جزئیات ریز‌تر مشاهده شده از درون ستاره را نیز بدست آورند.

تپش شعاعی

از آنجائی که ستارگان تپنده در تعادل هیدرواستاتیک نمی‌باشند، لذا برای بررسی آنها نمی‌توان از معادلات ساختار ستاره‌ای استفاده کرد اما از قانون دوم نیوتن که توانایی بررسی نوسانات پوسته‌های جرمی را دارد استفاده کرده و می‌توان نوشت:

$$\rho \frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{GM,\rho}{r^2} - \frac{dP}{dr} \quad (1)$$

با در نظر گرفتن تغییرات بسیار کوچکی در فشار و شعاع به صورت $P_0 + \delta P$ و $R_0 + \delta R$ در نظر می‌گیریم که P_0 و R_0 فشار و شعاع در حالت تعادلی مدل پوسته جرمی و δP و δR تغییرات کوچک حاصل از جابجایی پوسته جرمی است. حال با وارد کردن چنین تغییراتی در معادله دیفرانسیل بالا و با حذف جملات شامل کمیتهای تعادلی و متغیر دارای توان بیش از واحد، نتایج حاصل از معادله دیفرانسیلی شبیه معادله موج در یک رشته نخ یا یک لوله صوتی بوده و مدهای تپش ستاره به طور واضح مشخص می‌شوند. اگر فرایند را آدیباتیک (بی دررو) در نظر بگیریم و شرایط اولیه سیستم را اعمال کنیم، فرکانس زاویه‌ای تپش ستاره تپنده بصورت $\frac{GM}{R_0^3} = (3\gamma - 4)\sigma^2$ بدست می‌آید. در این رابطه برای $\gamma < \frac{4}{3}$

$$T = \frac{2\pi}{\sigma} = \frac{2\pi}{\sqrt{(3\gamma - 4)\frac{4}{3}\pi G\rho_0}}$$

مقدار σ موہومی شده و برای $\gamma = \frac{4}{3}$ پریود تپش با در نظر گرفتن چگالی متوسط به شکل زیر بدست می‌آید.

(2)

برای یک گازِ ایده‌آل تک اتمی با $\gamma = \frac{5}{3}$ دوره تناوب مربوط به مدل امواج صوتی برابر خواهد بود با:

$$T = \sqrt{\frac{3\pi}{G\rho_0}} \propto \rho^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

تپش غیر شعاعی

در تپش بعضی از ستارگان، سطح آنها به شکل تنفسی و بطور یکنواخت به طرف داخل و خارج حرکت نمی‌کنند، در این صورت این نوع ستاره‌ها یک نوع حرکت غیر شعاعی پیچیده دارند، به طوریکه بعضی از نواحی سطحشان، منقبض و بعضی دیگر منبسط می‌شوند. در یک جسم کروی نوسانات را می‌توان با مد‌های مختلف مورد بررسی قرار داد. سرعت ناشی از تپش ستاره‌ای را می‌توان بصورت جملاتی از هارمونیکهای کروی به شکل زیر نوشت:

$$V(r, \theta, \phi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l V_n(r) Y_l^m(\theta, \phi) e^{-im\phi} \quad (4)$$

که در آن Y_l^m تابع لژاندر نوسانی، $V_n(r)$ مؤلفه شعاعی سرعت و n, l, m اعداد کوانتمی تپش‌های ستاره‌ای است. با توجه به مقادیر l, m در هارمونیک کروی، سطح ستاره دارای نواحی روشن و خاموش که حاصل از تپش‌های غیر شعاعی می‌باشد خواهد بود. یک حرکت نوسانی پایدار نیازمند نیروی بازگرداننده می‌باشد و نوسانات غیر شعاعی در ستاره با توجه به طبیعت این نیرو به سه دسته تقسیم بندی می‌شوند. هر گاه فشار به عنوان نیروی بازگرداننده باشد، نوسان از نوع مد P ، اگر نیروی گرانش و نیروی شناوری در سیال بعنوان نیروی بازگرداننده باشد نوسان از نوع مد G و مدهای پایه در این دو نوع که دارای گره شعاعی نیستند را مد f یا مد پایه می‌گویند. فرکانس زاویه‌ای مد P از زمان لازم که در آن امواج صوتی، یک طول موج افقی از یک گره زاویه‌ای تا گره بعدی را طی می‌کند، بدست می‌آید. این طول موج افقی در رابطه زیر داده شده است.

$$\lambda_h = \frac{2\pi r}{\sqrt{l(l+1)}} \quad (5)$$

که در آن 2π فاصله شعاعی از مرکز ستاره است. فرکانس آکوستیکی در این عمق ستاره به صورت $S_l = \frac{2\pi}{t}$ تعریف می‌شود و در آن t مدت زمانی است که صوت طول λ_h را می‌پیماید.

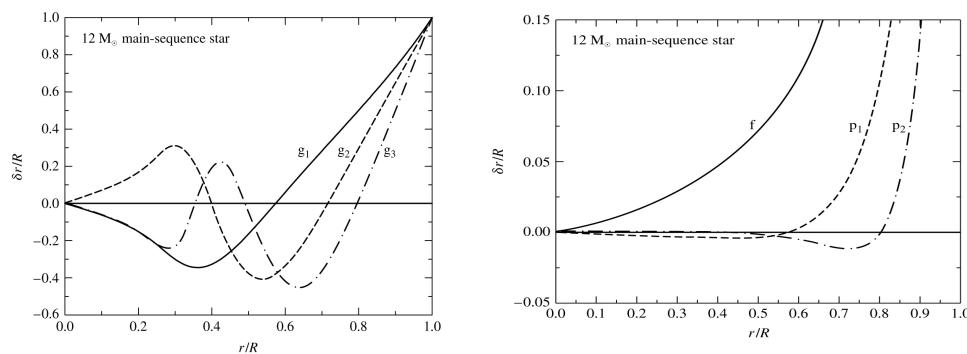
$$S_l = 2\pi \left[\frac{\frac{v_s}{2\pi r}}{\sqrt{l(l+1)}} \right] = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \frac{\sqrt{l(l+1)}}{r} \quad (6)$$

v_s سرعت صوت بی دررو با رابطه $v_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}$ می باشد. در غیاب دوران، زمان تپش فقط به تعداد گره های شعاعی و l های صحیح بستگی دارد و مستقل از m است.

مد g توسط امواج گرانشی داخلی تولید می شود. این امواج شامل رفت و برگشت‌های پی در پی گازهای ستاره ای است که منجر به حالت شناوری ماده ستاره ای خواهد شد. برای بررسی حرکت نوسانی در ماد g یک حباب کوچک از ماده ستاره ای را که از وضع تعادلی اش به اندازه ۲ درجه سطح ستاره جابجا شده است در نظر می گیریم. با فرض اینکه فشار درون حباب $P^{(b)}$ همیشه برابر با فشار محیط اطرافش $P^{(s)}$ باشد و انساط و انقباض حباب بی دررو است، فرکанс نوسانی حباب (فرکانس شناوری *buoyancy*) حول وضع تعادلی اش به صورت زیر بدست می آید.

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\gamma} \frac{d \ln P}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right) \quad (7)$$

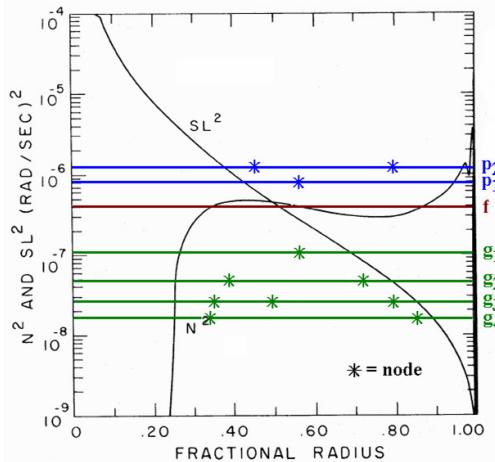
با توجه به این رابطه فرکانس شناوری درون ناحیه همرفتی تعریف نشده ماد g در نواحی همرفتی منتشر نمی شود. شکل (۱) چندین مدل p را برای یک مدل ستاره رشته اصلی با $M = 12M_{\odot}$ ، نشان می دهد. در این نمودار نوسانات در نزدیک سطح رخ می دهد. همچنین شکل (۲) چندین مدل g برای مدل ستاره ای مشابه را نشان می دهد. با مقایسه این دو شکل تفاوت‌های چشم گیری بین این دسته از مدها دیده می شود که برای فعالیتهای منجمان در مطالعه ساختار داخلی خورشید و دیگر ستاره ها، بسیار مفید می باشد.



شکل ۱: ماد p غیرشعاعی برای حالت $l=2$ شکل ۲: ماد g غیرشعاعی برای حالت $l=2$

مهتمرین نکته، توجه به اختلاف در مقیاس عمودی دو شکل است. مدهای g جابجایی ماده ستاره ای در عمق ستاره را نشان می دهند، در صورتی که مدهای p به حرکت در سطح ستاره محدود شده اند. با توجه به روابط بدست آمده برای فرکانس نوسانات برای انواع مدها، مطابق شکل(۳) هرگاه $\sigma^2 > S_l^2, N^2$ باشد آنگاه نوسانات توصیف کننده مد آکوستیکی p و اگر $S_l^2, N^2 < \sigma^2$ آنگاه نوسانات توصیف کننده امواج گرانشی خواهند بود. در غیر این دو حالت می شوند.

امواج ناپایدار بوده و میرا



شکل ۳: نمودار فرکانسهای آکوستیکی و شناوری بر حسب کسر شعاعی ستاره

نتیجه گیری

در بررسی تپش های شعاعی فرکانس نوسانی σ^2 و در تپشهای غیر شعاعی فرکانس های نوسانی S_l^2 و N^2 را بدست آوردیم و با رسم نمودار آنها بر حسب کسر شعاعی ستاره نواحی مد p و مد g را مشخص کردیم. مدهای g اهمیت زیادی دارند و جابجایی ماده ستاره ای در عمق ستاره را نشان می دهند، در صورتی که مدهای p به حرکت در سطح ستاره محدود شده اند. بنابراین مدهای g چشم اندازی به درون قلب ستاره دارد، در صورتی که مدهای p شرایط لایه های سطحی ستاره را می دهند. با توجه به بررسی های فوق حال می توان با کمک مدل های فوق ستارگان دوتایی گرفتی که یک یا هر دو مؤلفه رفتار تپنده گی را داشته باشند، بررسی نمود که امیدواریم در آینده دو مدل تپش و گرفتی را با هم بررسی نمائیم.

مراجع:



- [1] B. W. Carroll and D. A. Ostlie; "An *introduction to modern astrophysics*"; 2nd Edition (2006)
- [2] D. A. Ostlie; "An *Introduction to Modern Stellar Astrophysics* ", (1996)
- [3] J. Christensen-Dalsgaard; *Astron. Nachr.*, No. 88, (2006) 789-795
- [4] M. J. Monteiro, J. Christensen-Dalsgaard and M. J. Thompson; *MNRAS*, No. 316 (2000) 165

بررسی میکرو تغییرات اپتیکی در کوازارهای رادیویی آرام

مریم خادمی^۱, علیرضا آقائی^{۲,۳}

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲ پژوهشکار نجوم، پژوهشگاه دانشهاي بنیادی، تهران

چکیده

در مساحی‌های صورت گرفته روی کوازارهای رادیویی آرام، مشاهده شده که این اجسام در تابندگی نوری و ردشیفت بالاجسام $BL\ Lac$ مطابقت دارند، ولی در ناحیه‌ی رادیویی و اشعه X خیلی آرام می‌باشند.^۴ نمونه از این کوازارها را برای بررسی وجود یا عدم وجود میکرو تغییرات نوری در طول یک شب، در رصدخانه OHP فرانسه تحت مانیتورینگ قرار دادیم. در این مقاله به داده‌کاهی این کوازارها می‌پردازیم.

Verifying the optical micro-variability of radio quiet quasars

M. Khademi¹, A. Aghaei^{1,2}

¹ Department of Physics, university of Sistan and Baluchestan, Zahedan

² School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In the surveys of Radio-Quiet Quasars (RQQ) it has been observed that these objects are the same as $BL\ Lac$ objects in optical luminosity and redshift. However they are very quiet in the radio and X-ray bands. In order to verifying the intra-night optical variability, we have monitored four $RQQs$ at the OHP observatory in Franc. In this paper, we will present the data reduction of them.

مقدمه

به دلیل کوچک بودن ابعاد زاویه‌ای هسته^۲ AGN‌ها، روشی معقول برای بررسی ساختار و شرایط فیزیکی نزدیک هسته، مطالعه‌ی تغییرات به دست امده از این اجسام در کوتاه ترین مقیاس زمانی ممکن می‌باشد [۱]. میکرو تغییرات را تغییرات رخ داده در مقیاس زمانی دقیقه تا ساعت با رنج دامنه‌ی چند صدم تا چند دهم قدر

² Active Galactic Nuclei

تعريف می کنند. وجود این میکروتغییرات در بلازارها توسط میلار^۳ و کارینی^۴ (۱۹۸۹) [۲] اثبات شد و در سال های بعد به صورت یک ویژگی عام بلازارها در نظر گرفته [۳]. برای اجسام^۵ BL Lac، دو تغییر بزرگ در دامنه ها و سیکل های فرضی مشاهده شده است. این اجسام در ناحیه رادیویی فعال می باشد [۴]. جانگ^۶ و میلار (۱۹۹۷، ۱۹۹۵) [۱,۵]، وجود این تغییرات را در اجسام^۷ RLQ غیر بلازار اثبات کردند که در حال حاضر به عنوان یکی از ویژگی های عام انها در نظر گرفته شده است. امروزه منابع RQQ برای بررسی پدیده میکروتغییرات نوری مورد مطالعه قرار می گیرند. در RLQ ها موتور مرکزی ناحیه رادیویی فعال، جت های نسبیتی مواد می باشد (برگمن^۸ ۱۹۹۲) [۶] و میکروتغییراتشان می تواند از این جت ها ناشی شود، در صورتی که عقیده بر این است که منابع RQQ جت های نسبیتی ندارند (انتونیوس^۹ و همکاران ۱۹۹۰) [۷] و یا یک جت خیلی ضعیف دارند (میلار ۱۹۹۳ و کلرمن^{۱۰} ۱۹۹۴) [۸]. وجود میکروتغییرات در منابع RQQ احتمالاً از فرایند هایی در دیسک برافزایشی حول ابرسیاچاله ی پر جرم مرکزی ناشی می شود. بنابراین بررسی این میکروتغییرات نوری منجر به فهم این فرایندها می شود. ویتا^{۱۱} و همکارانش (۱۹۹۱ و ۱۹۹۲) [۱۱, ۱۰] و نیز ویتا و چاک رابتی^{۱۲} (۱۹۹۳) [۱۲] و همینطور منگلام^{۱۳} و ویتا (۱۹۹۳) [۱۳] پیشنهاد کرند که لکه های داغ روشن در دیسک برافزایشی احاطه کننده ابرسیاچاله پر جرم باعث ایجاد این میکروتغییرات در منابع RQQ می شود. بنابراین اگر این تقاضای درست باشد، انتظار داریم که تغییرات مستقل از خواص رادیویی باشد. بنابراین هرگونه اشکارسازی میکروتغییرات نوری در منابع RQQ مدرک استوار مهمی برای اثبات وجود لکه های داغ در مدل دیسک برافزایشی فراهم نمود و فقدان آن سایر مدل ها را حمایت خواهد کرد [۱]. ما در نظر داریم وجود یا عدم وجود میکروتغییرات نوری در نمونه از RLQ هایی که در رصدخانه OHP فرانسه مورد مانیتورینگ قرار دادیم را بررسی کنیم که لیست این کوازارها در جدول ۱ آمده است.

مشاهدات رصدی

³ Miller

⁴ Carini

⁵ BL Lacertae

⁶ jang

⁷ Radio Loud quasar

⁸ Bregman

⁹ Antonucci

¹⁰ Kellermann

¹¹ Wiita

¹² Chakrabati

¹³ Mangalam

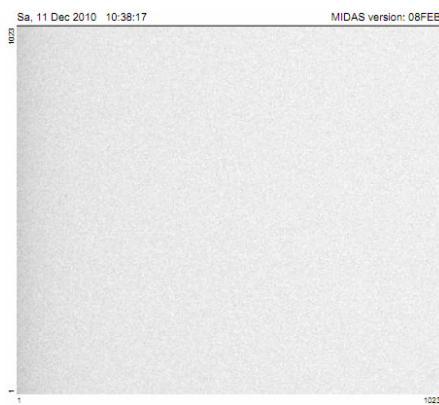
مشاهدات کوازارهای جدول ۱ در رصدخانه ملی فرانسه (OHP)، به وسیله‌ی تلسکوپ یک متر و بیست سانتی‌متری و توسط نویسنده دوم این مقاله در ژانویه ۲۰۰۷ انجام شده است. این تلسکوپ مجهز به CCD با آرایه پیکسلی (1024 X 1024) و با (1 X 1) bin و اندازه‌ی هر کدام از پیکسل‌ها ۲۴ میکرومتر است. میدان دید این تلسکوپ ۱۱.۸' X ۱۱.۸' است. تمامی مشاهدات ما در فیلتر V و برای داشتن نسبت S/N مناسب حداقل زمان نوردهی برای هر فرم ۳۰ دقیقه لحاظ شده است.

جدول ۱: کوازارهای مشاهده‌ای ما در رصدخانه OHP

نام RQQ	قدر ظاهری m	زاویه‌ی بعد	میل
J0901+032	18.7	09 01 33	+03 14 12.5
J1212+536	18.4	12 12 21.56	+53 41 28.0
J0201+004	19.5	02 01 37.77	+00 25 35.1
J0317-079	18.8	03 17 12.23	-07 58 50.1

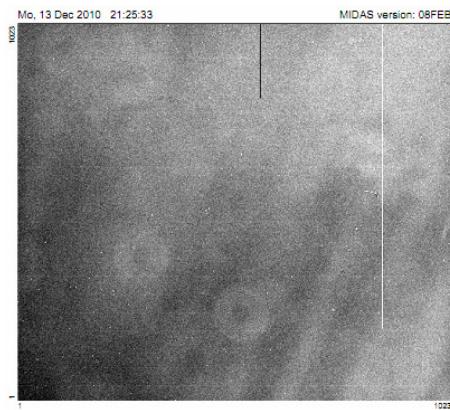
داده کاهی و نتایج

کار داده کاهی در سیتم استاندارد رصدخانه جنوبگان اروپا، MIDAS، انجام شده است. برای داده کاهی پس از بدست آوردن مستربایاس، می‌بایست آن را از تمام فرم‌ها کم کرد. در شکل ۱ مستربایاس مربوط به یکی از شب‌های رصدی آمده است.



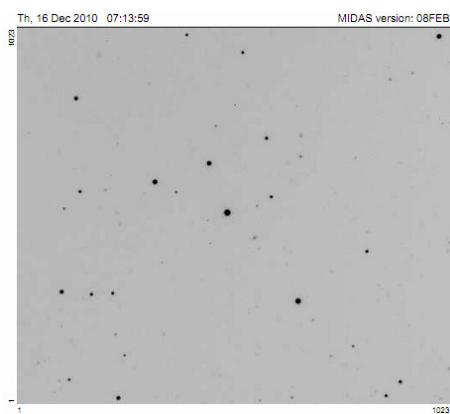
شکل ۱: مستربایاس مربوط به یکی از شب‌های رصدی

به خاطر غیر یکنواخت بودن پاسخ پیکسل‌ها عمل flat field را می‌بایست انجام داده که این عمل با ساختن یک مسترفلت و نهایتاً نرمالیزه کردن آن صورت گرفت. در شکل ۲ نمونه‌ای از این مسترفلت نرمالیزه مربوط به یکی از شب‌های رصدی نشان داده شده است.



شکل ۲: فلت‌فیلد نرمالیزه برای یکنواخت سازی پاسخ پیکسل‌ها

با انجام مراحل بالا، تصویر تمیزی از کوازار حاصل می‌شود که در شکل ۳ نشان داده شده است. لازم به ذکر است که برای افزایش نسبت S/N عمل فیلتر median را بر روی فرم‌های object انجام دادیم که منجر به از بین رفتن اثر تابش‌های کیهانی نیز می‌شود.



شکل ۳: تصویری از کوازار رادیویی آرام 1212+536 از انجام تمامی تصحیحات لازم

برای بررسی تغییرات تابندگی کوازارها، می‌بایست از ستاره‌های مقایسه‌ای موجود در میدان دید تلسکوپ استفاده نمود و قدر دستگاهی برای کوازار و هر یک از ستاره‌های مقایسه‌ای را تعیین کرد تا بتوان در خصوص

وجود یا عدم وجود میکرو تغییرات اظهار نظر نمود که انشاء الله پس از انجام آن در گزارش‌های بعدی به آن خواهیم پرداخت.

مراجع

- [1] M. Jang and H.R. Miller; "The Examination of Optical Microvariability in Radio-quiet and Radio-loud Quasi-stellar Objects"; *ApJ*, 452, 582, 1995.
- [2] H.R. Miller and M. T. Carini; "Detection of microvariability for BL Lacertae objects"; *Natur*, 337, 627, 1989.
- [3] M. T. Carini, J. C. Noble, R. Taylor, and R. Culler; "Optical Microvariability in Radio-Quiet Quasars"; *The Astronomical Journal*, 133, 303–312, 2007.
- [4] Gopal-Krishna and C. S. Stalin1 and R. Sagar and P. J. Wiita; "Clear Evidence For Intranight Optical Variability In Radio-Quiet Quasars"; *The ApJ*, 586, 25–28, 2003.
- [5] M. Jang and H.R. Miller; " The Microvariability of Selected Radio-Quiet and Radio-Loud QSOs"; *AJ*, 114, 565, 1997.
- [6] J.N. Bregman; "Variability of Active Galactic Nuclei"; edited by H. R. Miller, & P. J. Wiita (Cambridge University Press, Cambridge). (1992) 1
- [7] Antonucci et al. ; "The empirical difference between radio-loud and radio-quiet quasars" ; *ApJ*, 353:416, 1990.
- [8] H.R. Miller et al.; "The Radio and Optical Properties of the Z<0.5 BQS Quasars" ; *MNRAS*, 263: 425, 1993.
- [9] K. I. Kellermann et al.; "The radio structure of radio loud and radio quiet quasars in the Palomar Bright Quasar Survey" *AJ*, 108: 1193, 1994.
- [10] P. J. Witt et al.; "Structure and Emission Properties of Accretion Disks", IAU Colloquium No. 129; edited by J. P. Lasota et al. (1991) 557
- [11] P. J. Witt et al.; "Variability of Blazars" edited by E. Valtaoja, & M. Valtonen (Cambridge university Press). (1992) 311
- [12] S. K. Chakrabati and P. J. Wiita; "Spiral shocks in accretion disks as a contributor to variability in active galactic nuclei" *ApJ*, 411, 602, 1993.
- [13] A. V. Mangalam and P. J. Wiita; "Accretion disk models for optical and ultraviolet microvariability in active galactic nuclei" *ApJ*, 406, 420, 1993.

توصیف ترمودینامیکی مدل انرژی تاریک هولوگرافیک جدید برهمکنشی

عبدالحسین خدام محمدی، زینب فلاح آستانه

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه برعالی سینا، همدان

چکیده

در این مقاله، تفسیر ترمودینامیکی مدل انرژی تاریک هولوگرافیک جدید را در جهانی غیرتخت با افق ظاهری، بررسی می‌کنیم. ابتدا حالت غیربرهمکنشی را بین مؤلفه‌های تاریک توصیف می‌کنیم. همچنین در حالت برهمکنشی، تفسیر ترمودینامیکی سیستم، بالایل وجود جمله برهمکنشی و تغییر در تعادل ترمودینامیکی پایدار، تعمیم یافته و درنهایت رابطه پارامتر برهمکنشی در اثر اغتشاش حرارتی و تغییرات شعاع افق ظاهری باست می‌آید.

Thermodynamical description of interacting new holographic dark energy model

A. Khodam-Mohammadi, Z. Fallah-Astaneh[✉]

Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan

Abstract

In this paper, the thermodynamical description of an interacting holographic dark energy in a non-flat universe with apparent horizon are considered. At first we study on non interacting case and then in the case of interaction between dark energy and dark matter, the thermodynamical equilibrium of system is broken due to the thermal fluctuation. At last the interacting term can be calculated in term of model parameters of holographic dark energy and variation of apparent horizon radius.

مقدمه

امروزه اعتقاد براین است که جهان دستخوش انبساط شتابدار است. این موضوع توسط مشاهدات کیهان‌شناختی زیادی از قبیل ساختار بزرگ مقیاس (LLS)، ابرنواخترهای دوردست، تابش زمینه ریزموج کیهانی (CMB) و SDSS، X-ray مورد مطالعه قرار گرفته است [۱]. بر اساس این مشاهدات، تقریباً سه چهارم از جهان، شامل مؤلفه انرژی ناشناخته و

اسرارآمیزی به نام «انرژی تاریک» است و بخش باقیمانده شامل ماده تاریک بی‌فشار و ماده باریونی است. با این وجود، ماهیت انرژی تاریک هنوز مبهم است و فقط ثابت شده است که فشار آن منفی است. در بررسی‌های اخیر نشان داده شده است که هیچ چیز بر ضد برهمکنش متقابل بین دو مؤلفه تاریک وجود ندارد و این دو مؤلفه مهم در جهان، کاملاً مستقل نیستند.^[۲]. در مرجع^[۳]، نشان داده شده است که جفت شدگی بین انرژی تاریک و ماده تاریک، می‌تواند مسئله تطابق را حل کند. یکی از روشهایی که می‌تواند در فهم ماهیت انرژی تاریک و پارامتر برهمکنشی به ما کمک کند، استفاده از خصوصیات ترمودینامیکی است.^[۴]. زیرا ارتباط عمیقی بین ترمودینامیک و نظریه گرانش کوانتمی وجود دارد.^[۵]. یک طرح پیشنهادی برای اثبات ماهیت انرژی تاریک در چارچوب گرانش کوانتمی، مدل «انرژی تاریک هولوگرافیک» (HDE) است که از فرضیه هولوگرافیک سرچشمه گرفته است.^[۶]. این طرح توسط مشاهدات نجومی بسیاری از جمله^[۷] مطالعه و امتحان شده است. همچنین توصیف ترمودینامیکی برهمکنش HDE و ماده تاریک در^[۷] مطالعه شده است. اما، مدل HDE با افق هابل یا افق ذره بعنوان مقیاس طول، قادر به توضیح انساط شتابدار جهان نیست و علیرغم اینکه در مرور افق رویداد، انساط شتابدار جهان را توضیح می‌دهد، اما HDE با افق رویداد، با سن بعضی از اجرام قدیمی، با انتقال به سرخ بالا، سازگار نیست.^[۸]. این مشکلات باعث شد تا Oliveros و Granda^[۹] این قطع IR جدید پیشنهاد دهند که شامل کمیتهای موضعی هابل و مشتق زمانی ثابت هابل است.^[۹]. این مدل newHDE نام دارد و برتری آن، این است که به کمیتهای موضعی وابسته است و از مسئله علیت که بخاطر قطع IR افق رویداد ظاهر می‌شد، دوری می‌کند و همچنین انساط شتابدار را نتیجه می‌دهد.

در این مقاله، ما تفسیر ترمودینامیکی برهمکنش میان newHDE و ماده تاریک در جهانی غیرتخت که توسط افق ظاهري احاطه شده است، را مطالعه می‌کنیم. در مرجع^[۱۰] بیان شد که برای یک جهان شتابدار، افق ظاهري، مرزی فیزیکي از نقطه نظر ترمودینامیکی است و قوانین ترمودینامیکی را ارضاء می‌کند. همچنین قانون دوم ترمودینامیک تعمیم یافته در افق ظاهري صرفنظر از نوع انرژی تاریک در یک جهان فریدمان-روبرتسون-واکر (FRW) برقرار است.^[۴]. در بخش بعد، حالت غیربرهمکنشی را بین مؤلفه‌های تاریک بررسی می‌کنیم. در بخش سوم، تفسیر ترمودینامیکی را با اضافه کردن جمله برهمکنشی، تعمیم می‌دهیم. بخش آخر به نتیجه گیری اختصاص دارد.

تفسیر ترمودینامیکی انرژی تاریک هولوگرافیک جدید غیربرهمکنشی

جهان FRW را که با المان خط زیر توصیف می‌شود در نظر می‌گیریم:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (1)$$

که $a(t)$ ، ضریب مقیاس است و k ، پارامتر انحنا نام دارد و مقادیر آن برای جهان باز، تخت و بسته به ترتیب برابر است با: $1, 0, k=-1$. جهان بسته با انحنای کوچک مثبت $\Omega_k \approx 0.01$ ، با مشاهدات سازگاری دارد [۱۱]. معادله نخست فریدمان برای جهانی با انحنای k برابر است با:

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{3M_p^2} (\rho_m + \rho_D), \quad (2)$$

در رابطه فوق $H = \frac{\dot{a}}{a}$ پارامتر هابل است، ρ_m و ρ_D چگالی انرژی ماده تاریک و انرژی تاریک هستند و M_p جرم کاهش یافته پلانک است.

برای بررسی مدل newHDE، چگالی انرژی آن را که توسط Oliveros و Granda پیشنهاد شد، بکار می‌بریم [۹]

$$\rho_D = 3M_p^2 \left(\alpha H^2 + \beta \dot{H} \right), \quad (3)$$

که در اینجا، α و β ثابت هستند و علامت نقطه، به معنی مشتق نسبت به زمان کیهانی است.

برای بررسی حالت غیربرهمکنشی، جهان FRW انباشته از ماده تاریک و انرژی تاریک را در نظر می‌گیریم که معادلات پیوستگی آنها برابرند با:

$$\dot{\rho}_D + 3H\rho_D(1 + \omega_D^0) = -Q, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = Q, \quad (5)$$

که $\omega_D = p_D/\rho_D$ پارامتر معادله حالت newHDE است و در اینجا $Q=0$ است. در واقع چگالیهای انرژی و ماده تاریک بطور مستقل در معادله پیوستگی صدق می‌کنند. بالا نویس (۰) به معنی عدم حضور برهمکنش و تعادل ترمودینامیکی است. اگر از رابطه (۳)، نسبت به زمان کیهانی مشتق بگیریم، داریم:

$$\dot{\rho}_D = 3M_p^2 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) \quad (6)$$

با جایگذاری رابطه (۶) و (۳)، در معادله (۴)، خواهیم داشت:

$$1 + \omega_D^0 = - \frac{\left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right)}{3H_0 \left(\alpha H_0^2 + \beta \dot{H}_0 \right)} \quad (7)$$

البته توجه به این نکته حائز اهمیت است که طبق [۱۰]، سیستم گرمایی درون افق ظاهری در تعادل ترمودینامیکی با افق، باقی می‌ماند؛ به گونه‌ای که دمای سیستم T ، با دمای مرز یعنی T_h برابر می‌شود. این بیان، در فرضیه تعادل موضعی جای می‌گیرد. اگر شرط $T = T_h$ برقرار نباشد، انرژی بصورت خودبخودی بین افق و شاره، جریان می‌باید که این امر، برخلاف هندسه FRW است.

بنابراین، آنتروپی newHDE در حالت تعادل در رابطه قانون اول ترمودینامیک بصورت زیر صدق می‌کند:

$$TdS_D = dE_D + p_D dV \quad (8)$$

که $V = \frac{4\pi}{3}r_A^3$ حجم محصور بوسیله افق ظاهری است و شعاع افق ظاهری از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۲، ۱۳]:

$$r_A = \frac{1}{\sqrt{H^2 + \frac{k}{a^2}}} \quad (9)$$

انرژی newHDE در کل حجم V ، برابر $E_D = 4\pi M_p^2 \left(\alpha H^2 + \beta \dot{H} \right) r_A^3$ است. اگر از آن دیفرانسیل گیری کنیم، بدست می‌آوریم:

$$dE_D = 4\pi M_p^2 r_A^3 \left(2\alpha H \dot{H} + \beta \ddot{H} \right) dt + 12\pi M_p^2 r_A^2 \left(\alpha H^2 + \beta \dot{H} \right) dr_A \quad (10)$$

دمای افق ظاهری برابر است با $T = \frac{\kappa}{2\pi} = \frac{1}{2\pi r_A}$ و κ ، گرانش سطح افق است [۱۲، ۱۳]. روابط دما و حجم و (۱۰) را در معادله (۸) قرار می‌دهیم:

$$dS_D^0 = \left(1 + \omega_D^0 \right) \left[24\pi^2 M_p^2 (r_A^0)^3 \left(\alpha H_0^2 + \beta \dot{H}_0 \right) dr_A^0 \right] + 8\pi^2 M_p^2 (r_A^0)^4 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) dt \quad (11)$$

که اگر از رابطه (۷) استفاده کنیم، خواهیم داشت:

$$dS_D^0 = 8\pi^2 M_p^2 (r_A^0)^3 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) \left[-\frac{dr_A^0}{H_0} + r_A^0 dt \right] \quad (12)$$

بنابراین، آنتروپی جهان در حالت تعادل ترمودینامیکی پایدار، از رابطه فوق پیروی می‌کند.

تفسیر ترمودینامیکی انرژی تاریک هولوگرافیک بر همکنشی

در این بخش، حالتی را در نظر می‌گیریم که newHDE و ماده تاریک برهمکنش متقابل دارند. بنابراین چگالیهای انرژی، جدا از هم پایسته نیستند، بلکه در معادلات (۴) و (۵) با $Q \neq 0$ صدق می‌کنند.

اگر رابطه (۶) را در معادله (۴) جایگذاری کنیم، بدست می‌آوریم:

$$(1 + \omega_D) = -\frac{\left(2\alpha H \dot{H} + \beta \ddot{H}\right)}{3H\left(\alpha H^2 + \beta \dot{H}\right)} - \frac{Q}{9M_p^2 H\left(\alpha H^2 + \beta \dot{H}\right)} \quad (13)$$

یعنی اگر ماده تاریک و newHDE باهم برهمکنش داشته باشند، در رابطه پارامتر معادله حالت، یک جمله اضافی خواهیم داشت. این اثر را می‌توان بدین صورت تفسیر نمود که در حالت برهمکنشی، سیستم دیگر در تعادل ترمودینامیکی پایدار قرار ندارد، بلکه دارای افت و خیزهای کوچکی حول تعادل گرمایی، می‌باشد [۵]. بنابراین باید به آنتروپی سیستم، یک تصحیح لگاریتمی اضافه کنیم، [۱۵] یعنی $S_D = S_D^0 + S_D^1$. در اینجا نیز قانون اول ترمودینامیک به صورت $TdS_D = dE_D + p_D dV$ خواهد بود. طبق مرجع [۱۴]، تصحیح لگاریتمی برابر است با:

$$S_D^1 = -\frac{1}{2} \ln(CT^2) \quad (14)$$

که $C = T \frac{\partial S_D^0}{\partial T}$ ظرفیت گرمایی در تعادل ترمودینامیکی است. با کمی محاسبات خواهیم داشت:

$$C = \frac{8\pi^2 M_p^2}{H_0} (r_A^0)^4 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) \quad (15)$$

$$S_D^1 = -\frac{1}{2} \ln \left[\frac{2M_p^2}{H_0} (r_A^0)^2 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) \right] \quad (16)$$

اگر روابط مربوط به انرژی، دما و حجم را در حالت برهمکنشی در قانون اول ترمودینامیک قرار دهیم:

$$dS_D = (1 + \omega_D) \left(24\pi^2 M_p^2 r_A^3 \left(\alpha H^2 + \beta \dot{H} \right) dr_A + 8\pi^2 M_p^2 r_A^4 \left(2\alpha H \dot{H} + \beta \ddot{H} \right) dt \right) \quad (17)$$

و در نتیجه خواهیم داشت:

$$(1 + \omega_D) = \frac{1}{24\pi^2 M_p^2 r_A^3 \left(\alpha H^2 + \beta \dot{H} \right)} \left(\frac{dS_D}{dr_A} \right) - \frac{r_A}{3} \frac{\left(2\alpha H \dot{H} + \beta \ddot{H} \right)}{\left(\alpha H^2 + \beta \dot{H} \right)} \frac{dt}{dr_A} \quad (18)$$

حال با استفاده از این واقعیت که $\frac{dS_D}{dr_A} = \frac{dS_D^0}{dr_A} + \frac{dS_D^1}{dr_A}$ و روابط (۱۲) و (۱۴) داریم:

$$\frac{dS_D^0}{dr_A} = \frac{dS_D^0}{dr_A^0} \frac{dr_A^0}{dr_A} = -\frac{8\pi^2 M^2}{H_0} (r_A^0)^3 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) \frac{dr_A^0}{dr_A}, \quad \text{و} \quad \frac{dS_D^1}{dr_A} = \frac{dS_D^1}{dr_A^0} \frac{dr_A^0}{dr_A} = -\frac{1}{r_A} \frac{dr_A^0}{dr_A} \quad (19)$$

با جایگذاری (۱۹) و (۲۰) در معادله (۱۸)، عبارتی برای ω_D ، توسط محاسبات ترمودینامیکی بدست می‌آید. حال اگر این معادله را با معادله (۱۳) که از طریق ملاحظات کیهانشناختی بدست آمد مقایسه کنیم، درخواهیم یافت:

$$\frac{Q}{3M_p^2 H} = \left(2\alpha H \dot{H} + \alpha \beta \ddot{H} \right) \left(r_A \frac{dt}{dr_A} - \frac{1}{H} \right) + \left(\frac{1}{H_0} \left(\frac{r_A^0}{r_A} \right)^3 \left(2\alpha H_0 \dot{H}_0 + \beta \ddot{H}_0 \right) + \frac{1}{8\pi^2 M_p^2 r_A^0 r_A^3} \right) \frac{dr_A^0}{dr_A} \quad (21)$$

که در این رابطه پارامتر برهمکنش Q در اثر اغتشاش حرارتی، برحسب پارامترهای مدل و تغییرات شعاع افق ظاهري بدست آمده است.

نتیجه گیری

در این مقاله با توجه به مشاهدات کیهانشناختی مختلف مبنی بر شتابدار بودن ابیساط جهان و همچنین نتایجی که نشان می‌دهند دو مؤلفه تاریک جهان، مستقل از هم نیستند، برای برهمکنش بین مدل newHDE و ماده تاریک، در جهانی غیرتحت درون افق ظاهري، تفسیری ترمودینامیکی ارائه دادیم. زیرا افق ظاهري، مرزی فیزیکی از نقطه نظر ترمودینامیکی است و قوانین ترمودینامیک را ارضاء می‌کند. در این مقاله، فرض براین است که مؤلفه های تاریک در غیاب برهمکنش در تعادل جداگانه قرار دارند. با حضور برهمکنش، تعادل ترمودینامیکی بهم می‌خورد. این اثر را بالاضافه کردن تصحیح لگاریتمی به آنتروپی، نشان دادیم و رابطه‌ای برای جمله جفت شدگی، متناسب با افت و خیز گرمایی بدست آوردیم.

مرجع‌ها

- [1] S. Perlmutter et al.[Supernova Cosmology Project Collaboratin], *Astrophys. J.* **517**, (1999) 565.
- [2] B. Wang, Y. Gong and E. Abdalla, *Phys. Lett. B* **624** (2005) 141.
- [3] D. Pavon, W. Zimdahl, *Phys. Lett. B* **628** (2005) 206.
- [4] A. Sheykhi, *Class. Quantum Grav.* **27**,(2010) 025007
- [5] M. R. Setare, arXiv:0902.4088v1.
- [6] G. t Hooft, arXiv:gr-qc/9310026.
- [7] A. Cohen, D. Kaplan, A. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 4971.
- [8] H. Wei, S. N. Zhang, *Phys. Rev. D* **76**, (2007) 063003.
- [9] L. N. Granda, A. Oliveros, *Phys. Lett. B* **669** (2008) 275.
- [10] J. Zhou, B. Wang, Y. Gong, E. Abdalla, *Phys. Lett. B* **86** (2007) 652.

- [11] D. N. Spergel, *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175.
- [12] K. Karami, M. Jamil, N. Sahraei, *Phys. Scr.* **82** (2010) 045901.
- [13] R. Li, J. R. Ren, D. F. Shi, *Phys. Lett. B* **670** (2009) 446-448.
- [14] S. Das, P. Majumdar, R. K. Bhaduri, *Class. Quantum Grav.* **19** (2002) 2355.

شبیه سازی مدل بهمنی از انرژی شراره های خورشیدی

ابوالفضل دین محمدی^{۱و۲}، حسین صفری^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

^۲سازمان آموزش و پرورش شهرستان خلابنده، زنجان

چکیده

مدل بهمنی انرژی شراره های خورشیدی با تکیه بر باز اتصالی و بازآرایی خطوط میدان مغناطیسی تاج خورشید مرور و شبیه سازی می گردد. این مدل بهمنی در مباحث فیزیک آماری، از پدیده های خود سازمان ده بحرانی تبعیت می کند. ایده اساسی دلالت بر آزاد سازی انرژی باز اتصال میدان مغناطیسی های کوچک مقیاس یا بهمنی از انرژی می باشد. ریشه ای چنین بهمنی ناشی از حرکت های تصادفی تقاطع اتصال تاج به شید سپهر بوده و باز اتصال خطوط میدان را ناشی می شود. در این مقاله بر طبق نظریه یاد شده که به نظریه پارکر معروف می باشد شبیه سازی بهمنی انرژی شبکه مغناطیسی انجام می شود.

Simulation of avalanche model of solar flares energy

A.Dinmohmmadi, H.Safari

Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran

Abstract

Avalanche model of solar flares energy revisal and simulates using reconnection and rearrangement of the magnetic field lines of solar corona. This avalanche model obey the self-organized criticality phenomena in statistic physics discussions. The essential idea signify the energy release of small scale magnetic reconnection or avalanche of energy. The origin of such avalanche is due to random motions of foot points of photosphere which caused the reconnection of magnetic field line. In this paper according to mentioned theory called parker theory, the simulated of avalanche energy of magnetic network will be done.

مقدمه

شارههای خورشیدی یکی از جالبترین و جذاب ترین پدیده‌ها در خورشید می‌باشد. شراره‌ها به طور ناگهانی اتفاق می‌افتدند و انرژی زیادی را در مدت کوتاهی ۱۰۰۰ تا ۱۰۰ ثانیه منتشر می‌کنند. شراره‌ها در اندازه‌ها، شکل‌ها و مقیاسهای زمانی متناوب ظاهر می‌شوند و گستره‌ی وسیعی از گسیلهای الکترومغناطیسی و ذرات را منتشر می‌سازند و دمای آنها از ۱۰۰۰ درجه به چندین میلیون درجه کلوین می‌رسد.

شارههای خورشیدی

منشا شراره‌های خورشیدی باز اتصالی خطوط میدان مغناطیسی سطح خورشید می‌باشد. و برای بررسی و شبیه‌سازی آن از مدل تپه‌شنی که توسط بک و همکارانش در سال ۱۹۸۷، ۱۹۸۸ منتشر شده است، استفاده می‌کنیم. به این منظور یک پارامتر بحرانی برای آن تعریف کرده و شبکه را شبیه‌سازی می‌کنیم. در مدل تپه‌شنی دانه‌های شن را بطور تصادفی می‌ریزیم تا زمانی که به یک شبب بحرانی برسیم. افزودن شن حتی یک دانه باعث وقوع بهمن خواهد شد. زمان نزدیک شدن سیستم به وقوع بهمن را حالت خود سازمان ده بحرانی می‌نامند.

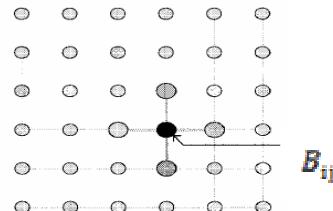
در مدل تپه‌شنی پارامتر بحرانی شبب می‌باشد که اگر شبب در نقطه‌ای از یک مقدار بحرانی بیشتر شود بهمن رخ خواهد داد. در مورد شراره‌های خورشیدی با فرض اینکه میدان‌های مغناطیسی تاج خورشید شبب تپه‌شن باشند پیچ و تاب خوردن خطوط میدان مغناطیسی که توسط حرکت‌های تصادفی نقاط اتصال تاج به شبب سپهر ایجاد می‌شود نقش دانه‌های شن را دارند.

طبق نظریه پارکر زمانی که زاویه ناپیوستگی خطوط میدان مغناطیسی θ بین بین بردارهای میدان مغناطیسی در طرف‌های مخالف صفحات جریان کمتر از زاویه بحرانی θ_c باشد باز اتصالی مغناطیسی بطور آهسته پیش می‌رود و هنگامی که $\theta_c < \theta$ باز اتصالی بصورت انفعاری اتفاق می‌افتد و سریعاً کاهش یافته و انرژی آزاد می‌شود. (همانند سر خوردن دانه‌های شن در مدل تپه‌شنی). بهمن‌های ناشی از باز اتصالی را شراره‌های خورشیدی تعریف می‌کنند.

برای شبب سازی مدل بهمنی انرژی شراره‌های خورشید یک شبکه دو بعدی ساده در نظر می‌گیریم و نحوه‌ی باز اتصالی و باز آرایی میدان‌های مغناطیسی را بیان می‌کنیم.

مدل شبکه‌ای

با توجه به شکل (۱) یک شبکه دو بعدی در نظر می‌گیریم و به هر کدام از سلول‌ها یک مقدار B_{ij} نسبت می‌دهیم که نشان دهنده متوسط میدان در آن سلول است. شاخص α موقعیت فضایی سلول را مشخص می‌کند. مقدار متوسط میدان مغناطیسی B و انرژی کل E شبکه از رابطه (۱) و (۲) بدست می‌آید.



شکل ۱:

$$\langle B \rangle = \frac{1}{D^2} \sum_{ij} B_{ij} \quad (1)$$

$$\epsilon_i = \sum_{ij} B_{ij}^2 \quad (2)$$

حالت بحرانی

این شبکه شبیه سازی شده بطور خود کار تمام سلول ها را برای رسیدن به حالت بحرانی تست می کند. پارامتر بحرانی در این شبکه Z_c می باشد. (همانند شبیه در مدل تپه شنی). و برای هر سلول مقدار ΔB_{ij} را از رابطه (۳) محاسبه کرده و با مقایسه می کند.

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - \frac{1}{4} \sum_{i\pm 1, j\pm 1} B_{i\pm 1, j\pm 1} \quad (3)$$

مقدار میدان مغناطیسی در سلول ij , B_{ij} نزدیکترین همسایه های B_{ij} و $B_{i\pm 1, j\pm 1}$ میزان اختلاف میدان مغناطیسی سلول ij با نزدیکترین نقاط همسایگی است.

با مقدار بحرانی Z_c مقایسه شده و اگر $|\Delta B_{ij}| > Z_c$ شود آن سلول در حالت بحرانی قرار گرفته و برای تعديل ΔB_{ij} حالت بحرانی، میدان مغناطیسی سلول i,j طبق رابطه (۴) باز آرایی شده و به نقاط همسایگی سلول i,j ، مقدار $\frac{1}{5}Z_c$ افزوده می‌گردد، رابطه (۵). این مرحله همان مرحله وقوع بهمن و آزاد سازی انرژی می‌باشد.

$$B_{ij} \rightarrow B_{ij} - \frac{4}{5}Z_c \quad (4)$$

$$B_{i\pm 1,j\pm 1} \rightarrow B_{i\pm 1,j\pm 1} + \frac{1}{5}Z_c \quad (5)$$

آزاد سازی انرژی

با وقوع بهمن و باز آرایی مجدد شبکه مقدار انرژی آزاد شده در این فرایند از رابطه (۶) بدست می‌آید.

$$e_r = \frac{4}{5} \left(\frac{|\Delta B|}{Z_c} - 1 \right) Z_c^2 \quad (6)$$

و مقدار کل انرژی آزاد شده ϵ_i برابر است با:

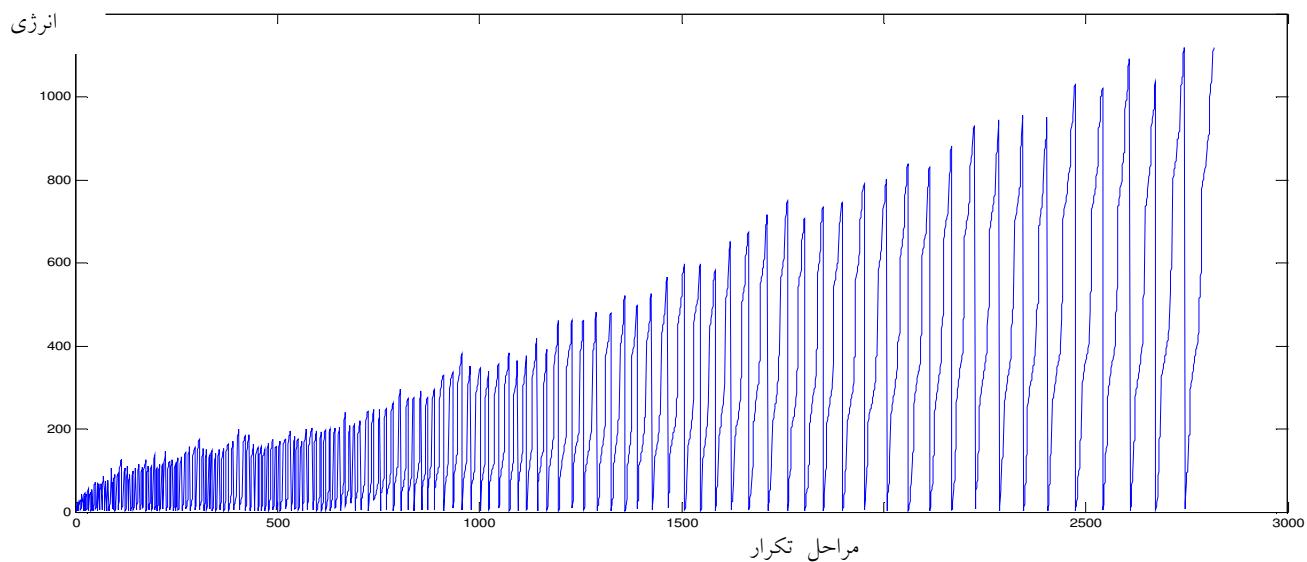
$$\epsilon_i = \sum e_r \quad (7)$$

حال برای تداوم پروسه برای حالتی که $|\Delta B_{ij}| < Z_c$ باشد. سیستم به طور تصادفی یک سلول B_{lk} از شبکه را انتخاب کرده و مقدار تصادفی δB که $\sigma_1 < \sigma_2 < \delta B$ می‌باشد به مقدار میدان مغناطیسی آن سلول می‌افزاید.(رابطه (۸)) و شبکه دوباره تست می‌شود.

$$B_{lk} \rightarrow B_{lk} + \delta B \quad (8)$$

اجرای برنامه شبیه سازی

این کد شبیه سازی برای یک شبکه $N^2 = 20^2 = 400$ با ۲۸۱۷ بار تکرار و پارامترهای $\sigma_1 = -1$, $\sigma_2 = 1$, $Z_e = 2$ و $e = 0$ یعنی مقدار اولیه میدان مغناطیسی هر سلول و انرژی اولیه شبکه برابر صفر باشد. در شکل (۲) انرژی آزاد شده بر حسب مراحل تکرار نمایش داده شده است. همانگونه که دیده می شود پس از تعدادی تکرار، انرژی زیادی آزاد می شود که به صورت بهمنی می باشد.



شکل ۲: نمودار انرژی آزاد شده بر حسب مراحل تکرار

مرجع‌ها

- [1] E. T. Lu, R. J. Hamilton; “*Avalanches and the distribution of solar flares*”; The Astrophysical journal **380**: (1991) L89-L92
- [2] K. Galsgaard; “*Investigation of numerical avalanches in 3D vector field*”; A&A. 315, (1996) 312-318
- [3] P. Chabonneau, S. W. McIntosh, H. Liu and T. J. Bogdan; “*Avalanche models for solar flares*”; Solar Physics **203**: (2001) 321-353

سطح مقطع اندرکنش پرتوهای کیهانی با اتمسفر زمین و مطالعه‌ی وابستگی آن با جرم و انرژی پرتو اولیه

گوهر رستگار زاده، سمانه ارباب

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان

چکیده

در کار حاضر سطح مقطع اندرکنش هادرونی پرتوهای کیهانی با اتمسفر زمین در محدوده‌ی انرژی $eV = 10^{14} - 10^{20}$ برای اولیه‌های پروتون و چهار مدل اندرکنشی **QGSJETII**, **NEXUS**, **DPMJET**, **SIBYLL** محاسبه شده است و وابستگی آن به جرم و انرژی پرتو اولیه بررسی شده است.

Energy and mass dependence of Cosmic ray hadronic Cross sections

G. Rastegarzadeh, S. Arbab

Physics department, Semnan University

Abstract

Using distributions of first interaction point in $10^{14} - 10^{20} eV$ range ,we have calculated hadronic cross sections for P-Air interaction for different hadronic interaction models: QGSJETII ,SIBYLL, NEXUS and DPMJET. Also energy and mass dependence of these cross sections are investigated.

مقدمه

امروزه پرتوهای کیهانی و داده‌های مربوط به آنها در پژوهش‌های مربوط به نجوم و اخترفیزیک کاربرد وسیعی پیدا کرده است و اخیراً شاخه‌ای از نجوم به نام نجوم پرتوهای کیهانی ابداع شده است [۱]. به همین دلیل شناخت مشخصه‌های شار انرژی و جرم این پرتوها و همچنین چگونگی اندرکنش آنها با اتمسفر زمین از اهمیت زیادی برخوردار است.

پرتوهای کیهانی در عبور از اتمسفر و در اثر اندرکنش با آن بهمنهای های هوایی یا آبشاری از ذرات ثانویه بوجود می‌آورند. یک بهمن هوایی از برهم نهی دو آبشار مختلف هادرونی و الکترومغناطیسی تشکیل می‌شود. این آبشار حاصل تعداد

زیادی از برخوردهای پرتو اولیه با هسته های نیتروژن و اکسیژن اتمسفر است. در هر یک از این برخوردها تعداد زیادی ذره بوجود می آید. حتی آبشار الکترومغناطیسی محصول آبشار هادرone است، زیرا شروع آن از واکنش $\text{N}_2 \rightarrow \text{N}$ میباشد.

واضح است که سازوکار تشکیل و گسترش یک بهمن هوایی تابع اندرکنش های هادرone مختلف مانند اندرکنش هسته- هسته (N-N), پایون-نوکلئون (N-p) و ... میباشد. جهت فرمول بندی این اندرکنش ها دانستن سطح مقطع آنها از اهمیت زیادی برخوردار است. سطح مقطع برخورد یک ذره با هدف محل متوسطی را که اندرکنش رخ میدهد را مشخص میکند. پس سطح مقطع یکی از عواملی است که نرخ و چگونگی گسترش بهمن را تعیین میکند. در این میان سطح مقطع اندرکنش نوکلئون ها با هوا در مطالعه i پرتوهای کیهانی از اهمیت زیادی برخوردار است. از طرفی دانستن وابستگی سطح مقطع با انرژی نیز دارای اهمیت است زیرا ما با پرتوهای کیهانی تا انرژی های 10^{11} GeV سروکار داریم. این محدوده دور از دسترس شتا بدنه های معمولی و حتی LHC است. اگر بتوان از روی کمیات مشاهده پذیر در بهمن های هوایی سطح مقطع ها در انرژی های دور از دسترس را محاسبه کرد. میتوان به تصحیح مدل های اندرکنش هادرone انرژی های بالا اقدام کرد. در کار حاضر به محاسبه i سطح مقطع اندرکنش پرتوهای اولیه پروتون در انرژی های مختلف می پردازیم و رابطه i آن با بعضی مشاهده پذیرها را بررسی می کنیم.

سطح مقطع اندرکنش پروتون با هوا $\sigma_{\text{p-air}}$

سطح مقطع معمولاً در واحد cm^2 [b] یا بارن b میشود ($b = 10^{-24} \text{ cm}^2$) و معمولاً متناسب با معکوس متوسط میانگین پویش آزاد λ است یعنی :

$$\sigma_{\text{p-air}} = \frac{\langle m_{\text{air}} \rangle}{\lambda_{\text{p-air}}} \quad (1)$$

واضح است که هر چه میانگین پویش آزاد یک هادرone در جو بیشتر باشد هادرone سطح مقطع اندرکنش کمتری خواهد داشت و بالعکس. پس اگر بتوانیم λ را بدست بیاوریم با استفاده از رابطه i (1) میتوان σ را بدست آورد.

اما میانگین پویش آزاد λ محل اولین نقطه i برهم کنش هادرone را مشخص میکند. هر چه میانگین پویش آزاد ذره بیشتر باشد اولین نقطه برهم کنش هادرone (x_1) در فاصله i پائین تری نسبت به بالای جو واقع میشود یعنی احتمال اندرکنش در فواصل پائین تر بیشتر میشود. معمولاً λ و x_1 با واحد gr/cm^3 سنتجیده میشوند و همانطور که قبلاً بیان شد نسبت به بالای اتمسفر اندازه گیری میشوند.

اولین نقطه i بر هم کنش پروتون با هوا (x_1) بصورت زیر با میانگین پویش آزاد λ مربوط میشود.

$$\frac{dp}{dx_1} = \frac{1}{\lambda_{p-air}} e^{-x_1/\lambda_{p-air}} \quad (2)$$

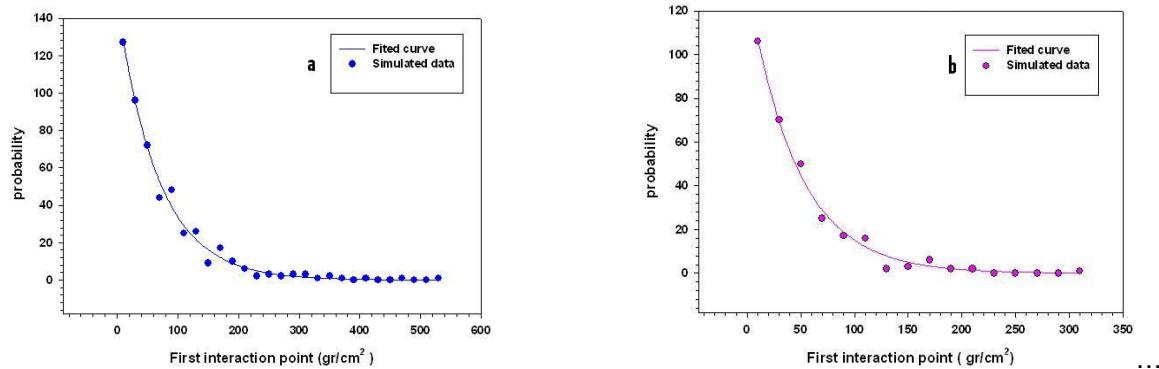
که در آن dp احتمال وقوع اولین نقطه‌ی بر همکنش در فاصله‌ی dx_1 است.

برای محاسبه‌ی λ_{p-air} ، تعداد ۳۰۰ بهمن هوایی در انرژی‌های eV $10^{10} - 10^{14}$ برای اولیه پروتون، آهن و اکسیژن و مدل‌های اندرکنش هادرونی QGSJETII، DPMJET، NEXUS و SIBYLL شیوه سازی شد. برای هر اولیه و هر مدل اندرکنش هادرونی، توزیع اولین نقاط بر همکنش (x_1) برای ۳۰۰ بهمن هوایی بدست آمد. شکل (a-b) این توزیع‌ها را برای پروتون در انرژی‌های eV 10^{14} و 10^{18} و مدل II QGSJET نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود برآذش خوبی با منحنی $y = Ae^{-bx}$ وجود دارد با محاسبه‌ی ضریب b از برآذش λ مربوطه برای هر توزیع بدست می‌آید. از طرفی $m_p = 24160 \text{ mb gr cm}^{-2}$ [۲] . به این ترتیب با استفاده از رابطه‌ی (۱)، σ_{p-air} برای اولیه‌ی پروتون محاسبه می‌شود.

وابستگی سطح مقطع به انرژی اولیه

شکل‌های (a-b) ۲ وابستگی σ به انرژی اولیه را در دو مقیاس انرژی نشان می‌دهد. همانطور که در شکل ۲a مشاهده می‌شود بطور کلی با افزایش انرژی سطح مقطع اندرکنش زیاد می‌شود. همانطور که قبلاً اشاره شد نوع بستگی سطح مقطع با انرژی و مدل‌های اندرکنشی از اهمیت زیادی در تحلیل بهمن‌های هوایی برخوردار است. از اواسط قرن پیش اندازه‌گیری این سطح مقطع‌ها شروع شد و در انرژی‌های پائین $1-100 \text{ TeV}$ رابطه‌ی زیر برای آن بدست آمد [۳].

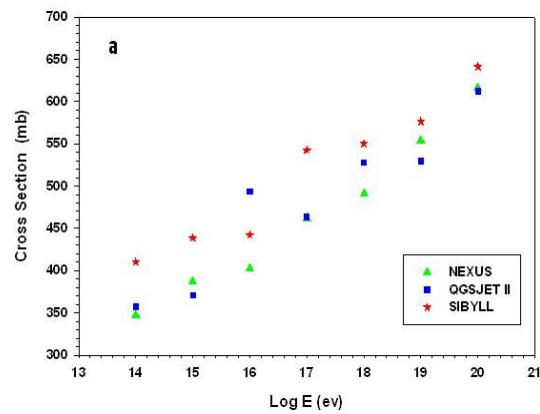
$$\sigma_{p-air}(E) = 267 + 10.1 \ln \frac{E}{200} \text{ mb} \quad (3)$$

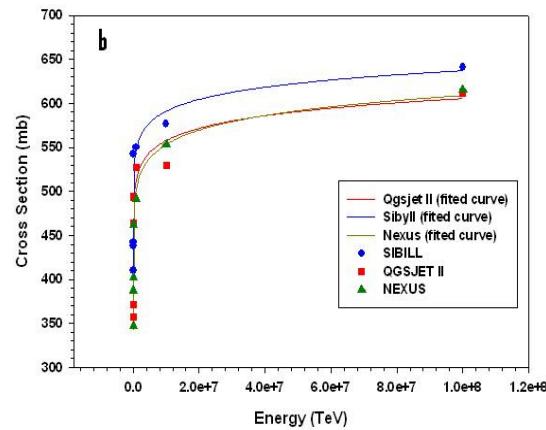


شکل ۱: توزیع اولین نقطه برهم کنش پرتوان ها با انرژی 10^{14} eV (a) و 2TeV (b) با مدل اندرکنش هادرونی QGSJETII

برای بدست آوردن رابطه سطح مقطع با انرژی در انرژی های بالا در شکل 2b از مقیاس TeV در انرژی استفاده کرده ایم تا نتایج حاصل قابل مقایسه با نتایج آرایه **Akeno** باشد. ملاحظه می شود که داده ها در این مقیاس بخوبی با منحنی $y = ax^b$ برازش می شود.

پارامتر های برازش در جدول ۱ آمده است و توافق خوبی با داده های آرایه **Akeno** $\sigma = 290 \text{ E}^{0.06}$ دارد [۳].





شکل ۲: منحنی سطح مقطع اندرکنش هادرونی بر حسب انرژی برای پروتون و سه مدل اندرکنش هادرونی NEXUS, SIBYLL و QGSJETII.

a (در مقیاس لگاریتم انرژی بر حسب eV) و b (مقیاس خطی انرژی بر حسب TeV) .

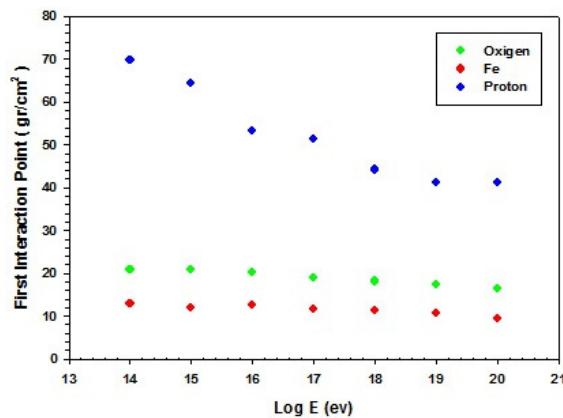
در شکل b تفاوت کمی بین مدل های NEXUS و QGSJET II و تفاوت بیشتری بین این دو مدل و مدل SIBYLL مشاهده می شود .

جدول ۱. پارامتر های مربوط به برآورد منحنی سطح مقطع بر حسب انرژی

Models	a	b
SIBYLL	۵۲/۳۴۹	۰/۰۳۳
QGSJET II	۲۶/۳۱۳	۰/۰۳۶
NEXUS	۲۱/۲۸۳	۰/۰۴۲

تأثیر سطح مقطع در محل عمق بیشینه بهمن هوایی

اما کدام مشاهده پذیر در بهمن هوایی قادر به اندازه گیری این سطح مقطع ها میباشد؟ واضح است که محل X_{max} به محل اولین نقطه بر هم کنش وابسته است هر چه اولین نقطه بر هم کنش در فواصل پائین تر اتفاق بیفتد X_{max} نیز در نقاط پائین تری نسبت به بالای اتمسفر واقع میشود از طرفی میانگین اولین نقطه بر هم کنش به میانگین پویش آزاد و در نتیجه سطح مقطع بستگی دارد. شکل ۳ منحنی اولین نقطه بر هم کنش بر حسب انرژی را برای سه اولیه اکسیژن، آهن و پروتون نشان می دهد. همانطور که مشاهده میشود با افزایش جرم اولین نقطه بر هم کنش کم میشود در نتیجه X_{max} در نقاط بالاتر تشکیل میشود که با اطلاعات قبلی ما در مورد اینکه با افزایش جرم X_{max} کم میشود مطابقت دارد. از طرفی با افزایش انرژی اولین نقطه بر هم کنش در ارتفاعات بالاتر (کم عمق تر) صورت میگیرد که این نتیجه زیاد شدن سطح مقطع و کم شدن میانگین پویش آزاد است. چون X_{max} یک مشاهده پذیر است که مستقیماً قابل اندازه گیری است با این روش میتوان سطح مقطع ها را بدست آورد.



شکل ۳: منحنی اولین نقطه بر هم کنش بر حسب انرژی را برای سه اولیه اکسیژن، آهن و پروتون

نتیجه گیری

ما نشان داده ایم سطح مقطع اندرکنش هادرونی اولیه های مختلف پرتو کیهانی را میتوان با استفاده از توزیع اولین نقطه بر هم کنش در بهمن هوایی بدست آورد. نشان داده ایم این سطح مقطع با افزایش انرژی زیاد میشود و با افزایش جرم اولیه نیز زیاد میشود.

مرجع ها



-
- [1] P Sommers and S Westerhoff. 2009 *New J. Phys.* **11** 055004
 - [2] R Ulrich1, J Blümer, R Engel, F Schüssler and M Unger. *New Journal of Physics* **11** (2009) 065018
 - [3] P.k.f.Grider "Extensive Air Showers", vol 1., Springer (2010) 84

بررسی علل کاهش دما در سطح پس از کن tact^{۱۴} سوم در گرفت های کلی خورشید^{۱۵}

غلامحسین رستگار نسب^۱, منصوره بنازاده^۲

کارشناس مسئول پژوهش سرای دانش آموزی محمد بن زکریای رازی آموزش و پرورش ناحیه یک ری- اداره کل آموزش و پرورش شهرستانهای استان تهران

مرتب آموزش نجوم و همکار در پژوهش

چکیده

در این مقاله، تغییرات دما در گرفت های کلی خورشیدی مورد اندازه گیری قرار گرفت. هنگام خورشید گرفتگی ارسال انرژی از سمت خورشید به زمین قطع می شود و بنا براین در منطقه ی گرفت، کاهش دما اتفاق می افتد. انتظار می رود پس از کن tact سوم که خورشید از پشت ماه خارج می شود و انرژی آن به زمین می رسد، کاهش دما متوقف شده و دمای محیط افزایش یابد. اندازه های ثبت شده مربوط به تغییرات دما در گرفت های مختلف نشان می دهد که حدود ۷ دقیقه پس از کن tact سوم همچنان کاهش دما ادامه دارد و سپس افزایش دما رویت می شود. بررسی عوامل مختلف نشان می دهد که مهمترین عامل، تفاضل انرژی دریافتی از خورشید و انرژی تابشی زمین است.

Casual scrutiny of surface temperature decrease after third-contact in Total Solar Eclipse

G. Rasternasab¹, M. Banazade²

¹Head of Zakaria Razi Student Research Center-Tehran Suburb Educational Organization-Rey City
Educational Administration

²Researcher in project

Abstract

In this article, temperature changes in solar eclipses were investigated. During solar eclipse, the earth does not receive energy from the sun and therefore, temperature decrease accrued in eclipse zone. Usually, expected to stop the temperature decrease after third-contact, because after it, the earth can receive energy from the sun. However, current scientific measurements demonstrated that temperature decrease continues about 8 minutes after the 3rd contact. Scrutinizes of different factors shows that the most important reason refers to energy imbalance between input and radiation energy.

مقدمه

در گرفت کلی خورشید تغییر در روشنایی و دما مشاهده می شود که این تغییر شبیه انتقال از روز به شب نیست زیرا در طول تغییرات روزانه زاویه ارتفاع خورشید بزرگ و آهسته است ولی در طول گرفت کلی خورشید که خورشید در پشت ماه پنهان می شود، زاویه و ارتفاع خورشید تغییر نمی کند و تاریک و روشن شدن و کاهش دما زود اتفاق می افتد. والتر

Contact^{۱۴}

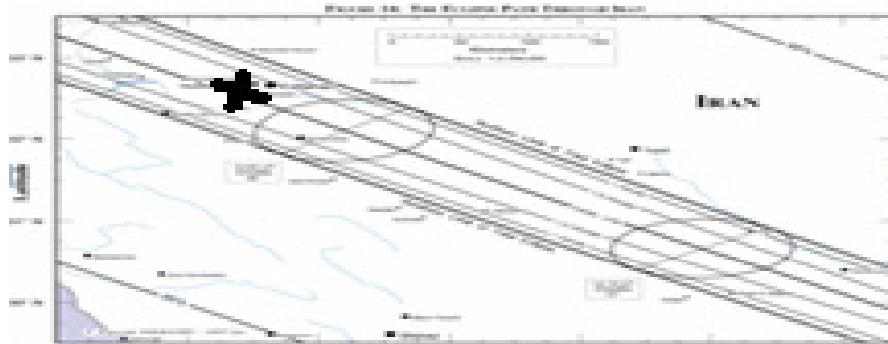
^{۱۵} خورشید در پشت ماه کاملا پنهان شده و برای دقایقی ستارگان و سیارات قابل رویت می شوند.

فرناندز(۱) کاهش دما را در گرفت کلی ۱۱ جولای ۱۹۹۱ در ۹ منطقه اندازه گیری کرد. او کاهش دما را از ۳/۵ تا ۸/۵ درجه و طول زمان کاهش را از ۱۰ تا ۳۰ دقیقه ثبت کرد. در ثبت این گرفتها به زمان پایین‌ترین دما و دلایل این کاهش اشاره نشده است. گیاهی یزدی(۲) کاهش دما را تا ۳ درجه نوشته است. در این پژوهش کاهش دما از هنگام گرفت کلی هر یک دقیقه یک بار ثبت شده است و تا پایین ترین دما بعد از کنتاکت سوم ادامه داشته است. مشاهده‌ی اتفاقی این پدیده در اولین ثبت، سبب شد تا پژوهش گران این مسئله را در گرفت‌های دیگر خورشید مطالعه کنند.

مکانها و تاریخ اندازه گیری دما در گرفت خورشید

اولین مکان ثبت تغییرات دمایی در سال ۱۳۷۸ سایت رصدی تربیت معلم شهید آیت شهر نجف آباد اصفهان است. دومین ثبت در سال ۱۳۸۵ در روستای کمر که در کناره‌ی دریای مدیترانه و نزدیک شهر آنتالیای ترکیه است صورت پذیرفت. سومین و چهارمین ثبت به ترتیب در سالهای ۱۳۸۷ و ۱۳۸۸ در کشور چین و در شهر‌های تانگ چوان و تانگلینگ انجام شد. تصویر ۱ نقشه جغرافیایی شهر نجف آباد اصفهان که مورد اندازه گیری واقع شد و از سایت ناسا^{۱۶} گرفته شده است، در زیر مشاهده می‌شود.

تصویر ۱: نقشه جغرافیایی سایت رصدی شهر نجف آباد اصفهان



اطلاعات اندازه گیری زمان

گرفت کلی اصفهان(۳) که در ۲۰ مرداد ۱۳۷۸ به وقوع پیوست در ساعت ۱۵:۱۴ دقیقه شروع در ساعت ۱۷:۴۳ دقیقه پایان یافت. اطلاعات مربوط به طول و عرض جغرافیایی این مکان و دیگر مکانهای گرفت در جدول شماره ۱ آمده است. گرفت دوم(۴) در نزدیکی آنتالیا ساعت ۱۲:۳۷ به وقت محلی شروع شد. به دلیل ابری شدن هوا در زمان گرفت خورشید، تعیین زمان پایان آن امکان پذیر نبود. سومین خورشید گرفتگی(۵) که در شهر تانگ چوان چین اتفاق افتاده بود، در ساعت

Espenak, and Anderson, J. Total Solar Eclipse of 1999 August 11, NASA Refrence publ¹⁶

۱۸:۲۹ به وقت محلی شروع شد. همانطور که در جدول ۱ مشخص شده است تماس چهارم این گرفت ثبت نشده است و علت آن غروب خورشید قبل از کن tact چهارم بود. شهر تانگلینگ چین چهارمین^(۶) مکان ثبت اندازه گیری های دما است. خورشید گرفتگی در ساعت ۸:۱۸ به وقت محلی شروع شد و در ساعت ۱۰:۵۳ پایان یافت. در گرفت های اول و چهارم طول مدت گرفت مشخص است.

کن tactها

وقتی ماه و خورشید از روی زمین در یک راستا قرار می گیرند، آنها در حال برخورد با یکدیگر مشاهده می شوند به این برخورد اصطلاحاً کن tact کن tact می شود. هنگامی که ماه به سمت خورشید می رود و با آن مماس می شود کن tact اول نامیده می شود. کن tact دوم زمانی روی می دهد که ماه روی خورشید را می پوشاند و از یک طرف مماس می شود. هنگامی که ماه بر روی خورشید حرکت می کند و از طرف دیگر مماس می شود کن tact سوم گفته می شود. زمان شروع هر کن tact در جدول ۱ مشخص شده است.

جدول ۱: اطلاعات مربوط به مکان های اندازه گیری زمان شروع کن tact ها در گرفت های خورشیدی

تانگلینگ E=117:49 N=30:56 ۵۷۸		تانگ چوان E=109:01 N=35:01 ۲۴۰۱		آنتالیا E=30:34 N=36:40 ۳۰		اصفهان E=45:26 N=35:25 ۱۵۹۰		شهر طول و عرض جغرافیایی ارتفاع
ساعت جهانی	ساعت محلی	ساعت جهانی	ساعت محلی	ساعت جهانی	ساعت محلی	ساعت جهانی	ساعت محلی	کن tact زمان
۰۰:۱۸:۴۵	۰۸:۱۸:۴۵	۱۰:۲۶	۱۸:۲۶	۰۹:۳۷	۱۲:۳۷	۱۱:۴۴:۲۲	۱۵:۱۴:۲۲	اول
۰۱:۲۹:۴۵	۰۹:۲۹:۴۵	۱۱:۱۸:۲۰	۱۹:۱۸:۲۰	۱۰:۵۴:۵۵	۱۳:۵۴:۵۵	۱۳:۰۲:۲۱	۱۶:۳۲:۲۱	دوم
۰۱:۳۵:۲۵	۰۹:۳۵:۲۶	۱۱:۱۹:۵۵	۱۹:۱۹:۵۵	۱۰:۵۷:۳۵	۱۳:۵۷:۳۵	۱۳:۰۴:۰۹	۱۶:۳۴:۰۹	سوم
۰۲:۵۳:۴۲	۱۰:۰۳:۴۵	-----	-----	-----	-----	۱۴:۱۳:۰۵	۱۷:۴۳:۰۵	چهارم

ابزارهای اندازه گیری

ابزارهای اندازه گیری که برای ثبت تغییرات دما در این پژوهش استفاده شدند عبارت از: دما سنج های الکلی، دما سنج های جیوه ای، دما سنج های مینیم ماکریم بودند. ابزارها و کالیبره کردن آنها با دقت بسیار زیادی انتخاب شد. به منظور انتخاب دما سنج های مناسب، کارایی تمام دما سنج های موجود با یک دما سنج دقیق و با حساسیت بالا که توسط کارشناسان سازمان هوا شناسی تایید شده بود مقایسه و دقت اندازه گیری دما سنج ۰/۵ درجه برآورد شد. از بین حدود ۳۰۰ دما سنج جیوه ای والکلی، ۵۰ دما سنج که دقیقاً گرمای محیط را مطابق استاندارد نشان می دادند انتخاب شد. از بین دما سنج های مینیم ماکریم نیز ۱۰ دما سنج انتخاب شد. در زمان اندازه گیری ها ضمن اینکه دما سنج ها با هوای آزاد در تماس بودند

ولی در معرض تابش مستقیم نور خورشید و وزش باد قرار نداشتند. در واقع هر ۴ دماسنج در درون یک جعبه بدون درب و رو به شمال قرار داشتند. همچنین شرایط جوی در هر چهار گرفت خورشید مناسب بود. در گرفت اصفهان هوا صاف و کاملاً آرام بود اما در سه گرفت دیگر، باد ملایمی می‌وزید و هنگام گرفت نیز سرعت باد قدری بیشتر شد، ولی شرایط به گونه‌ای نبود که بتواند روی نتایج تاثیر چشمگیری داشته باشد. همکارانی که در ثبت دما در گرفت‌های مختلف پژوهشگران را یاری دادند عبارتند بودند از: در گرفت اصفهان ۶ دبیر و تعدادی از دانش آموزان، در گرفت ترکیه ۶ دانشجوی آماتور نجوم همکاری داشتند، همچنین در گرفت تانگ چوان ۲ افسر محلی و در چهارمین گرفت (تانگلیگ) ۴ دانشجو از دانشگاه علم و تکنولوژی استان حیفی چین کار ثبت دما را انجام دادند.

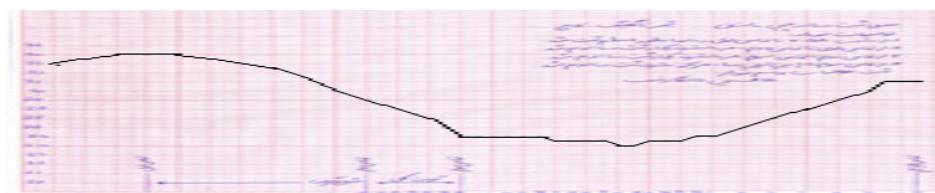
اندازه گیری دما و زمان در هنگام گرفت خورشید

اندازه گیری دما از کنکات اول تا کنکات دوم، هر ۱۰ دقیقه یک بار انجام گرفت. کاهش دما در همه گرفتها تقریباً آهسته بود. از کنکات دوم تا کنکات سوم و بعد از آن تا هنگامی که دما به پایین ترین حد خود می‌رسید، هر یک دقیقه ثبت دما انجام گرفت. کاهش دما از کنکات دوم تا سوم طبق جدول شماره ۲ چشمگیر بود و بعد از کنکات سوم انتظار می‌رفت دما متوقف و سیر صعودی دما آغاز شود اما طبق جدول شماره ۲ از ۴ تا ۸ دقیقه بعد از کنکات سوم کاهش دما ادامه داشت و این کاهش از ۱ درجه الی ۳ درجه ثبت شد. و از آن به بعد تا کنکات چهارم هر ۱۰ دقیقه یک بار دما ثبت شد. تغییرات دما بر حسب زمان در طول خورشید گرفتگی برای همه مناطق در جدول شماره ۲ و رسم نمودار ۱ مربوط به شهر تانگلیگ پس از آن نشان داده شده است.

جدول ۲: اندازه گیری دما در ۴ گرفت- در جدول زیر دما بر حسب درجه، زمان بر حسب دقیقه و ثانیه است

کاهش دما از اپتدا تا انتهای گرفت	پایین ترین دما بعد از کنکات ۳	زمان پایین ترین دما بعد کنکات ۳	زمان گرفت کلی به دقیقه و ثانیه	زمان خورشید گرفتگی	دما در کنکات چهارم	دما در کنکات سوم	دما در کنکات دوم	دما در کنکات اول	اصفهان
۵	۳۰	۴	۱/۳۹	۲/۲۸	۳۲,۵	۳۱	۳۲	۳۵	اصفهان
۶/۳۰	۱۶/۳۰	۷/۳۰	۳/۳۰	-----	-----	۱۷	۱۸	۲۳	آنالیا
۷	۲۳	۸/۰۵	۱/۳۵	-----	-----	۲۴	۲۵	۳۰	タンگ چوان
۱۰	۲۴	۸/۳۴	۵/۴۱	۲/۲۵	۳۱	۲۵	۲۹	۳۴	تانگلیگ

نمودار ۱: تغییرات دما بر حسب زمان، خورشید گرفتگی در تانگلیگ



بحث و بررسی

با توجه به نمودارهای بالا مشخص است که کمترین کاهش دما حدود هشت الی ده دقیقه بعد از کتتاکت سوم اتفاق می‌افتد. با اینکه دقت دماسنجد ها در حد نیم درجه بود ولی کاهش دما کاملاً مشهود است. بنابراین نتایج بدست آمده را نمی‌توان به خطاهای اندازه‌گیری نسبت داد. از آنجا که آزمایش در نقاط مختلف و با شرایط اقلیمی و جغرافیایی خاص خود انجام شده است، اما در تمام آنها نتیجه یکسان است و کاهش دما بعد از کتتاکت چهارم تایید می‌شود. علاوه بر این ثبت کنندگان دما نیز در نقاط مختلف متفاوت بوده و شرایط کاملاً متفاوتی داشته اند بنابراین خطای سیستماتیک ناشی از آزمایشگران را نیز می‌توان با احتمال بالا رد کرد. برای بررسی این پدیده پژوهشگران به مطالعه و تحلیل پدیده پرداخته و با متخصصان و صاحب نظران داخلی و خارجی در این حوزه مکاتبه کرده و به دلایل احتمالی تبیین کننده‌ی پدیده دست یافته‌ند. برطبق این مطالعات هنگامی که تماس سوم پایان می‌پذیرد، سیر نزولی دماسنجد ها متوقف نمی‌شود. این سیر نزولی تا حدود ۸ دقیقه ادامه دارد و سپس سیر صعودی آغاز می‌شود. در واقع اگر چه «خورشید انرژی» خود را به صورت فرابنفش به زمین می‌دهد (UV) و زمین انرژی خود را به صورت مادون قرمز (IR) از دست می‌دهد (7) «زمین برای جبران گرمای از دست رفته در گرفت خورشید، به میزان کافی، بعد از باز شدن خورشید زمان نیاز دارد. در واقع چند ثانیه پس از تماس سوم برای جبران میزان و سرعتی که زمین انرژی خود را از دست می‌دهد کافی نیست و حدوداً ۸ دقیقه وقت لازم است (8)». چنانچه در نظر بگیریم که در حال گرفت خورشید، زمین به میزان E ژول بر ثانیه انرژی از دست دهد و خورشید به میزان S ژول بر ثانیه انرژی می‌دهد، زمانی که خورشید در حدود یک درصد باز می‌شود، مکان گرفت به میزان $1\% \times S$ ژول بر ثانیه انرژی دریافت می‌کند. اگر این مقدار کمتر از E باشد، دما هنوز هم به میزان اندکی کاهش پیدا خواهد کرد. بعد از ۵ دقیقه 10 درصد خورشید باز می‌شود، در این هنگام مکان گرفت $S = E$ می‌شود و دریافت خواهد کرد. بعد از ۷ دقیقه و یا اندکی کمتر یا بیشتر 15% خورشید باز می‌شود. در این هنگام $S = E$ می‌شود و دما ثابت می‌ماند و از این مرحله به بعد دما افزایش می‌یابد. افزایش یا کاهش دمای هوا تابعی از انرژی خالص دریافتی است (تفاضل انرژی دریافتی از خورشید و انرژی تابشی زمین). افزایش دمای هوا به مفهوم مثبت بودن انرژی خالص دریافتی و کاهش دمای هوا گویای منفی بودن انرژی خالص است. در زمان تماس سوم گرفت خورشید، با اینکه دریافت انرژی خورشید آغاز شده و روند افزایشی دارد ولی هنوز این مقدار انرژی کمتر از انرژی ارسالی از زمین به هوا است. به سبب اینکه توان تابشی خورشید خیلی بیشتر از زمین است، این توازن منفی به سرعت به حالت بی تفاوت و به توازن مثبت می‌رسد که افزایش دمای هوا را به دنبال دارد. مطابق تجربه‌ای که در ۴ رخدادهای مختلف کسب شده، زمان لازم برای عبور از توازن منفی حدود هشت دقیقه است.

نتیجه گیری

بر اساس پژوهش های انجام شده روی چهار خورشید گرفتگی محلی که در چهار منطقه مختلف جهان روی داده، پدیده ای تغییر دمایی قبل، بعد و در طول گرفت مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می دهد که همواره کمترین میزان دمای ثبت شده توسط ابزارهای اندازه گیری در حدود ۷ دقیقه بعد از کن tact سوم روی می دهد. انتظار می رود بعد از کن tact سوم دماستنج ها افزایش دما را نشان دهند اما به دلیل تبادل گرمایی زمین و خورشید که حدود ۷ دقیقه طول می کشد، تا میزان انرژی که زمین از دست می دهد (E) با میزان انرژی دریافتی از خورشید (S) برابر گردد. با توجه به متفاوت بودن شرایط آزمایش و دستیابی به نتایج یکسان، منسوب کردن این پدیده به خطاهای اندازه گیری می تواند نادرست باشد.

مرجع ها

- [1] W.Fernandes and V.Castro and H.Hidalgo; Air temperature and wind changes in costa rica during the Total Solar Eclipse of July 1, 1991
- [2] گیاهی یزدی، حمید رضا. خورشید گرفتگی، نشر کنگره، بهار ۱۳۸۷
- [3] Espenak, and Anderson, J. Total Solar Eclipse of 1999 August 11, NASA Refrence publ
- [4] Espenak, and Anderson, J. Total Solar Eclipse of 2006 March 29, NASA Refrence publ
- [5] Espenak, and Anderson, J. Total Solar Eclipse of 2008 August 1, NASA Refrence publ
- [6] Espenak, and Anderson, J. Total Solar Eclipse of 2009 July 11, NASA Refrence publ
- [7] Harsad(letterNo:24) IUCAA university,pune, India
- [8] وزارت راه و ترابری - سازمان هوافضایی کشور، مهندس پرویز رضا زاده، تاریخ، ۱۳۸۷/۱۱/۱۶ شماره نامه ۱۲۰-۱۱/پ

ساختار و کارکرد دو ابزار کهن نجومی : سدس و ربع

ماریا ره

کارشناس فیزیک ، دانشگاه آزاد اسلامی واحد رشت ، گیلان

عضو باشگاه پژوهشگران جوان واحد رشت ، عضو و مدرس انجمن نجوم ثاقب رشت ، گیلان

چکیده

سدس و ربع از ابزارهای نجومی بسیار باستانی‌اند که پیش از ساخت تلسکوپ از آنها استفاده می‌شده است. هر دو ابزار شامل کمانی از محیط دایره هستند که به منظور تخمین زاویه‌های مختلف در نجوم کاربرد داشته‌اند. از این وسائل در ابعاد کوچک، بیشتر برای تعیین ارتفاع خورشید و تعیین فاصله زاویه‌ای بین دو جرم سماوی استفاده می‌شوند. گاهی این ابزارها در ابعاد بزرگ طراحی می‌شوند که باید در جایی نصب می‌شوند. انواع مختلف این ابزارها با کاربردهای گوناگون، در طرح‌ها، اندازه‌ها و کاربردهای متفاوت ابداع شده است. سدس فخری در رصدخانه‌ی ری و رصدخانه‌ی الغ بیگ در سمرقند، ربع جداری در رصدخانه‌ی مراغه و ربع ساخته شده توسط تیکو براهم در رصدخانه‌ی اورانیبورگ از جمله بزرگترین ابزارهای نجومی باستانی از این نوع هستند. از این وسائل در ابعاد بزرگ به دلیل دقت بالا حتی در مواردی تا دهم تابیه برای اندازه گیری میل کلی، عرض جغرافیایی شهرها، تعیین مسیر حرکت سینوسی خورشید، تهیه نقشه دقیق از ستارگان و سیارات، تدوین زیج‌های نجومی (زیج کتابچه‌ی نجومی شامل جداول‌های متغیرهای نجومی مربوط به ماه، خورشید، سیارات و ستارگان است همراه با مقدمات و توضیحاتی درباره‌ی نحوه کاربرد آنها) می‌توان استفاده کرد. این وسیله در دریانوردی هم وارد شد که بعد از مدتی شکل دستگاه دستخوش تعییراتی شد زیرا دریانوردان ناگزیر بودند خورشید را از میان روزنه‌ی دستگاه نگاه کنند لذا برای پرهیز از این کار، وسیله به صورت‌های جدیدی که گاهی در آن آینه بکاربرده می‌شان، تغییر کرد حتی دستگاهی به نام اکتان هم وارد عرصه شد که بعداً به دلیل وارد شدن تلکراف و در اواخر قرن ۱۹م، امواج رادیویی و ماهواره‌ها کم استفاده از این ابزار منسون شد؛ اما استفاده از سدس (سکستانت) و ربع (کوادرانت) نجومی تا اختراع تلسکوپ و رایج شدن آن همچنان ادامه داشته است. امروزه آثار این ابزار در ابعاد بزرگ هنوز در برخی کشورها باقی است.

Structure and function of two ancient astronomical instruments: Sextant & quadrant

Maria Rah

BA Physics Islamic Azad University, Rasht, Gilan ,Branch Young Researchers Club of Rasht, Gilan

Astronomical Society member and instructor of Thaqib of Rasht, Gilan

Sextant & quadrant are very ancient astronomical tools that they are used, before build the telescope .Both tools are included arc of a circle have been used to estimate different angles in astronomy.these devices in small dimensions was used to determine the height of the sun and the angular distance between the stars. Sometimes these instruments were designed in large size so installed in place .Variety of these tools in different applications, the designs and sizes have been developed. The Fakhri Sextant in the Ray Observatory & in the Ologh-Beig Observatory in Samarkand,the quadrant in Maragheh Observatory & the quadrant made by the Tico Brahh in Urenberg

Observatory are the greatest ancient astronomical instruments of these types. These instruments can be used to measure main declination, city's latitude, determination of sine movement path of sun, preparing detailed maps of stars and planets & compile the astronomical horoscope in high accuracy, even in some cases at tenth second. Astrological horoscope is a book contains astronomical variables tables of related to the moon, sun, planets and stars & the introductions and explanations about how to use them. These means be used in navigation too that the form of set have been change by navigators because they has to see the sun through the sights so that they avoid it by innovation of different form these sets that work with mirror. Even a set called octane was also entered in navigation that field when invent the telegraph in 19th century CE, radio waves and satellites, But using of Sextant & quadrant astronomical have continued until telescope invented & be current. Today, affectives of these tools remain in some countries yet.

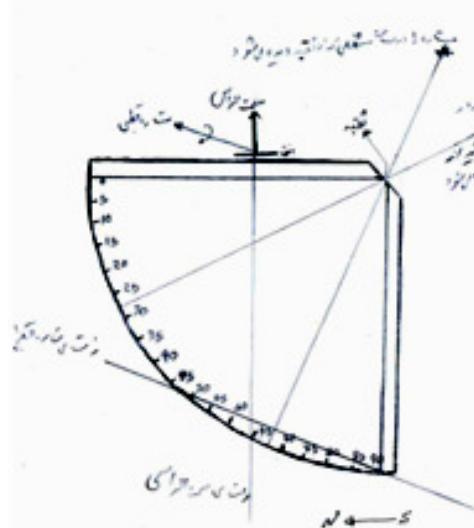
مقدمه

در نجوم باستانی همانند نجوم جدید به اندازه گیری بسیار اهمیت می‌دادند. هر چقدر دقت این اندازه گیری‌ها بیشتر بود، می‌توانست مبنای بهتری برای پیش‌بینی‌های علمی قرار گیرد لذا هر چه این ابزار بزرگ‌تر بود، دقت بیشتری داشت در نتیجه برای اندازه گیری‌های بسیار دقیق نیاز بود که ابزارهای بسیار بزرگی در ابعاد چند متر ساخته شود، که طبیعتاً غیر قابل حمل بودند و باید در مکانی خاص نصب می‌شدند. دستگاه‌های ربع (یک چهارم محیط دایره) و سدس (یک ششم محیط دایره) از جمله معروف ترین ابزارهای رصدخانه‌های بزرگ بودند. این ابزارها ععمولاً به شکل کمانی از محیط دایره ساخته می‌شدند که هر چه شعاع این کمان بزرگ‌تر بود اندازه گیری دقیق‌تری ممکن می‌شد. سکستانت (سدس) و کوادرانت (ربع) به نوع قابل حمل این ابزارها نیز گفته می‌شود که نه تنها برای ستاره‌شناسی بلکه برای ناوبری هم در انواع دیگر کاربرد داشته‌اند. حتی در دریانوردی وسیله‌ای به نام اکتان (یک هشتمنجی محیط دایره) طراحی شد که بعد از مدتی به دلیل دقیق نبودن نسبت به ابزارهای مشابه و جایگزین شدن تلگراف، امواج رادیویی و ماهواره‌ها، منسوخ شد.

سدس

این وسیله شامل کمانی است از دایره برابر 60° درجه یعنی یک ششم محیط دایره. اولین سدس توسط ابو محمد خضر خجندی در اواسط قرن ۴ هجری در ری در قله طبرک، ایران، ساخته شد. این وسیله که برای اندازه گیری میل دایره البروج (obliquity of the ecliptic) اختصار و بکار برده شد، «سدس فخری» نام داشته که به افتخار فخرالدوله دیلمی نام‌گذاری شده بود. مهمترین مزیت این دستگاه و تفاوت آن با سایر ابزارهای رصدخانه‌ی ری، اندازه گیری به دقت ثانیه بود. این واقعیت به وسیله ابوریحان بیرونی (قرن چهارم)، مراکشی (قرن هفتم) و کاشانی (قرن نهم) بیان شده است که دستگاه هر چه بزرگ‌تر باشد، دقت اندازه گیری بیشتر خواهد بود. این وسیله جالب، سدس فخری، شامل 60° درجه از محیط دایره‌ای بود که کمان آن به 60° قسمت تقسیم شده بود و همچنین هر درجه به دقیقه‌هایی؛ قطر این وسیله 80° ذراع بود. در «کتاب جامع المبادی و الغایات» نوشته ابوعلی حسن بن علی بن عمر مراکشی شرح ساز و کار این وسیله بیان

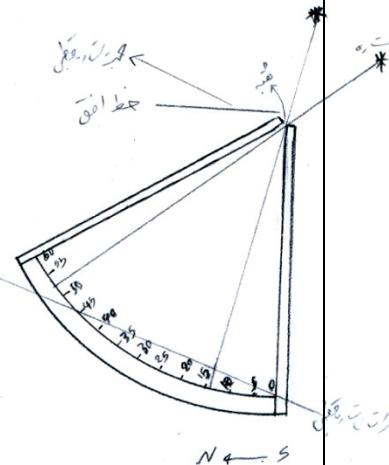
شده است. دو قرن بعد به صورت پیشرفته تر و کامل تر در رصدخانه سمرقند توسط الغ بیگ سدسی مشابه آن ساخته شد. این وسیله نیز شامل یک کمان ۶۰ درجه‌ای بوده که در امتداد یک قوس نصف النهاری (خط شمال - جنوب) بر دیوار تراز شده است و بزرگتر از وسایل قبلی از نوع خود بوده است. سدس فخری الغ بیگ با شعاع $40\frac{1}{4}$ متر ساخته شده بود که درجه بندی‌ها بر روی قوس روی پلهایی مشخص شده بود تا دستیاران و کاربران بتوانند اندازه‌ها را بر روی آن دقیق بخوانند. قبل تصور می‌شد این وسیله یک ربع است اما آقای دکتر محمد باقری (معاصر) بر اساس نامه‌ی نو یافته‌ای از جمشید کاشانی پی بردن که قوس سنگی رصدخانه سمرقند سدس (و نه ربع) بوده است؛ چنانچه در تکمیل از نامه کاشانی به پدرش می‌خوانیم "... در رصدخانه مراغه همین سدس فخری ساخته اند... و بنیاد رصدی بطريقی که این بند میگفت کردند چنانکه در مراغه است ...". سکستانهای بزرگ در درجه اول از چوب و برنج یا ترکیبی از این دو ماده ساخته می‌شدند. قاب این ابزار را تا حدی محکم درست می‌کردند که بدون تغییرات خمی، داده‌های صحیحی از آنها بدست آید. قاب دستگاه نیز موقعیت آن را جهت کاربری حفظ می‌کرد. سکستان را می‌توانستند در هر اندازه‌ای و برای استفاده در هر جهتی طراحی و تنظیم کنند. در انواع دیگر، آن را با قرقه و صفحه در اندازه کوچکتر هم ساخته بودند اما دقیق‌تر اندازه گیری زیاد دقیق نخواهد بود. اگر سکستان بطور دائم در یک جا نصب شده باشد ، تنها موقعیت عضاده (بازوی شاخصی که به راحتی بر صفحه حرکت می‌کند) بر درجه نیاز به تعیین شدن دارد، در این مورد ، ناظر عضاده را حرکت می‌دهد تا اینکه جرم مورد علاقه در مرکز دید قرار گیرد و سپس درجه نشان داده شده بر روی قوس را می‌خواند. برای ابزارهای قابل انتقال، روند کمی پیچیده تر نخواهد بود. از نوع جداری این ابزار بیشتر به حالت ربع ساخته می‌شده تا سدس.



شکل ۳) ساز و کار ربع



شکل ۱) نمونه سدس فخری در رصدخانه سمرقند



شکل ۲) ساز و کار سدس

رُبع

کوادرانت نیز وسیله‌ای برای اندازه گیری زاویه بود که تا ۹۰ درجه محیط دایره را پوشش می‌داد. این وسیله در اصل توسط بطلمیوس (قرن نهم) به عنوان نوع پیشرفته‌تر اسٹرالاب ابداع شده بود. ربع جداری نوع خاصی از این ابزار است که اولین بار در رصدخانه‌ی مراغه توسط خواجه نصیر الدین طوسی در قرن هفتم هجری ساخته شد. این وسیله از ۳۰ پله، هر کدام به قد پای ۲۵ سانت و ارتفاع ۲۳ سانت و کل ارتفاع ۶/۹۰ متر و طول سطح افقی منبر سنگی ۷/۵۰ متر تشکیل شده بود؛ این پله‌ها از سکوی محل شروع که در سمت جنوب قرار داشت، به صورت منیری شکل به طرف شمال افزوده می‌شد. در وسط این سکوی منیری شکل و در واقع بر روی محور مرکزی شمالی - جنوبی برج، یک جوی یا ناو سنگی ۲۰ سانتی نصب شده بود. در وسط این ناو سنگی شیاری به عرض ۷ سانت ایجاد کرده بودند. این ناو سنگی که در واقع قسمت اصلی و کanal محل رصد کردن ستارگان بود، ربع جداری را تشکیل می‌داد. نتایج رصدهای دقیق در رصدخانه‌ی مراغه در کتاب زیج ایلخانی، در سال ۶۵۰ نوشته شده است. از این دستگاه برای رصد نیمروزی هم استفاده می‌شد؛ یعنی وقتی یک ستاره، خورشید یا ماه، درست در نصف النهار محل رصد قرار می‌گرفت، ارتفاع آن نسبت به خورشید اندازه گیری می‌شد. قاعده رصد نیمروزی با رابطه‌ای بیان می‌شود که شامل عرض جغرافیایی محل و ارتفاع ستاره قطبی ایست و از آن طریق میل آن جرم نسبت به استوای سماوی پیدا می‌شود و با تعیین زمان گذر ستاره از ثقبه (شکاف مرکز سقف ربع جداری) بطور دقیق ساعت و دقیقه و در نتیجه مختصات معدل النهاری جرم سماوی معلوم می‌شود. از مهمترین کارکردهای این وسیله محاسبه خط عبور خورشید که به صورت موجی ایست برای اولین بار توسط خواجه نصیر الدین طوسی بود. عبدالرحمان صوفی در شیراز (قرن چهارم)، در دینور توسط ابوحنیفه دینوری (قرن سوم) و ابوریحان بیرونی از ربع بزرگی با دقت دقیقه، استفاده می‌کرد؛ رصدخانه‌هایی بر طبق الگوی ربع جداری رصدخانه‌ی مراغه ساخته شدند. رصدخانه‌ی شانگهای در چین در سال ۶۷۸ هجری (قرن هفتم) ساخته شد و امروزه موجود است. در قرن نهم هجری سدس جداری در رصدخانه‌ی سمرقند؛ رصدخانه‌ی استانبول، در قرن دهم هجری، ساخته شد. رصدخانه‌های باستانی هند در دهلی، بنارس و جیپور قرار دارند که امروزه احیا شده‌اند. تیکو براهه در اوخر قرن ۱۵ میلادی، یک مرکز مشاهده و اندازه گیری موقعیت اجرام سماوی با دقت خیلی بالا در اورانیبورگ در هوین در خارج از سواحل دانمارک دایرکرد. اساسی‌ترین دستگاه‌های رصدخانه‌ی وی ذات‌الحلق (ذات السدس) و ربع جداری بوده است لذا بیشتر موقفیت وی مربوط به مهارت او در اندازه گیری با وسایل دقیق بود. او با ابزار ابداعی خود توانست موقعیت ۷۷۷ ستاره را با دقت یک دقیقه قوسی (۱/۶۰ درجه) اندازه گیری کند و نقشه دقیقی از آسمان را ارائه داد و همچنین تغییر مواقع اجرام را بر روی نقشه ثبت کرد.

موارد استفاده سدس و ربع

- ۱- تعیین اعتدالین (Equinoxes)، ۲- اندازه گیری موقعیت‌های ستاره‌ای، ۳- اندازه گیری میل دایره‌البروج (ecliptic)،
- ۴- اندازه گیری ارتفاع نیمروزی اجرام سماوی، ۵- کاربرد برای دریابودن جهت تعیین موقعیتشان، ۶- تعیین عرض جغرافیایی محل رصدخانه، ۷- تهیی زیج‌ها و جدول‌های نجومی، ۸- تهیی نقشه‌ی دقیقی از آسمان.

مرجع‌ها

- [۱] پرویز ورجاوند؛ «کاوشن رصدخانه‌ی سمرقند و نگاهی به پیشینه‌ی دانش ستاره‌شناسی در ایران»؛ بخش‌های ۱-۸-۱۳-۱۸
- [۲] محمد باقری؛ «از سمرقند به کاشان نامه‌های غیاث الدین جمشید کاشانی به پدرش»؛ شرکت انتشارات علمی و فرهنگی؛ صفحات ۴۱-۵۲
- [۳] مایکل ا. سیدز، محمد تقی عدالتی؛ «اساس ستاره‌شناسی جلد ۱»؛ انتشارات دانشگاه امام رضا؛ صفحات ۸۶ تا ۸۸
- [۴] رابرت تی. دیکسون، احمد خواجه نصیرطوسی؛ «نجوم دینامیکی»؛ مرکز نشر دانشگاهی تهران؛ صفحات ۳۱ و ۳۲
- [۵] Catalogue of the Exhibition of Institute for the History of Arabic-Islamic Science (at Johann Wolfgang Goethe University , Frankfurt , Germany) , Frankfurt Book Fair 2004 ; “ SCIENCE AND TECHNOLOGY IN ISLAM ”; page ۲۶
- [۶] Tycho Brahe , English translation : Alena Hadravova , Petr Hadrava & Jole R.Shackelford ; “ INSTRUMENTA OF THE RENEWED ASTRONOMY ”; page ۱۱-۴۳
- [۷] [http://En.Wikipedia.org/Wiki/Sextant_\(astronomical\)](http://En.Wikipedia.org/Wiki/Sextant_(astronomical))
- [۸] [http://En.Wikipedia.org/Wiki/Quadrant_\(instrument\)](http://En.Wikipedia.org/Wiki/Quadrant_(instrument))
- [۹] <http://Kntu.blogsky.com/>

روشی ساده در برآورد بعضی از پارامترهای دوتایی‌های تماسی رده‌ی W UMa

فاطمه‌زهرا زراعتگری^۱، عباس عابدی^۱، محمود عبادیان^۲، محسن فرشاد^۱

سمانه عباسی^۱، مرضیه مصطفایی^۱، بهجت زارعی^۱، فخرالدین اکبریان^۱، محمد فرحی نژاد^۱

^۱گروه فیزیک دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند

^۲گروه برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

با استفاده از روش تحلیل فوریه‌ی منحنی‌های نوری سیستم‌های تماسی و برنامه‌ی ویلسون-دوینی خواص ضرایب فوریه‌ی کسینوسی از a_0 تا a_{10} با میل‌های مداری $30 \leq i \leq 90$ درجه، نسبت جرم $0/05 \leq q \leq 1$ و ده مقدار درجه تماس $0 \leq f \leq 1$ به دست آمدند. این ضرایب می‌توانند برای تخمین‌های آماری خواص دسته‌جمعی منحنی‌های نوری سیستم‌های تماسی در سیستم‌های ستاره‌ای یا برای تخمین عناصر مداری دوتایی‌های تماسی منفرد استفاده شوند.

A Simple Method in Approximation of Some Elements of W UMa-Type Contact Binaries

F. Z. Zeraatgari¹, A. Abedi¹, M. Ebadian², M. Farshad²

S. Abbasi¹, M. Mostafaei¹, B. Zarei¹, F. Akbarian¹, M. Farahi Nejad¹

¹Department of Physics, University of Birjand, Birjand, Shokat Abad

²Department of Electricity, University of Birjand, Birjand, Shokat Abad

Abstract

Fourier cosine coefficients a_0 to a_{10} are obtained with using of Fourier analysis method of light curves of contact systems and Wilson & Devinney program, with orbital inclinations, $30 \leq i \leq 90$ degree, mass ratios $0/05 \leq q \leq 1$ and ten values of the degree of contact, $0 \leq f \leq 1$. The coefficients can be used for statistical estimates of ensemble properties of light curves of contact systems in stellar systems or for approximate determinations of orbital elements of individual contact binaries.

مقدمه

در عصر حاضر با پیشرفت فن آوری و تولید داده های زیاد از مساحی های خودکار پنهانه های مختلف آسمان، نیاز به تعیین روش هایی رایانه ای برای پردازش و تحلیل آنها از ضروریات به نظر می رسد. در این راستا فعالیت های فراوانی در حال انجام است، که به عنوان نمونه می توان به تحقیق برای تحلیل خودکار داده های نورسنجی سیستم های دوتایی گرفتی اشاره نمود [۱]. به دلیل ویژگی های خاص دوتایی های گرفتی تماسی، تحقیقاتی توسط روشنیسکی (۱۹۷۳)، و روشنیسکی (۱۹۹۳) برای تحلیل ساده و سریع منحنی نوری این نوع دوتایی ها انجام گرفته است، که بدون استفاده از نرم افزارهای موجود موفق به تعیین برخی از پارامترهای سیستم های دوتایی تماسی می شود.

اگر چه یک مجموعه از دماهای موثر (دماهای ستارگان ردهی خورشید) انتخاب شده اند محاسبات باید برای محدوده‌ی بزرگی از دماهای موثر قابل کاربرد باشد چون دما تأثیر خیلی کمی روی شکل منحنی های نوری دارد [۲]. در واقع، تغییرات روشنایی سیستم های دوتایی تماسی ردهی W_{UMa} توسط عوامل هندسی تعیین می شوند زیرا:

۱- به دلیل اینکه اثرات تاریکی گرانشی روی پوش همرفتی کوچک است، تغییرات دماهای موثر روی شکل منحنی نوری دوتایی های تماسی تأثیرناچیزی دارد [۴ و ۵].

۲- اثر بازتاب در زوایای شدیداً منفرجه به دلیل البیوی همرفت کم، خیلی مهم نیست [۶]. بنابراین منحنی های نوری به طور تجربی فقط به سه پارامتر وابسته هستند، نسبت جرم q ، شبیه مداری α و درجه‌ی تماس f .

در این مقاله ضرایب فوریه‌ی روشنیسکی (۱۹۹۳) افزایش داده شده است. همچنین اعتبار این روش برای پنج سیستم دوتایی تماسی VW_{Cep} , XY_{Boo} , AC_{Boo} , AD_{Cnc} و $V839_{Oph}$ سنجیده و بعضی از پارامترهای آنها تخمین زده شده‌اند و با مقادیری که سایرین برای این سیستم ها بدست آورده اند مقایسه می شوند.

روش محاسبات

مدلی که برای تولید منحنی های نوری استفاده شده همان مدل روشنیسکی (۱۹۷۳) است که برپایه‌ی اصل اساسی لوسی [۷] می باشد و با استفاده از کد LC ویلسون-دوینی انجام گرفته است. ابتدا با استفاده از کد ویلسون-دوینی ۲۶,۶۲۰ منحنی نوری دوتایی های گرفتی W_{UMa} با میل ها، نسبت جرم ها و پتانسیل های مختلف به عنوان مدل ساخته شد. فضای

پارامتری هندسی برای نسبت جرم $q = \frac{M_2}{M_1}$, میل مداری α و درجه تماس f با گام های $\Delta i = 0/5$, $\Delta q = 0/05$ درجه

و $\Delta f = 0/1$ برای $0 \leq q \leq 1$, $0 \leq f \leq 1$, $0 \leq i \leq 90$ درجه و $0 \leq \Delta f \leq 0/05$ نمونه برداری شده‌اند. فاز مداری نمونه با گام $\Delta\theta = 0/01$ و با پریود مداری واحد می باشند. محاسبات برای موردی که شاخص‌تر باشد یعنی دماهای ردهی

خورشیدی با $\Delta\lambda = 5500^{\circ}$ و $x_1 = x_2 = 0/674$ و $T_{eff1} = T_{eff2} = 6500K$ انجام شده‌اند. منحنی‌های نوری محاسبه شده تغییرات نور بر حسب فاز هستند و در یک چهارم‌های مداری (فازهای $0/25$ و $0/75$) به یک بهنگار شده‌اند و سپس یازده جمله‌ای $l(\theta) = \sum_0^{10} a_i \cos(2\pi i \theta)$ را بر هر کدام از منحنی‌ها برآش نموده و ضرایب فوريه‌ی a_4, a_2, a_6 و a_8 مربوط به هر منحنی را استخراج نموده و برای پنج سیستم دوتایی V839 Oph, XY Boo, AC Boo, AD Cnc و VW Cep به کار گرفتیم، به این ترتیب مقدار q و آنی متناظر با هر سیستم به روش کمترین مربعات از میان داده‌های مدل مشخص شدند و در جدول ۱ ثبت گردیدند علاوه بر آن درجه تماس، شبیه مداری و نسبت جرم این سیستم‌ها که از مراجع مختلف به دست آمده جهت مقایسه در جدول ۲ آورده شده‌اند.

جدول ۱: ضرایب جملات ۲، ۴ و ۶ حاصل از تحلیل فوريه

system	P(days)	a_2	a_4	a_6	Ref.
AD Cnc	$0/2827$	$-0/137$	$-0/019$	$-0/008$	۵
AC Boo	$0/3524$	$-0/190$	$-0/042$	$-0/010$	۲
XY Boo	$0/3705$	$-0/124$	$-0/016$	$-0/003$	۱
V839 Oph	$0/4089$	$-0/196$	$-0/030$	$-0/009$	۴
VW Cep	$0/2783$	$-0/120$	$-0/020$	$-0/008$	۳

مراجع ۱: (P. G. Niarchos), ۱۹۸۳-G. Schieven (۲). ۱۹۷۷(-L. Winkle (۴)

۵). ۲۰۰۷-S. B. Qian et al. (۶). ۱۹۸۹-P. G. Niarchos (۴)

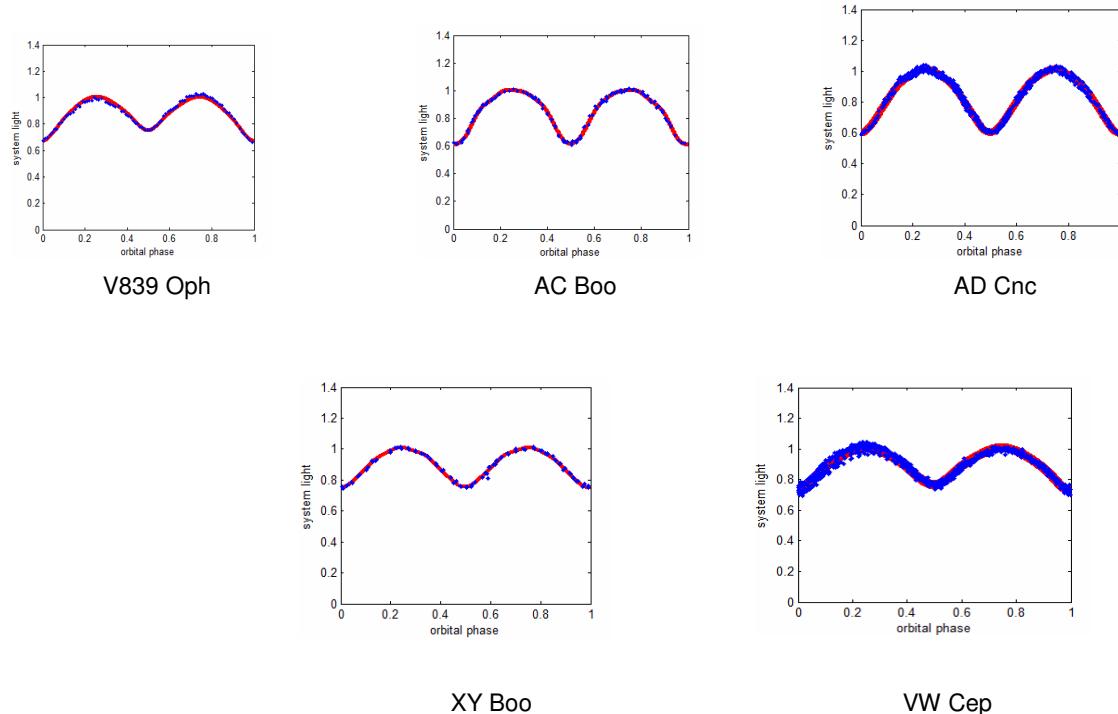
جدول ۲: مقایسه‌ی عناصر هندسی f و q به دست آمده از این مقاله و مقاله‌های دیگر مربوط به پنج سیستم XY Boo, AC Boo, AD Cnc, VW Cep و V839 Oph.

system	i	Q	f	Ref.
AD Cnc	۶۶	۰/۵۵	۰/۲	مقادیر این مقاله
	۶۵/۱	۰/۶۲۵	۰/۱۴	۱
	۶۵/۶۹	۰/۲۶۷	۰/۰۳۶	۲
	۶۵/۵۷	۰/۷۷۵	۰/۰۸	۳
AC Boo	۸۸/۵	۰/۳	۰/۲	مقادیر این مقاله
	۸۲/۶	۰/۳۱	۰/۰۹	۴
	۸۵/۴۷	۰/۲۸	۰/۰۶	۵
	۷۰	۰/۱۵	۰/۶	مقادیر این مقاله
XY Boo	۶۹	۰/۱۸۵۵	۰/۰۵	۶
	۸۷/۵	۰/۳	۰/۵	مقادیر این مقاله
	۸۰/۰۵۹	۰/۳۰۵	۰/۲۳	۷
	۶۵	۰/۴	۰/۱	مقادیر این مقاله
VW Cep	۶۵	۰/۲۷	۰/۰۵	۸

۱-R. G. Samec et al. (۱۹۸۹). ۲-Y. Yang and Q. Liu (۲۰۰۲). ۳-S. B. Qian et al. (۲۰۰۷). ۴-G. Schieven (۱۹۸۳).

۵-S. Mancuso et al. (۱۹۷۸). ۶-Y. G. Yang (۲۰۰۵) ۷-R. Pazhouhesh (۲۰۰۲). ۸-I. B. Pustylink (۲۰۰۰).

برای نمونه منحنی‌های برازش شده‌ی پنج سیستم دوتایی تماسی V839 Oph, XY Boo, AC Boo, AD Cnc و VW Cep در شکل ۱ آورده شده‌اند.



شکل ۱: تطبیق سری فوریه بر داده های مشاهده ای پنج منحنی نوری V839 Oph, AC Boo, XY Boo, AD Cnc و VW Cep

نتیجه گیری

در این مقاله طول گام های α و f برای کم کردن خطای تعیین پارامترهای هندسی منحنی های نوری نسبت به روسینسکی (۱۹۹۳) کوچکتر شده است، می بینیم که عناصر هندسی f , α و Ω به دست آمده از روش روسینسکی با مقادیر به دست آمده از حل منحنی نوری پنج سیستم دوتایی V839 Oph, XY Boo, AC Boo, AD Cnc و VW Cep با استفاده از سایر روش ها بسیار نزدیک است. بنابراین، این روش می تواند به عنوان یک روش سریع و در عین حال دقیق برای تحلیل منحنی نوری سیستم های دوتایی گرفتی تماسی از نوع W UMa مورد استفاده باشد.

مرجع ها

- [1] A. Prsa, et al; "Artificial Intelligence Approach to the Determination of Physical Properties of Eclipsing Binaries. I. The EBAL Project"; *The Astrophysical Journal* **687**, N0. 1 (2008) 542-565

- [2] S. M. Rucinski; "The W UMa-type Systems as Contact Binaries. I. Two Methods of Geometrical Elements Determination. Degree of Contact"; *Acta Astronomica* **23**, No. 2 (1973) 79-120
- [3] S. M. Rucinski; "A Simple Description of Light Curves of W UMa Systems"; *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* **105** (1993) 1433-1440
- [4] S. M. Rucinski; 'Gravity Brightening and Reflection Effects for Stars with Convective Envelopes'; 1989ComAP..**14**...79R
- [5] L. B. Lucy; "Gravity-Darkening for Stars with Convective Envelopes"; *Zeitschrift fur Astrophysik* **65** (1967) 89-92
- [6] S. M. Rucinski ; "The Photometric Proximity Effects in Close Binary Systems.II. The Bolometric Reflection Effect for Stars with Deep Convective Envelopes"; *Acta Astronomica* **19**, No.4 (1969) 245-255
- [7] L. B. Lucy; "The Light curve of the W Ursae Majoris Stars"; *The Astrophysical Journal* **153** (1968) 877-884
- [8] L. Winkler; "Analysis of Yellow and Blue Observations of XY Boo"; *The Astrophysics Journal* **82**, No. 8 (1977) 648-652
- [9] G. Schieven, et al; "Photometric Observations of AC Boo"; *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **52** (1983) 463-469
- [10] P. G. Niarchos; "Photoelectric Light Curves and Elements of VW Cephei"; *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **58** (1984) 261-271
- [11] P. G. Niarchos; "New Photoelectric Observations and Elements of the Eclipsing W UMa-Type System V839 Oph"; AP&SS.**153** (1989)
- [12] S. B. Qian, et al.; "AD Cnc: A Shallow Contact Solar-Type Eclipsing Binary and Evidence for a Dwarf Third Component and a 16 Year Magnetic Cycle"; *The Astrophysical Journal* **671** (2007) 811-820
- [13] R. G. Samec; "Synthetic Light-Curve Analysis of the Very Short Period Binaries TY Bootis, AD Cancri, and V523 Cassiopeiae"; *The Astronomical Journal* **98**, No.6 (1989) 2287-2299
- [14] Y. Yang and Q. Liu ; "AD Cancri:A Contact Binary with Components in Poor Thermal Contact"; *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* **2**, No. 4 (2002) 369-376
- [15] S. Mancuso, et al.; "A Detailed Photometric Study of the Eclipsing Binary AC Boo"; *Astronomy & Astrophysics* **63** (1978) 193-198
- [16] Y. G. Yang, et al.; "Deep, Low Mass Ratio Overcontact Binary Systems. IV. V410 Aurigae and XY Bootis"; *The Astronomical Journal* **130** (2005) 2252-2261
- [17] R. Pazhouhesh and M. T. Edalati; "New Elements of the Contact Binary V839 Ophiuchi"; *Commisions 27 and 42 of the IAU Information Bulletin on Variable Stars*, **5236** (2002)
- [18] I. B. Pustylink and P. G. Niarchos; "Evidence for a Hot Spot in the Contact Binary VW Cephei"; *Astronomy And Astrophysics* **361** (2000) 982-990

استخراج رابطه‌ی قدر-روشنایی و محاسبه‌ی دوره تناوب حرکت تقدیمی زمین از داده‌های صوفی

سیدامیر سادات موسوی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

چکیده

در این مقاله، از اطلاعات موجود در کتاب عبدالرحمان صوفی رازی، یعنی «صورالکواكب» برای محاسبه‌ی دوره‌ی تناوب حرکت تقدیمی زمین استفاده می‌شود. ضمناً با استفاده از اطلاعات صوفی، لگاریتمی بودن رابطه‌ی قدر و روشنایی نشان داده خواهد شد.

Derivation brightness-magnitude relation and Calculate period of earth axial precession from Sufi's data

S. Sadatmoosavi

Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran

Abstract

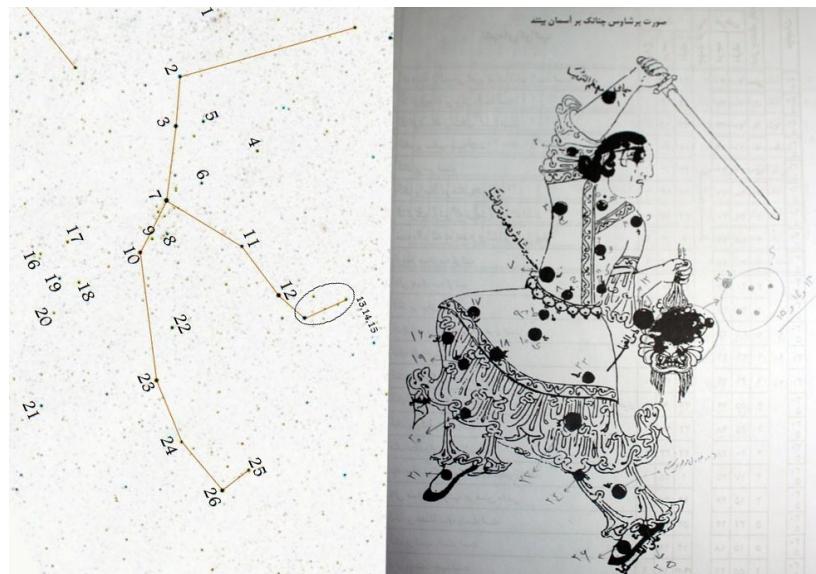
In this paper I use data of Abd al-Rahman al-Sufi which he released this data in a book named "Sowar ol-Kawakeb" (It's known as "The Book of Fixed Stars") to calculate period of axial precession of earth. Also I show logarithmic relation between magnitude and brightness.

مقدمه

کتاب «صورالکواكب» از جمله‌ی کتب مشهور دوره‌ی اسلامی در زمینه‌ی نجوم است. این کتاب حاوی نقشه‌ی صورت‌های فلکی و جداولی برای هر صورت فلکی است. در این جدول‌ها ستاره‌هایی که در شکل صورت فلکی با حروف ابجد شماره گذاری شده‌اند، فهرست وار قرار گرفته‌اند. و برای هر یک از ستاره‌ها نام، طول دایره‌البروجی، عرض دایره‌البروجی، قدر ظاهری، و مزاجات ذکر شده‌است. در مجموع، این کتاب در برگیرنده‌ی ۱۰۲۷ ستاره است که در بین

آنها به حدود ۱۰ جرم غیر ستاره‌ای (کهکشان آندرورمدا، خوشه‌ی دوگانه، خوشه‌ی کندو و ...) با عنوان «سحابی» اشاره شده است. از جمله رصد های خاصی که توسط صوفی انجام شده است، رصد کردن ابرماژلانی در یمن است.

برای مقایسه‌ی مقادیر رصدی صوفی با مقادیر امروزی، باید نقشه‌های صور فلکی در کتاب صورالکواكب را با نقشه‌های جدید تطابق بدھیم و بتوانیم متوجه شویم که هر ستاره‌ای در کتاب صوفی دقیقاً با کتاب ستاره‌ای که ما امروز می‌شناسیم تطابق دارد. این کار (یعنی تطابق نقشه‌های صورالکواكب با نقشه‌های امروزی) کمی دشوار است. من برای این کار صورت فلکی برساوش را انتخاب کردم و در میان ۲۶ ستاره‌ای ثبت شده برای این صورت فلکی، توانستم مشخصات امروزی ۲۳ ستاره را با تطابق نقشه‌ها بیابم. سه ستاره‌ای که این موضوع برای شان تحقیق نیافت، درون تصویری که من از نسخه‌ی خطی کتاب دارم، سیاه و تیره افتاده اند، بنابراین نتوانستم متوجه شوم که در چه مکانی قرار دارند.



شکل ۱- مقایسه‌ی تصویر صورت فلکی برساوش در «صورالکواكب» با شکل رسمی امروزی.

اکنون با استفاده از اطلاعات این ۲۳ ستاره سعی می‌کنیم، دوره تناوب حرکت تقدیمی زمین را بدست آوریم. سپس لگاریتمی بودن رابطه‌ی قدر و روشنایی را تحقیق خواهیم نمود.

حرکت تقدیمی زمین

به علت حرکت تقدیمی زمین طول دایرۀ البروجی اجرام سماوی افزایش می یابد. با یک نگاه اجمالی به طول های دایرۀ البروجی ثبت شده در کتاب صورالکواكب به وضوح متوجه یک جا به جایی ۱۵ درجه ای می شویم که علت آن حرکت تقدیمی است. در جدول زیر می توانید این اختلاف را مشاهده کنید.

جدول ۱ : طول های دایرۀ البروجی صوفی و اطلاعات ثبت شده‌ی مربوط به سال ۲۰۰۰ میلادی

میزان افزایش طول دایرۀ البروجی (بر حسب درجه)	طول دایرۀ البروجی در سال ۲۰۰۰ میلادی (بر حسب درجه)	طول دایرۀ البروجی ثبت شده توسط صوفی (بر حسب درجه)	نام	شماره
15.53	54.90	39.37	Ngc 884	۱
15.63	58.83	43.20	Eta Persei	۲
14.78	60.15	45.37	Gamma Persei	۳
14.59	54.79	40.20	Theta Persei	۴
14.67	58.04	43.37	Tau Persei	۵
15.20	59.40	44.20	Iota Persei	۶
14.67	62.20	47.53	Alpha Persei	۷
19.70	62.73	43.03	Sigma Persei	۸
14.17	63.87	49.79	Psi Persei	۹
14.56	64.93	50.37	Delta Persei	۱۰
14.62	57.82	43.20	Kappa Persei	۱۱
13.92	56.29	42.37	Beta Persei	۱۲
14.40	71.94	57.53	b Persei	۱۳
16.18	69.88	53.70	Lambda Persei	۱۴
14.59	69.62	55.03	48 Persei	۱۵
14.22	70.92	56.70	Mu Persei	۱۶
16.88	71.74	54.87	53 Persei	۱۷

14.50	73.70	59.20	58 Persei	۱۸
14.53	63.95	49.42	Nu Persei	۱۹
14.44	65.80	51.37	Epsilon Persei	۲۰
14.06	65.10	51.03	Xi Persei	۲۱
14.40	61.27	46.87	Omicron Persei	۲۲
14.21	63.25	49.03	Zeta Persei	۲۳

اکنون با استفاده از این مقادیر می توانیم میانگین تغییرات طول دایرهالبروجی $\Delta\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1)$ را محاسبه کیم:

$$\overline{\Delta\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta\lambda_i}{n} = 14.98 \quad (1)$$

$$\sigma_{\Delta\lambda} = 1.24 \quad (2)$$

صوفی کتاب خود را در حوالی ۳۵۳ هجری قمری (۹۶۴ میلادی) یعنی وقتی ۶۱ سال داشته، به پایان رسانده است، می توانیم فرض کنیم که او رصد هایش را در بازه‌ی سی سالگی تا شصت سالگی انجام داده است، یعنی تقریباً اطلاعات کتاب مربوط به ۹۳۴ تا ۹۶۴ میلادی است. پس اختلاف زمانی رصد با سال ۲۰۰۰ میلادی به اندازه‌ی زیر است:

$$\Delta T = 1051 \text{ years} \pm 15 \text{ years} \quad (3)$$

دوره تناوب حرکت تقدیمی را می توانیم از رابطه‌ی زیر بدست آوریم:

$$P = 360^\circ \frac{\Delta T}{\Delta\lambda} = 25300 \text{ years} \quad (4)$$

که خطای آن را می توانیم از رابطه‌ی زیر محاسبه کنیم:

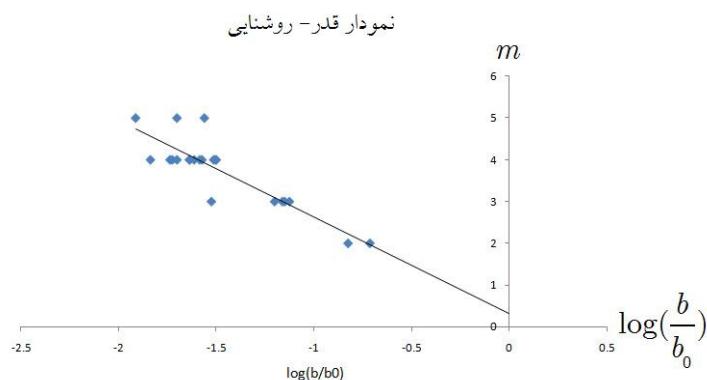
$$\sigma_p = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \Delta\lambda} \sigma_{\Delta\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial \Delta T} \sigma_{\Delta T}\right)^2} = 2000 \text{ years} \quad (5)$$

بنابراین دوره تناوب حرکت تقدیمی زمین به صورت زیر بدست می آید:

$$\Rightarrow P = 25300 \text{ years} \pm 2000 \text{ years} \quad (6)$$

رابطه‌ی قدر-درخشندگی

همه‌ی ما در کتب پایه‌ی نجومی خوانده‌ایم که قدر (به مفهومی که در نجوم قدیم رایج بوده است) با روشنایی به صورت لگاریتمی رابطه دارد. اکنون می‌خواهیم درستی این موضوع را تحقیق کنیم. برای اختصار از آوردن جدول قدرهای ثبت شده توسعه صوفی و مقادیر امروزی روشنایی آن ستارگان، خودداری می‌کنیم. در نمودار زیر m (قدر ظاهری ستارگان طبق داده‌های صوفی) بر حسب $\log\left(\frac{b}{b_0}\right)$ رسم شده است. که برای b_0 (روشنایی مقایسه)، روشنایی نسرواقع در نظر گرفته شده است.



نمودار ۱: نمودار قدر بر حسب لگاریتم روشنایی

نموداری که بر این داده‌ها برازنده شده است به صورت زیر است:

$$m = a \log\left(\frac{b}{b_0}\right) + c \quad (V)$$

$$a = -2.31 \pm 0.28$$

$$c = 0.32 \pm 0.42$$

$$R^2 = 0.77$$

اگر همین رابطه را برای ستاره‌ی نسر واقع بنویسیم. متوجه می‌شویم که c قدر ظاهری نسر واقع است. البته ما دوست داریم، قدر ظاهری نسر واقع صفر باشد. بنابراین بهتر است خطی را ببرازنیم که از مرکز دستگاه مختصات عبور کند. در این صورت شبی خط تغییر می‌کند:

$$a = -2.52 \pm 0.06 \quad (A)$$

یعنی رابطه‌ی قدر-روشنایی به صورت زیر می‌شود:

$$m = -2.5 \log\left(\frac{b}{b_0}\right) \quad (9)$$

$$\rightarrow m_1 - m_2 = 2.5 \log\left(\frac{b_2}{b_1}\right)$$

نتیجه گیری

مفهوم قدر یک مفهوم ستی در علم نجوم است. وقتی در دنیای جدید تصمیم به حفظ مفهوم آن گرفتیم، سعی کردیم بین آن و مفهوم روشنایی ارتباط برقرار کنیم. برای این کار چاره ای نداریم غیر از اینکه به کتب کهن نجومی رجوع کنیم. در این مقاله به همین موضوع پرداختیم و نشان دادیم که قدر و روشنایی با هم به صورت لگاریتمی رابطه دارند. این موضوع به نوعی نشان دهنده ی لگاریتمی بودن حس بینایی ما می باشد.

همچنین در ابتدای مقاله با استفاده از طول های دایره البروجی ثبت شده در کتاب صورالکواكب، دوره ی تناوب حرکت تقدیمی را محاسبه کردیم. البته روشن است که امروزه با روش های بسیار دقیق تری می توان این کار را انجام داد.

سپاس گذاری

از همکاری و دلگرمی دوست عزیزم حسین مصحفی (دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک در دانشگاه شهید بهشتی) بسیار تشکر می کنم.

مرجع

[۱] صوفی رازی، عبدالرحمون؛ «صورالکواكب»؛ ترجمه ی خواجه نصیرالدین طوسی؛ نشر ققنوس

داده‌کاهی تصاویر چند باندی اپتیکی بلازار Mrk 180

منصوره سبزی سروستانی^۱, علیرضا آقائی^{۱,۲}

^۱گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشجویی بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

به منظور بررسی تغییرات تابندگی و ارتباط آن با شاخص رنگ، بلازار Mrk 180 را در فیلترهای V و R و در بازه‌های زمانی چند دقیقه‌ای مورد مانیتورینگ قراردادیم. این مانیتورینگ در رصدخانه ملی فرانسه و در تمام طول شب رصدی و به مدت سه شب صورت پذیرفت. در این مقاله به داده‌کاهی تصاویر در باندهای مختلف خواهیم پرداخت.

Data reduction of the multiband optical images of the blazer Mrk 180

M. Sabzi Sarvestani¹, A. Aghaee^{1,2}

¹ Department of Physics, University of Sistan & Baluchestan, Zahedan

² School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In order to verify the variations in the luminosity and its correlation with color index, blazar Mrk180 has been monitored in the V and R filters in the time scale of several minutes. This monitoring carried out for three nights and during the all of observational nights at the French national observatory (OHP). In this paper, we will present imaging data reduction in the different filters.

مقدمه

زیر مجموعه‌ای از QSO‌ها (Quasi-Stellar Object or quasar) با ویژگی تغییرات خیلی قوی و سریع در ناحیه اپتیکی تابشسان مشخص می‌شوند که به OVV (Optically Violently Variables) معروف هستند. شار اپتیکی این اجرام، با درصد قابل توجهی، در مقیاس‌های زمانی از مرتبه‌ی روز تغییر می‌کند. علاوه بر تغییرپذیری قوی در شارشان،

نور اپتیکی OVV ها قطبیدگی نسبتاً بالایی دارد، نوعاً از مرتبه چند درصد، در حالی که قطبیدگی QSO های عادی زیر یک درصد است. OVV ها معمولاً گسیلندهای قوی رادیویی‌اند. تابش آنها علاوه بر طول موج‌های اپتیکی در سایر نواحی طول موجی هم تغییر می‌کند، چنانچه به سمت فرکانس‌های بالاتر برویم، مقیاس‌های زمانی تغییرات کوتاه‌تر و دامنه تغییرات بزرگ‌تر می‌شود.

رده‌ای دیگر از AGN ها BL Lacertae (Active Galactic Nuclei) گرفته شده است و همانند AGN ها، OVV هایی با تغییر تابشی خیلی قوی هستند، اما خطوط نشری و جذبی خیلی قوی ندارند. تابش اپتیکی - BL Lac ها، مانند OVV ها، شدیداً قطبید است. به دلیل عدم مشاهده خطوط نشری در طیف BL Lac ها، تعیین انتقال به سرخ اغلب آنها مشکل و گاهی غیرممکن است. در بعضی حالات خطوط جذبی مربوط به کهکشان میزان AGN در طیف آنها مشاهده می‌شود که به کمک آن انتقال به سرخ BL Lac تعیین می‌گردد. تابندگی اپتیکی بعضی BL Lac ها، در بازه زمانی به اندازه کافی طولانی، تا چندین قدر تغییر می‌کند.

این حقیقت قابل توجه است که در دوره‌های زمانی که درخشندگی آنها پایین است، گاهی خطوط نشری مشاهده می‌شود و BL Lac شبیه به یک OVV به نظر می‌رسد. به این دلیل به هر یک از کوازارهای OVV و یا BL Lac ها، بلازار (Blazar) گفته می‌شود [1].

تغییرات تابندگی

مشاهدات بلازارها نشان دهنده این واقعیت است که تابندگی آنها در تمامی گستره‌ی امواج الکترومغناطیسی و در مقیاس های زمانی از چند ده دقیقه گرفته تا سال‌ها و حتی دهه‌ها تغییر می‌کند. بر پایه‌ی مقیاس‌های زمانی متفاوت، تغییرپذیری بلازارها به سه کلاس تقسیم می‌شود: (۱) تغییرات درون‌روز (IDV: Intra-Day Variability)؛ تغییرات شار منبع از مرتبه‌ی صدم تا حد چنددهم قدر در مقیاس زمانی یک روز یا کمتر به عنوان IDV یا میکرو تغییرپذیری یا تغییرات اپتیکی درون شب (INOV: Intra-Night Optical Variability) شناخته می‌شود. (۲) تغییرات دوره کوتاه (Short-TTV: Short-Term Variability)؛ تغییرات شار از مرتبه روزها تا چند ماه اغلب STV نامیده می‌شود. (۳) تغییرات دوره بلند (LTV: Long-Term Variability)؛ به تغییرات شار در چندین ماه تا چندین سال LTV گویند. در کلاس‌های STV و LTV تغییرات از مرتبه‌ی بیشتر از یک قدر است و حتی گاهی از ۵ قدر هم تجاوز می‌کند [2] و [3].

چندین مدل برای تغییرپذیری بلازارها پیشنهاد شده است، عمومی ترین آنها شوک در مدل جت است. اگرچه تغییرات تابندگی در مقیاس‌های زمانی یک هفته یا کمتر، گواهی بر تپش‌های دیسک برافزايشی یا وجود لکه داغ چرخان روی دیسک می‌تواند باشد ولی هنوز مکانیسم دقیق برای تغییرپذیری شناخته نشده است [4].

بلازар Mrk 180

بلازار Mrk 180 (1ES 113+704) با تابش گامای GeV جسمی BL Lac است. هسته‌ی شبه ستاره‌ای دارد که توسط ابر گازی کم نوری احاطه شده که خطوط نشری در طیف هسته‌ی آن وجود ندارد. اسپکتروسکوپی ابر گازی، خطوط جذبی کهکشانی بیضوی را در انتقال به سرخ $Z = 0.046$ نشان می‌دهد. این جسم BL Lac طیف رادیویی پیوسته تخت دارد و قطبش خطی آن متغیر است [5].

مشاهدات رصدی

مشاهدات ما از بلازار Mrk 180 با تلسکوپ ۱/۲۰ متری رصدخانه ملی فرانسه Observatoire de Haute-Provence (Provence) واقع در ایالت Provence و در فیلترهای V و R انجام شده است. این تلسکوپ، دوربین CCD‌ای با آرایه‌ای 1024×1024 پیکسلی دارد که در 1×1 bin ۱ کار می‌کند. از این تلسکوپ برای تصویر برداری و فوتومتری در فیلترهای UBVR استفاده می‌شود. ما مشاهدات را در سه شب و در تاریخ‌های ۲۳، ۲۴ و ۲۷ آوریل ۲۰۰۹ انجام دادیم. از آنجاییکه در این تلسکوپ، اندازی گیری همزمان در فیلترهای مختلف مقدور نیست لذا به صورت تکرار متوالی از یک فیلتر به فیلتر دیگر و با زمان نوردهی ۱۰ و ۱۵ دقیقه، به ترتیب برای فیلترهای V و R صورت پذیرفت. هدف از انتخاب این زمان‌های نوردهی، بالا بردن نسبت S/N به منظور سهولت در بررسی وجود یا عدم وجود تغییرات در تابندگی بلازار ESO-MIDAS می‌باشد. پردازش و داده‌کاهی داده‌های خام، با استفاده از سیستم استاندارد رصدخانه جنوبگان اروپا ESO-MIDAS انجام می‌شود.

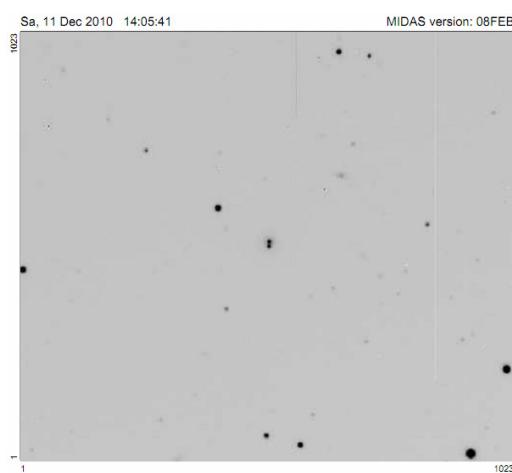
نتایج داده‌کاهی

برای داده‌کاهی تصویری از روش استاندارد استفاده نمودیم. داده‌های مربوط به هر شب مشاهده را که از تلسکوپ گرفته‌ایم به فرمتی که قابل استفاده برای نرمافزار MIDAS باشد تبدیل کرده و پس از median گرفتن از بایاس فرم‌ها (bias frames) یک مستر بایاس (master bias) ایجاد می‌کنیم. در شکل ۱ مستر بایاس حاصله آمده است.



شکل ۱: مستر بایاس حاصله از ۵ بایاس متفاوت

برای ایجاد مستر فلت (master flat) نیز مانند مستر بایاس عمل کرده، تنها با این تفاوت که برای هر فیلتر یک مستر فلت جداگانه ایجاد می‌کنیم، یعنی یک مستر فلت برای فیلتر V و یکی برای فیلتر R . با انجام این کارها یک بایاس و فلت هموار به دست می‌آید. مستر بایاس را از تمامی فریم‌ها کم می‌کنیم. و برای از بین بردن پاسخ غیریکنواخت CCD به نور یکنواخت کافی است که تصاویر را بر این مسترفلت تقسیم نماییم. در شکل ۲ نمونه تصویر کاهش یافته‌ای از بلازار Mrk 180 (مرکز تصویر) و دیگر اجرام زمینه در فیلتر V آمده است.



شکل ۲: تصویر کاهش یافته‌ای از بلازار در فیلتر V



مرجع‌ها

- [1] Peter Schneider;" *Extragalactic Astronomy and Cosmology* "; pages184, 185.
- [2] D'Ammando et al. 2009; " AGILE detection of a rapid γ-ray flare from the blazar PKS 1510-089 during the GASP-WEBT monitoring"; 2009, arXiv:0909.3484.
- [3] Wagner S. J., Witzel A.; " Intraday Variability In Quasars and BL Lac Objects"; 1995, ARA&A, 33, 163.
- [4] MangalamWiita1993;" Accretion disk models for optical and ultraviolet micro variability in active galactic nuclei"; 1993, ApJ, 406, 420.
- [5] Ulrich 1978a;" Spectra of the stellar population in three objects related to BL Lacertae"; 1978ApJ...222...3U.

انفجارات پرتو گاما کیهانی

مهلا شاهسوار^۱، علیرضا آقائی^{۲،۳}

^۱دانشجوی کارشناسی فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۲گروه فیزیک، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان

^۳پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشیابی بنیادی، تهران

چکیده

انفجارات پرتو گاما و قایعی در خشان و بسیار پر انرژی هستند که در کیهان و در فواصل دور اتفاق می‌افتد. منشاء این انفجارات ابرنواخترها و باقیمانده‌های ستاره‌های نوترونی است که به صورت یک جت متراکم تابیده می‌شود. انفجارات پرتو گاما می‌توانند جز یکی از دو گروه، کوتاه که دو ثانیه یا کمتر طول می‌کشد و بلند که تا یک دقیقه یا بیشتر طول می‌کشد، باشند که تفاوت این دو نوع تنها در مدت زمانشان نیست بلکه از جهات بسیاری با هم تفاوت دارد. در این مقاله به این اختلافات می‌پردازیم.

Cosmic Gamma-ray Bursts

M. Shahsavar¹, A. Aghaei^{2,3}

¹BSc. Student of Physics, University of Sistan & Baluchestan, Zahedan

²Department of Physics, University of Sistan & Baluchestan, Zahedan

³School of Astronomy, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

Gamma ray explosions are bright and very high energetic events which occur in very distance universe. Their origin is supernova explosion and neutron star remnants that emit like a compact jet. The explosions of gamma are classified as short, a duration of 2 seconds or less, and long gamma-ray burst, which takes greater than two seconds and up to a minute or more. The difference between short and long class is not just for their duration. They are different in many aspects. In this paper, we will present these differences.

مقدمه

انفجارات پرتو گاما همان تشعشعات پرتو گاما هستند که به انفجارات بسیار پر انرژی کهکشان‌های دور مربوط می‌شوند و در خشان‌ترین حوادث الکترومغناطیس هستند که در کیهان اتفاق می‌افتد و از میلی ثانیه تا تقریباً یک ساعت طول می‌کشند، هرچند که یک انفجار معمولی چند ثانیه طول می‌کشد. به دنبال انفجار اولیه معمولاً نابش پس فروزش بلند مدت در طول موج‌های بلندتر نظیر اشعه ایکس، فرابنفش، نوری، مادون قرمز و رادیویی اتفاق می-

افتد. منابع بیشتر انفجارات پرتو گاما میلیارد ها سال نوری از زمین فاصله دارد، که این نشان می دهد که این انفجارات هم پرانرژی هستند (بطور نمونه یک انفجار در چند ثانیه همان مقدار انرژی آزاد می کند که خورشید در کل ده میلیارد سال حیاتش آزاد می کند) و هم بسیار نادر در هر کهکشان، فقط چند تا در طول میلیون ها سال [۱]. منشا همه انفجارات پرتو گاما خارج از کهکشان راه شیری است. تصور می شود که یک انفجار پرتو گاما در گذشته باعث نابودی درصد خلی زیادی از موجودات روی زمین شده است [۲]. نظریه های متفاوتی درباره منشا این انفجارات وجود دارد که در ادامه به توضیح و بیان منşa آنها پرداخته شده است.

کشف و پدیده شناسی

در سال ۱۹۶۸ تشعشعات گاما توسط ماهواره های ناظری که برای کنترل پیمان های منع آزمایش هسته ای به فضا فرستاده شده بودند کشف گردید. این تشعشعات شبیه تشعشعات مشاهده شده در انفجارات هسته ای بود. این ماهواره ها نشان دادند که گسیل تشعشعات گاما به سمت زمین است که این نشان می دهد ، تشعشعات گاما باید پدیده ای باشند که ماهیت کیهانی دارند. منع این تشعشعات، انفجارات پرتو گاما نامیده شد. طول مدت تشعشعات گاما بسیار متفاوت است، یعنی از چند میلی ثانیه تا تقریباً صد ثانیه طول می کشد و از لحاظ منحنی های نوری مربوط نیز به شدت با یکدیگر فرق می کند. طبق مشاهدات، دامنه انرژی آنها از 100 keV تا چند MeV است که گاهی حتی به انرژی های بالاتر نیز می رسد.

طبقه بندی

طرح های بسیاری برای طبقه بندی انفجارات پرتو گاما پیشنهاد شده است اما این طرح ها اغلب تنها بر اساس تفاوت های ظاهری منحنی های نوری است و ممکن است همیشه بازناب تفاوت فیزیکی واقعی بر انفجارات ستاره افجاری نباشد. اما طرح رایه شده برای توزیع طول مدت بسیاری از انفجارات پرتو گاماپی که مشاهده شده است نشان دهنده دونمایی واضحی است که حکایت از وجود دو گروه متفاوت دارد: گروهی کوتاه با میانگین طول مدت حدوداً سه دهم ثانیه و گروه بلند با میانگین طول مدت حدوداً سی ثانیه [۳].

انفجارات پرتو گاما بلند

انفجاراتی که بیشتر از دو ثانیه طول می کشد تحت عنوان انفجارات بلند طبقه بندی می شوند. مطالعه دقیق نشان داده است که تقریباً هر انفجار پرتو گاما با کهکشان هایی که به سرعت ستاره تشکیل می دهد و در بسیاری موارد با ابرنوادری که هسته آن فرو ریخته است در ارتباط است که این به وضوح انفجارات بلند پرتو گاما را با مرگ ستاره های بزرگ ارتباط می دهد [۴]. از نظر طیف سنجی انفجارات بلند پرتو گاما پر انرژی تری هستند با هر بار وقوع انفجار پرتو گاما یک سیاهچاله متولد می شود.

انفجارات پرتو گاما کوتاه

وقایعی با طول مدت کمتر از سه ثانیه تحت عنوان انفجارات پرتو گاما کوتاه طبقه بندی می شوند. تعدادی از این انفجارات به کهکشان های بزرگ بیضوی و محیط درون خوشی که تعداد کمی ستاره تولید می کند یا اصلاً ستاره ای تولید نمی کنند مربوط می شوند [۵]. این موضوع ارتباط انفجار با ستاره های بزرگ را رد می کند که خود تایید کننده این است که رویدادهای کوتاه مدت به لحاظ فیزیکی با رویدادهای بلند متفاوت هستند. ماهیت واقعی

این اجرام (با اینکه حتی طبقه بنده فعلی دقیق است) مشخص نیست، اگرچه فرضیه اصلی این است که آنها از ترکیب ستاره های نوترونی دو تابی نشات گرفته اند^[۶] بخش کوچکی از انفجارات کوتاه پرتو گاما احتمالاً به شراره های خورشیدی بسیار بزرگی مربوط می شوند که از تکرار شونده های گاما نرم در کهکشان های نزدیک ایجاد شده اند^[۷]

منشا

به علت فاصله بسیار زیاد اکثر منابع انفجارات پرتو گاما از زمین، تشخیص ستاره های انفجاری، که عامل این انفجارات هستند بحث برانگیز است. ارتباط برخی از انفجارات بلند پرتو گاما با ابرناخترها وجود این حقیقت که کهکشان های میزبان آنها به سرعت تشکیل ستاره می دهند شواهد محکمی است که نشان می دهد بین انفجارات بلند پرتو گاما و ستاره های بسیار بزرگ ارتباط وجود دارد. پذیرفته ترین مکانیسم درباره منشا انفجارات پرتو گاما بلند، مدل فروپاشی است^[۸] که در آن هسته ستاره بسیار بزرگی که به سرعت می چرخد و متالیستی پایین دارد در آخرین مراحل تکامل به درون سیاه چاله فرو می ریزد. مواد نزدیک هسته ستاره به سمت مرکز بارش می گذد و درون یک دیسک فشرده دارای چگالی بالا می چرخد. حرکت این مواد به درون سیاه چاله یک جفت جت نسبیتی را به خارج و در امتداد محور چرخشی می راند که از طریق پوشش ستاره ای فشرده می شود و در نهایت بر روی سطح ستاره ای می شکند و به صورت پرتو گاما می تابد. برخی مدل های دیگر با میدان های مغناطیسی فوق العاده قوی که تازه ارائه شده اند^[۹] جایگزین سیاه چاله می شوند، اگر چه دیگر جنبه های این مدل شامل فروریزش هسته ستاره بسیار بزرگ و تشکیل جت های نسبیتی به یکدیگر شباهت دارند.

نزدیک ترین انalog های کهکشانی که انفجارات پرتو گاما را تولید می کنند احتمالاً ستاره های Wolf-Rayet بسیار داغ و ستاره های بسیار بزرگی هستند که بیشتر هیدروژن یا تمام هیدروژنشان را در اثر فشار تابش از دست داده اند. اتاکاریناو WR104 به عنوان ستاره های انفجاری افجار پرتو گاما ذکر شده اند^[۱۰]. مشخص نیست که ایا هیچ ستاره ای در راه شیری ویژگی های مناسب برای تولید انفجار پرتو گاما را داشته باشد^[۱۱].

مدل ستاره بسیار بزرگ احتمالاً نمی تواند توجیه کننده همه نوع انفجارهای پرتو گاما باشد. مدارک مستدلی وجود دارد که انفجارات پرتو گاما کوتاه مدت در سیستم هایی که هیچ ستاره ای تولید نمی کنند و هیچ ستاره بزرگی در آن وجود ندارد مثل هاله های کهکشان و فضای میان کهکشانی رخ می دهند^[۱۲]. بنا به نظریه ای که پذیرفته تر است، منشا بیشتر انفجارات پرتو گاما ترکیب دو ستاره نوترونی است. طبق این مدل دو ستاره دوگانه به کنده در اثر آزاد شدن انرژی از طریق تابش گرانشی^[۱۳] دور یکدیگر می چرخد تا زمانی که ستاره های نوترونی ناگهان یکدیگر را در اثر نیروهای جزر و مددی می شکافند و در یک سیاه چاله فرو می ریزند. فروریزش ماده به درون سیاه چاله جدید در دیسک فشرده به انفجار قوت می بخشد که این به مدل فروپاشی شباهت دارد. مدل های زیاد دیگری برای توضیح انفجارات پرتو گاما پیشنهاد داده شده اند شامل ترکیب ستاره نوترونی و یک سیاه چاله، فروریزش به دنبال یکی شدن دو ستاره نوترونی یا تبخر سیاه چاله های نخستین^[۱۴].

مرجع ها

- [1] Podsiadlowski, Ph. et al. (2004). "The Rates of Hypernovae and Gamma-Ray Bursts: Implications for Their Progenitors". *Astrophysical Journal* **607L**: 17P. doi:10.1086/421347.
- [2] Melott, A. L., et al. (2004). "Did a gamma-ray burst initiate the late Ordovician mass extinction?". *International Journal of Astrobiology* **3**: 55–61.
- [3] Kouveliotou, C. et al. (1993). "Identification of two classes of gamma-ray bursts". *Astrophysical*



Journal **413**: L101. doi:10.1086/186969

- [4] Woosley, S. E. and Bloom, J. S. (2006). "The Supernova Gamma-Ray Burst Connection". *ARA&A* **44**: 507–556. doi:10.1146/annurev.astro.43.072103.150558.
- [5] Hjorth, J. *et al.* (2005). "GRB 050509B: Constraints on Short Gamma-Ray Burst Models". *Astrophysical Journal* **630** (2): L117–L120. doi:10.1086/491733. <http://www.iop.org/EJ/article/1538-4357/630/2/L117/19688.html>.
- [6] Nakar, E. (2007). "Short-hard gamma-ray bursts". *Physics Reports* **442**: 166–236. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007PhR...442..166N> doi:10.1016/j.physrep.2007.02.005.
- [7] Hurley, K; Boggs, SE; Smith, DM; Duncan, RC; Lin, R; Zoglauer, A; Krucker, S; Hurford, G *et al.* (2005). "An exceptionally bright flare from SGR 1806-20 and the origins of short-duration gamma-ray bursts". *Nature* **434** (7037): 1098–1103. doi:10.1038/nature03519. PMID 15858565.
- [8] MacFadyen, A.I. and Woosley, S. (1999). "Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in "Failed Supernovae"". *Astrophysical Journal* **524**: 262–289. doi:10.1086/307790.
- [9] Metzger, B.; Thompson, Todd A.; Quataert, Eliot; Immler, Stefan; Weiler, Kurt (2007). "Proto-Neutron Star Winds, Magnetar Birth, and Gamma-Ray Bursts". *AIP Conference Proceedings* **937**: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007AIPC..937..521M> 521–525. doi:10.1063/1.2803618.
- [11] Stanek, K. Z. *et al* (April 6, 2006). "Protecting Life in the Milky Way: Metals Keep the GRBs Away". *Acta Astronomica*. arXiv:astro-ph/0604113v4. http://acta.astrouw.edu.pl/Vol56/n4/pap_56_4_3.pdf
- [10] Plait, Phil (March 2, 2008). "WR 104: A nearby gamma-ray burst?". Discover. <http://www.badastronomy.com/bablog/2008/03/03/wr-104-a-nearby-gamma-ray-burst/>. Retrieved
- [12] Prochaska, J. X. *et al.* (2006). "The Galaxy Hosts and Large-Scale Environments of Short-Hard Gamma-Ray Bursts". *Astrophysical Journal* **641**: 989. doi:10.1086/501160. http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?
- [13] Kochanek, C.S. and Piran, T. (1993). "Gravitational Waves and gamma -Ray Bursts". *Astrophysical Journal Letters* **417**: L17–L23. doi:10.1086/187083. Bibcode: 1993ApJ...417L..17K.
- [14] Vietri, M. and Stella, L. (1998). "A Gamma-Ray Burst Model with Small Baryon Contamination". *Astrophysical Journal* **507**: L45–L48. doi:10.1086/311674.

قرص برافزایشی مغناطییده نازک در اطراف اجرام فشرده چرخان

محبوبه شقاقیان

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات، فارس، ایران

^۲ باشگاه پژوهشگران جوان، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات، فارس، ایران

چکیده

در این تحقیق، دینامیک یک قرص ایستا و تقارن محور از سیال مغناطییده برافزایشی با رسانندگی متناهی اطراف یک جسم فشرده چرخان مطالعه شده است. در راستای معادلات ماکسول و قانون تعمیم یافته‌ی اهم، معادلات پایه حاکم بر حرکت پلاسما با رسانندگی متناهی (مغناطو سیال) در یک فضا - زمان خمیده در اطراف یک جسم فشرده آرام چرخان، استخراج شده است. رسانندگی الکتریکی پلاسما، متناهی فرض شده و از تنش و شکسانی و خودگرانش قرص صرفنظر گردیده است. جریان سمتی ناشی از حرکت مغناطو سیال در درون قرص، ساختار میدان مغناطیسی دو قطبی سیاهچاله مرکزی را به خاطر حضور رسانندگی متناهی تغییر می‌دهد. در الگوی ما، تنش مغناطیسی، جایگزین تنش و شکسانی در الگوی استاندارد شده است و تکانه‌ی زاویه ای را از قرص استخراج می‌نماید. جریان فروریزشی که از یک ناحیه فروآلفونی می‌گذرد، در فرو ریزش به افق رویداد سیاهچاله، فرآالفونی می‌شود.

Thin Magnetized Accretion Disk around Rotating Compact Objects

M. Shaghaghian

Islamic Azad University, Fars Sciences & Research Branch, Shiraz

Abstract

The dynamics of an axisymmetric stationary disk of accreting magnetofluid with finite conductivity around a rotating compact object is presented here. Along with Maxwell's equations and generalized Ohm's law, the basic equations governing the motion of a finitely conducting plasma (magnetofluid) in a curved space-time around a slowly rotating compact object are derived. The finite electrical conductivity of the plasma is taken into

account, but the viscous stress is neglected as well as the self-gravity of the disk. The azimuthal current produced due to the motion of the magnetofluid modifies the dipolar magnetic field structure of the central black hole inside the disk owing to the presence of a finite resistivity for the plasma. The magnetic stress takes the place of viscous stress in the standard disk model, and extracts angular momentum from the disk. It is shown that the inward flow passing through a sub-Alfvenic region must become super-Alfvenic to fall into the event horizon.

مقدمه

کشف طبیعت ناحیه‌ی قوی گرانش اطراف اجرام فشرده، در قرن اخیر یکی از بزرگترین چالشها در اخترفیزیک می‌باشد. بسیاری معتقدند که منابع هسته‌ای ستارگان برای توجیه انرژی درخشان ترین اجرام عالم، بسیار ناکافی است. فرآیندهای پلاسمای در مجاورت اجرام فشرده، سازوکار اصلی تولید انرژی در چنین اجرامی است. برافراش به اجرام فشرده یک سازوکار طبیعی و قدرتمند، برای تولید تابش انرژی بالاست بدین صورت که انرژی پتانسیل گرانشی آزاد شده از ماده‌ی سقوط کننده، گاز را گرم و به تابش تبدیل می‌شود.

فرمولیندی

سیستم مورد نظر ما جریانهای مغناطیسی در اطراف یک سیاهچاله‌ی نسبیتی در منبع پلاسمای اطراف بر سیاهچاله‌ی مرکزی برافزوده می‌شود. فرض چرخش سریع برای سیاهچاله‌ی مرکزی در مطالعه‌ی جت‌ها فرض مناسبی می‌باشد. اما در محاسبات ما فرض سیاهچاله‌ی آرام چرخان کفایت می‌نماید. بنابراین، تحلیل مان را به شکل خطی شده‌ی متريک کر معطوف می‌نماییم

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) + \frac{4am}{r} \sin^2 \theta dt d\varphi. \quad (1)$$

حرکت پلاسمای توسط معادله‌ی پایستگی $T_{;j}^{ij} = 0$ بیان می‌شود، که در اینجا T^{ij} تانسور انرژی-تکانه است

$$T^{ij} = \left(\rho + \frac{\bar{p}}{c^2}\right) u^i u^j - \frac{\bar{p}}{c^2} g^{ij} - \frac{1}{4\pi c^2} E^{ij}, \quad (2)$$

شامل یک سیال ناکامل به چگالی ρ ، فشار $\eta_b \Theta$ ضریب و شکسانی توده ای و $u^k = u_{;k}$)، تانسور تنש الکترومغناطیسی E^{ij} ، چهاربردار سرعت u^i و یک میدان الکترومغناطیسی F^{ij} که معادلات ماکسول را ارضامی نماید، می باشد

$$F^{ij}_{;j} = -\frac{4\pi}{c} J^i, \quad (3)$$

$$F_{ij,k} + F_{ki,j} + F_{jk,i} = 0. \quad (4)$$

رسانندگی متناهی از طریق قانون تعمیم یافته اهم در معادلات حضور می یابد

معادلات ماکسول در هندسه‌ی کر بصورت زیر بسط می یابند

$$\frac{4\pi}{c} J^r = -\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(1 - \frac{2m}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi), \quad (6)$$

$$\frac{4\pi}{c} J^\theta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(1 - \frac{2m}{r} \right) B_\varphi \right], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} J^\varphi &= \frac{1}{r^4 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{B_r}{\sin \theta} \right) - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(1 - \frac{2m}{r} \right) B_\theta \right] \\ &\quad - \frac{2am}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E_r}{r} \right) + \frac{1}{r^3 \sin \theta} \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\theta) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} J^t &= -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 E_r \right) - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\theta) \\ &\quad - \frac{2am}{r^5 \sin \theta} \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_r) + \frac{2am}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_\theta}{r} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial B_r}{\partial r} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = 0. \quad (11)$$

یافتن جواب برای مجموعه این معادلات در حالت کلی مشکل است. بنابراین بمنظور ساده کردن معادلات، فرض حذف مولفه سمتی میدان الکتریکی برای یک سیال تقارن محور ($E_\varphi = 0$ ، معقول به نظر می رسد. همچنین اگر مولفه سمتی میدان مغناطیسی بصورت $B_\varphi = \frac{b_\varphi}{\sin \theta} \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1}$ درنظر گرفته شود آنگاه خواهیم داشت $J^r = J^\theta = 0$. با توجه به این رابطه، از قانون تعمیم یافته اهم می توان به رابطه ای بین میدانهای الکتریکی و مغناطیسی

$$E_r = B_\theta \frac{V^\varphi}{c}, \quad \& \quad E_\theta = -B_r \frac{V^\varphi}{c}, \quad (12)$$

همچنین به رابطه ای برای مولفه های غیر صفر چگالی جریان رسید

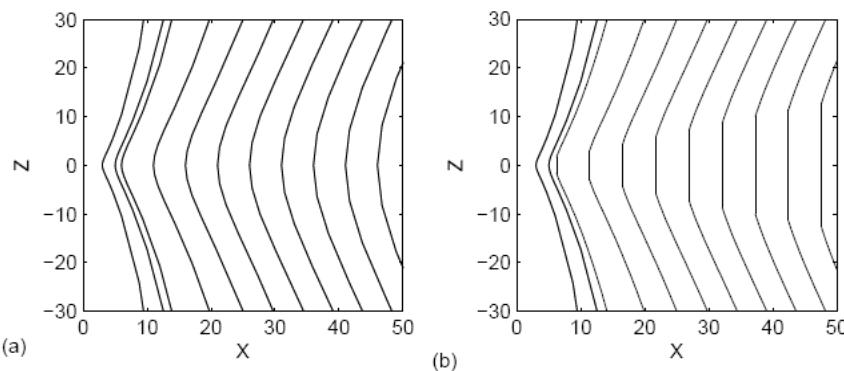
$$J^\varphi = -\sigma B_\theta u^r \left[\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2am}{r^3} \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \frac{V^\varphi}{c} \right], \quad (13)$$

$$J^t = -\sigma B_\theta u^r \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} \left[\frac{V^\varphi}{c} - \frac{2am}{r^3} \right], \quad (14)$$

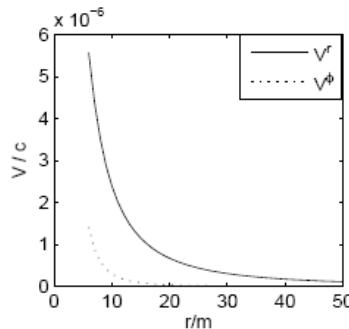
سرعت دورانی قرص، V^φ ، از حل مولفه سمتی معادلهٔ حرکت حاصل می‌شود $\frac{2amc}{r^3}$. این سرعت از کشش دستگاه غیر لخت فضا-زمان اطراف جسم فشردهٔ چرخان ناشی می‌شود (پرسانا ۱۹۸۹). میدان مغناطیسی به دو قسم تقسیم می‌شود؛ میدان دانه‌ای \vec{B}_r^S ناشی از منابع خارجی و میدان قرص \vec{B}_φ^D که از جریانهای جاری در قرص ایجاد می‌شود. جسم مرکزی سیاهچاله فرض می‌شود بنابراین میدان مغناطیسی ذاتی ندارد ولی جریانهای بیرون افق رویداد می‌تواند یک میدان مغناطیسی خارجی اطراف سیاهچاله ایجاد نماید (تاكاهاشی و کیاما ۲۰۰۹)

$$\begin{aligned} B_r^S &= -\frac{3\mu}{4m^3} r^2 \left\{ \frac{2m}{r} \left(1 + \frac{m}{r} \right) + \ln \left(1 - \frac{2m}{r} \right) \right\} \sin \theta \cos \theta, \\ B_\theta^S &= \frac{3\mu}{4m^2} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{-1} + \frac{r}{m} \ln \left(1 - \frac{2m}{r} \right) \right\} \sin^2 \theta, \\ B_{(r)} &= -B_1 r^k \sin^k \theta \cos \theta, \\ B_{(\theta)} &= B_1 r^k \left(1 - \frac{2m}{r} \right)^{1/2} \sin^{k+1} \theta, \end{aligned}$$

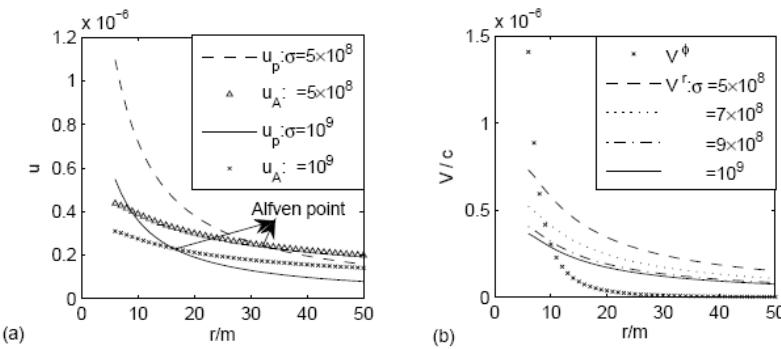
بمنظور مطالعهٔ ساختار میدان مغناطیسی درون قرص، توجه خود را به خطوط میدان مغناطیسی معطوف می‌سازیم که رابطهٔ زیر را ارضا می‌نمایند $\frac{dr}{B_r} = \frac{rd\theta}{B_\theta} = \frac{r \sin \theta d\varphi}{B_\varphi}$. جهت ملاحظهٔ شکل خطوط میدان معمول است که نتایج را در دستگاه دکارتی با روابط معمول زیر بیان نماییم ($X = r \sin \theta \cos \varphi$, $Y = r \sin \theta \sin \varphi$, $Z = r \cos \theta$). در شکل ۱، شکل خطوط میدان مغناطیسی در صفحهٔ نصف النهاری ($\varphi = 0^\circ$) رسم شده است.



شکل ۱: خطوط میدان مغناطیسی دوقطبی ستاره‌ی مرکزی (a) بدون حضور میدان قرص (b) با حضور میدان قرص



شکل ۲: نمودار سرعتها در BLF. مقادیر ثابت بصورت زیر می باشد: $\sigma = 0$, $\alpha = 0.9$, $n = 3 \times 10^{-4}$



شکل ۳: نمودار سرعتها در BLF به ازای مقادیر مختلف σ . مقادیر ثابت بصورت زیر می باشد:
 $\alpha = 0.9$, $n = 1$, $k = 1$, $\rho_0 = 0.4 \times 10^7 \text{ kg/m}^3$ and $B_s = 10^8 \text{ T}$

نتیجه گیری

در حالت عدم وجود رسانندگی برای سیال، هیچ میدان الکترومغناطیسی و در نتیجه هیچ تنش مغناطیسی ای وجود ندارد. به بیان دیگر در این حالت، هیچ سازوکاری برای انتقال تکانه ای زاویه ای وجود ندارد. ازینرو، این جوابها می توانند بر مراحل نهایی جريان برافرايش دلالت داشته باشند آنگاه که بیشتر تکانه زاویه ای مداری گاز قبلاً جدا شده است (قبری و شفاقیان ۲۰۰۹). بطوري که در آن لحظات، به نظر می رسد سیال تقریباً بطور مستقیم بر جسم فشرده مرکزی فرو می ریزد. در نتیجه سرعت فروریزش شعاعی سیال که به سمت داخل افزایش می یابد، بدليل شرط جريان برافرايش در مراحل نهایی، بایستی چندین مرتبه سریعتر از دوران آن باشد (شکل ۲). همانطور که شکل ۲ نشان میدهد برافرايش کروی اولیه (برافرايش با تکانه زاویه ای صفر و فروریزش شعاعی در بینهایت)، به سبب کشش دستگاه غیر لخت، هنگامی که به سیاهچاله مرکزی نزدیک می شود سرعت زاویه ای آورد و قرصی نازک بر صفحه استوایی جسم مرکزی تشکیل می دهد.

مرجع‌ها

- [1] A.R. Prasanna; "Equilibrium Configuration for an inertially Dragged Viscous Fluid around a Slowly Rotating Compact Object"; *A&A* **217**, (1989) 329-332
- [2] A.R. Prasanna and P. Bhaskaran; "Plasma Disks around Compact Objects with Self-Consistent Electromagnetic Fields"; *Ap&SS* **153**, (1989) 201-212
- [3] J. Ghanbari and M. Shaghaghian; "Viscous Accreting Magnetofluids around a Static Compact Object in Final Stages of Accretion Flow"; *PASJ* **61**, (2009) 1261-1269
- [4] M. Takahashi and H. Koyama; "Chaotic Motion of Charged Particles in an Electromagnetic Field Surrounding a Rotating Black hole"; *ApJ* **693**, (2009) 472-
- [5] M. Takahashi S. Nitta Y. Tatematsu and A. Tomimatsu; "Magnetohydrodynamic Flows in Kerr Geometry: Energy Extraction From Black holes"; *ApJ* **363**, (1990) 206-217

بررسی اثر قرص بر افزایشی بر روی منحنی نوری و طیفی سیستم دوتایی گرفتی **OW Gem**

فاطمه صالحی، مرجان محکی

گروه فیزیک، موسسه آموزشی عالی خیام مشهد، ایران

چکیده

به منظور تجزیه و تحلیل منحنی نوری سیستم دوتایی **OW Gem** از داده های نوری و سرعت شعاعی جمع آوری شده توسط گرفتین و دکنی از سالهای ۱۹۹۵، ۲۰۰۲ و نیز داده های رصدای گالان و همکارانش در سال ۲۰۰۸ استفاده کردیم. این سیستم در گذشته از نظر نوری و طیفی به روشهای مختلف مورد بررسی قرار گرفت، لیکن نویسنگان مقلالات تا اندازه ای به نتایج متفاوت دست یافتند. بنابراین در صدد برآمدیم تا به وسیله نسخه جدید برنامه ویاسون ون هم همراه با برنامه **Shellspec** سعی به حل دوباره منحنی نوری و سرعت شعاعی سیستم کنیم. این تحقیق به منظور رسیدن به نتایج جدید تر همراه با در نظر گرفتن فرضیات لازم برای سیستم بود. همان طور که نتایج نشان داد این سیستم یک دوتایی گرفتی از انواع آلغول با یک قرص بر افزایشی است.

To analyse the light curve of binary system OW Gem

F.Salehi, M. Mahaki

Department of Physics, Khayyam Institute for Education, Mashhad, Iran,

Abstract

In order to analyse the light curve of binary system OW Gem, we used the light and the radial velocity data collected by Griffin and Dequennoy from 1995, 2002 and 2006 as well as observational data Galan and his colleagues in 2008. In the past, this system were investigated with different methods but authors got different results. So we solve the light curve and the radial velocity by new version of Wilson & Van hamme program. Then we used Shellspec program in order to plot the spectral curve. As the results showed this system is an eclipsing binary system with an accretion disc.

مقدمه

سیستم دوتایی گرفتی بعد و میل آن به صورت زیر است: $\alpha_{2000} = +17^{\circ}31'31''$, $\delta_{2000} = +41^{\circ}46'56''$ (HDE = 258878) یا (BD+17°1281) که مشخصات

(α_{2000}) توسط کازیر^{۱۷} در مارس ۱۹۸۸ کشف شد. ویلیامز^{۱۸} در سال ۱۹۸۹ توانست

گرفت دوم آن را ثبت کند. گریفن و دکنی در سال ۱۹۹۵ اولین بررسی عمدۀ سیستم را منتشر کردند. این سیستم یک می باشد و قدر G8 IIb F2lb-II دوتایی ابر غول، شامل یک مؤلفه اصلی با رده‌ی طیفی آن از $9/10$ تا $9/11$ تغییر می‌کند. گالان و همکارانش دوره‌ی تناوب طولانی آن را $59/58$ روزگزارش کردند که برگرفته از ۱۱ گرفتی انجام شده در طی سالهای ۱۹۹۲ تا ۲۰۰۸ می‌باشد. مشاهدات نور سنجی نشان می‌دهد گرفت دوم در فاز $0/23$ اتفاق می‌افتد که این دلالت بر خروج از مرکز بزرگ ($e=0.5286$) سیستم دارد. با توجه به نوع گرفتی‌ها، گالان M). هم چنین شعاع مؤلفه‌ها $M_2 = 5.5M_\odot$ و $M_1 = 5.5M_\odot$ و همکارانش مقدار دقیق جرم مؤلفه‌ها را به دست آوردند: $R_2 = 32.32R_\odot$ و $R_1 = 32.26R_\odot$ (محاسبه کردند. آنها این سیستم را سیستم غیر متعارف عنوان نمودند زیرا $R_2 > R_1$ (مؤلفه‌های آن با داشتن جرم‌هایی کاملاً متفاوت، شعاعی یکسان دارند. آنها سیر تحولی سیستم را توانستند توجیه کنند. ما در این مقاله با در نظر گرفتن فرضیاتی متفاوت با دیگر مقالات، توانستیم علاوه بر به دست آوردن پارامترهای فیزیکی سیستم، چالش تحولی آن را توجیه کرده و به بهترین تطبیق بین منحنی نوری رصدی و نظری دست یابیم. هم چنین این تطابق رابطه منحنی سرعت شعاعی نیز به دست آورده‌یم.

فرضیات

برای بررسی منحنی نوری و سرعت شعاعی سیستم دوتایی گرفتی OW Gem از نسخه‌ی ۲۰۰۳ برنامه Williams و VanHamm استخراج کردیم. دمای ستاره اصلی را 7300 کلوین و ثابت فرض نمودیم. هم چنین ضریب تاریکی گرانشی را برای هردو ستاره در حالت همرفتی، $0/32$ در نظر گرفتیم. ضریب بازگشت تابش سنجی را $0/5$ قرار دادیم. تقویم نجومی

¹kaiser

²Williams

سیستم را بر طبق آخرین مقدار گزارش شده در سال ۲۰۰۸ توسط گالان و همکارانش به صورت زیر به کار برده شد:

$$JD_{\min} = 2415778.98 (\pm 0.22) + 1258.580 (\pm 0.011) \times E$$

تجزیه و تحلیل منحنی نوری و سرعت شعاعی OW Gem

در کار حاضر با استفاده از داده های نورستنجی گرفته و دکنی ابتدا اختلاف قدرها را به شدت تبدیل کرده و سپس منحنی نوری رصدی را در صافی R رسم نمودیم. با انتخاب مذکور از برنامه ی ویلسون برای سیستم های نیمه جدا، اجرای برنامه را شروع کردیم.

برای حل منحنی سرعت شعاعی از داده های گرفته و دکنی استفاده گردید. با توجه به در نظر گرفتن فرضیات و همچنین تغییر و اصلاح برخی از پارامترهای فیزیکی، به بهترین تطبیق بین منحنی های نوری و سرعت شعاعی رصدی با هر یک از منحنی های نوری و سرعت شعاعی نظری رسیدیم. برای بدست آوردن کمترین خطای مقادیر پارامتر ها را در هر مرحله از اجرای برنامه پردازش کردیم. نتایج کار حاضر و مقایسه آن با سایر تحقیقات در جدول (۱) و (۳) آمده است. منحنی های حاصل رصدی و نظری نیز رسم و در شکل (۱) و (۲) آورده شده است. همان طور که در شکل ها می بینیم، منحنی های نظری بدست آمده از حل برنامه ی ویلسون ون هم با فرض وجود جسم سوم بهترین تطبیق را با منحنی رصدی نشان می دهد. سپس با ثابت نگه داشتن پارامترهای حاصل از این برنامه، آنها رادر کد shellspec07 قراردادیم و به بررسی وجود جسم سوم (قرص، لک، جریان ماده و...) پرداختیم. با استفاده از منحنی طیفی رصدی (گالان، ۲۰۰۸) و اجرای برنامه shellspec ضمن دستیابی به مشخصات قرص، بهترین تطبیق بین منحنی طیفی نظری و رصدی را به دست آوردیم. نمودار (۳) این تطبیق را در مورد طیف سیستم نشان می دهد.

خلاصه و نتیجه گیری

از تجزیه و تحلیل منحنی نوری و طیفی سیستم OW Gem نتیجه می شود که این سیستم دارای یک قرص برافراشته است. پارامتر های حاصل از کار با برنامه ویلسون و برنامه shellspec در جداول (۱) و (۲) و (۳) آورده شده است.

جدول (۱) مقادیر مطلق حاصل از برنامه **Wilson-Van Hamme**

پارامتر	Galan et al	کار حاضر
$/ M_{\odot} \quad _1M$	5.49 ± 0.21	5.346
$/ M_{\odot} \quad _2M$	3.80 ± 0.16	3.593
$/ R_{\odot} \quad _1R$	32.32 ± 0.22	39.39
$/ R_{\odot} \quad _2R$	32.56 ± 0.23	44.80
) $R_{\odot} \quad a$	1030 ± 10.0	1037
V_Y	-5.2	-5.1

جدول (۲) نتایج حاصل از برنامه **Shellspec** و پارامترهای قرص

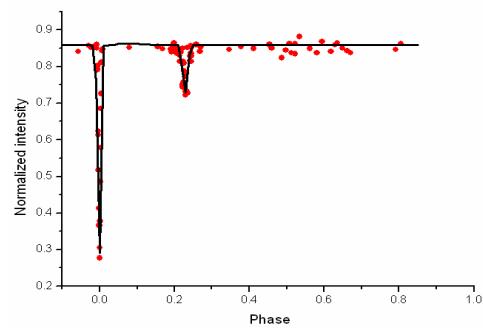
پارامتر	کار حاضر
rindc(R_{\odot})	40
routdc(R_{\odot})	42
Tempdc(0k)	6500
Densedc(gr/cm^3)	$10^{-15} X 20$
Edendc	-1

جدول(۳)نتایج حاصل از برنامه **Wilson-Van Hamme**

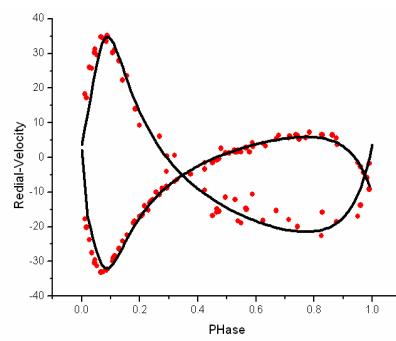
پارامتر	Ω	Galan et al(2008)	کار حاضر ^{24.82}
i	89.040 ± 0.028	89.14	
q	0.692 ± 0.011	0.672 ± 0.01	
$r_1 T$	7100	7300	
$r_2 T$	4975 ± 20	4970 ± 0.02	
$r_1 \Omega$	33.34 ± 0.21	32 ± 0.14	
$r_2 \Omega$	24.17	20.7285	
$r_1 \log g$	2.2	1.98	
$r_2 \log g$	2.0	1.69	
r1(pole)		0.3262 ± 0.00106	
r1(point)		0.04409 ± 0.006550	
r1(side)		0.04398 ± 0.00637	
r1(back)		0.04407 ± 0.00652	
r2(pole)		0.3619 ± 0.00195	
r2(side)		0.5198 ± 0.3134	
r2(back)		0.05341 ± 0.08657	
$\Sigma \omega (O - C)_2$		0.38×10^{-6}	
in Ω		24.65	

- Observed data

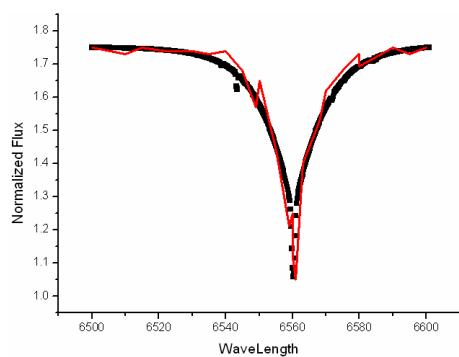
Theoretical light curve -



شکل ۱. تطبیق منحنی نوری رصدی و نظری حاصل از برنامه Wilson-van Hamm



شکل ۲. تطبیق منحنی سرعت شعاعی رصدی و نظری حاصل از برنامه Wilson-Van Ham



شکل ۳. تطبیق منحنی طیفی نظری و تئوری با استفاده از برنامه Shellspec

مراجع

- [1] Budaj.J,Richards.T.,Miller.B.,:2005,APJ.623,411
- [2] Galan.C,et al.:2010,APJ,in press
- [3] Griffin.R.,Obs,2004,124,136
- [4] Griffin.R.F,Duquennoy.A.:1993,113
- [5] Kaiser.D.H,Henden,A.A.:2002,IBVS,5347,1
- [6] Terrell.S.,Kaiser.D.H.,:2003,American Jurnal,126,902
- [7] Terrell.D.et al.:1994,IVBS,4102,1
- [8] Terrell.D.et al.:1994,IAPPP,57,54
- [9] Vann Hamm,W.:1993,Aj.106,2096
- [10] Williams.D.B.:1991,JAAVSO,20,234
- [11] Wilson.R.E.,Devinney.E.J.:1971,ApJ.166,605
- [12] Williams.D.B.:1989,JAAVSO,18,7

نظریه حرکت وضعی زمین و ساخت استرلاپ زورقی

اسدالله صفائی

رصادخانه دانشگاه کاشان، کاشان

دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده

از حدود یک هزار سال قبل بعضی از دانشمندان در ایران به حرکت وضعی زمین معتقد بودند. یکی از این دانشمندان ابوسعید سجزی بوده است. او یک نوع متفاوت از استرلاپ به نام استرلاپ زورقی ساخت. این ابزار نجومی بر اساس حرکت وضعی زمین طراحی شده بود. در این مقاله ساختن یک استرلاپ زورقی را که توسط نگارنده طراحی و ساخته شده است شرح می‌دهم.

Earth's rotation theory and construction Zawraqi astrolabe

A. Safaei^{1,2}

¹The University of Kashan observatory , Kashan

²The University of Zanjan , Zanjan

Abstract

Nearly a thousand years ago some scientists believed the rotation of the earth. One of these scientists was Aboosiyd Sejzy (Al-Sijzi). He made a different type of astrolabe called "Zawraqi astrolabe". The rotation of the Earth based on astronomical instrument was designed. In this article I describe it. I will make an "Zawraqi astrolabe" was designed by myself.

[۵]، [۴]، [۱] مقدمه

واژه استرلاپ (Astrolabe) ظاهرًا از دو واژه (Lab) یا ستاره و (Astro) یعنی ترازو، گرفته شده است. برخی آن را ستاره یاب، مقیاس ستاره، آینه نجوم، جام جمشید، جام جهان نما و... نیز نامیده اند. این ابزار شامل بخشی برای اندازه گیری پارامترهای نجومی یا هندسی بوده و در بخش دیگر می توان پارامترهای اندازه گیری شده را

تجزیه و تحلیل کرده و نتایج بسیار جالب و کاربردی از آن به دست آورد. به عبارت دیگر می‌توان آن را یک کامپیووتر آنالوگ چند منظوره دانست که داده‌های مورد نیاز را می‌توان به وسیله خود استرلاپ اندازه‌گیری نمود. بنابراین شاید به جرات بتوان گفت از بسیاری از ابزارهای کنونی تکامل یافته‌تر است. ابزارهای نجوم قدیم از جمله استرلابهای به جای مانده یکی از مهم ترین منابع برای بررسی تکامل نجوم قدیم به شمار می‌رود. شرف الدین محمد ابن مسعود مسعودی در کتاب جهان دانش که در سال ۴۴۹ هجری قمری نوشته شده است به نظریه حرکت وضعی زمین اشاره می‌کند. و به ساخت استرلاپی توسط ابوسعید سجزی که بر اساس این نظریه کار می‌کند اشاره می‌کند. بنابراین این ایرانیان از حدود یک هزار سال قبل به حرکت وضعی زمین اعتقاد داشته‌اند. و بعضی از دانشمندان همچون ابوالیحان بیرونی آن تایید کرده و یا حداقل این نظریه را محترم می‌شمرده‌اند.

ساختار استرلاپ زورقی و مقایسه آن با استرلابهای معمول [۱، [۲، [۳، [۴، [۵، [۶]

در استرلابهای تصویر دو یا چند دستگاه مختصات آسمانی را با مقیاس یکسان بر روی سطوحی رسم کرده و با توجه به نقطه مشترک بین دو دستگاه مختصات، کافی است فقط موقعیت نسبی یکی دیگر از این دو دستگاه مختصات مشخص شود. تا بطور کل موقعیت سایر نقاط این دو دستگاه نسبت به همدیگر تعیین گردد. در اغلب استرلابهای یکی از این دو، مختصات سمتی- ارتفاعی وابسته به ناظر است. که ثابت فرض شده. و دیگری که دستگاه مختصات استوایی آسمان می‌باشد، نسبت به آن دوران می‌کند. بنابراین قطب شمال سماوی نقطه مشترک ثابت بین دو دستگاه مختصات در نظر گرفته می‌شود. تنها با اندازه گیری زاویه ارتفاع از خورشید یا یکی از ستارگان روشن آسمان که بر روی استرلاپ درج شده است. و انطباق زاویه ارتفاع آن با ارتفاع مورد نظر در دستگاه مختصات سمتی- ارتفاعی وابسته به ناظر، مختصات سمتی- ارتفاعی سایر اجرام مشخص می‌گردد. در این ساختار زمین ثابت در نظر گرفته می‌شود. و سایر اجرام آسمانی نسبت به آن در حرکت فرض می‌شود. اما در استرلاپ زورقی دستگاه مختصات استوایی آسمان ثابت فرض شده و افق ناظر نسبت به ستارگان حرکت می‌کند. به بیان دیگر برای زمین حرکت وضعی در نظر گرفته شده است.

استرلاپ زورقی شبکیه یا صفحه عنکبوتی ندارد. به جای آن عضاده‌ای دارد، که شباحت زیادی به کشتی بادبانی یا همان زورق دارد. کمان افق ناظر انحنای پایین کشتی یا زورق را شامل می‌شود. و قسمت بالایی خط نیمروز (وسط السمع) دکل کشتی را می‌سازد. بنابراین برای هر عرض جغرافیایی باید عضاده مختص به خود، یا حتی استرلاپ زورقی جداگانه‌ای ساخت. بر روی صفحه یا صفحه‌های این نوع استرلاپ علاوه بر ترسیم خطوط سمت و ارتفاع (سموت و منقاط) دایره البروج و موقعیت ستارگان روشن آسمان نیز مشخص می‌شود.

تاریخچه استرلاپ زورقی [۱] ، [۳]

استاد جلال الدین همایی در زیرنویس باب چهارم کتاب التفہیم در بین انواع استرلابهای به ساخت استرلاپ زورقی به دست ابوسعید احمد بن عبدالجلیل سجزی (۳۷۲-۳۳۸ هجری قمری) معاصر عضدالدوله دیلمی اشاره می کند. همچنین ابوریحان بیرونی در کتاب "استیعاب الوجه الممکنه فی صنعته اسٹرلاپ" ضمن اشاره به نظریه حرکت وضعی زمین شرح مختصری درباره ساختار این نوع ویژه استرلاپ ارائه می کند و می نویسد:

« و قد رایت لابی سعید السجزی اصطراپاً من نوع واحد بسیطٍ غیر مرکب من شمالی و جنوبی سماه الزورقی فاستحسنته جداً لاحتراق ایاه علی اصلٍ قائم بذاته مستخرج مما يعتقد بعض الناس من ان الحركة الكلية المرئية الشرقي هي للارض دون الفلك . ولعمري شیجهته عسره التحلیل صعبه المحق ليس للمعولین على الخطوط المساحیه من تقضیها شئ اعنی بهم المهندسين و علماء الهيئة على ان الحركة الكلية سواء كانت للارض او كانت للسماء فانها في كلتا الحالتين غير قادره فی صناعتهم بل ان امکن نقض هذا الاعتقاد و تحلیل هذه الشیهه فذاك موكول الظبیعین من فلاسفه . »

ولی ظاهرا نمونه کاملی از استرلاپ زورقی در دست نیست . یا من از وجود آن بی اطلاع هستم . اما با بررسی بیش از ۲۰۰ استرلاپ موجود در موزه های خارج از کشور و موزه های ایران به دو مورد مربوط برخورد نمودم . که هردو خارج از ایران است . مورد نخست یک استرلاپ مسطح معمولی مربوط به صده دهم هجری است . سازنده آن یک ایرانی به نام شمس الدین محمد صفار بوده است . و فقط عضاده ای دارد که ظاهری شبیه عضاده استرلاپ زورقی دارد . و شاید به صورت دو منظوره ساخته شده و علاوه بر ساختار عضاده معمولی ، عضاده زورقی هم در آن در نظر گرفته شده باشد . ولی درجه بندی مناسب را نداشته و گذشته از این در خود استرلاپ یا صفحات آن ساختار استرلاپ زورقی لحاظ نگردیده است . بنابراین می توان حدث زد ، که این عضاده متعلق به این استرلاپ نبوده است . شکل (۱)



شکل ۱: عضاده ای که احتمالاً مربوط به یک استرلاپ زورقی بوده

در مورد دوم که یک استرلاپ مسطح معمولی است که سازنده و تاریخ ساخت آن مشخص نیست. احتمالاً در پاکستان ساخته شده است. در این استرلاپ شبکیه یا عنکبوت طوری طراحی شده که برای دو عرض جغرافیایی ۲۹ و ۳۶ درجه بتوان از ساختار زورقی بهره گرفت. هرچند تقسیمات مربوط به عضاده بر روی آن درج نشده است. و نیز در دو طرف یکی از صفحات این استرلاپ صفحات زورقی عرضهای جغرافیایی فوق طراحی شده است.

مشخصات استرلاپ ساخته شده توسط نگارنده

به دلیل مقاومت در برابر خوردگی، همچنین قابلیت چکش خوارگی از دیرباز استرلاپها را بیشتر از جنس فلز برنج می ساخته اند. ما نیز با نیز با دلایل فوق جنس استرلاپ را از فلز برنج در نظر گرفتیم. قطر آن حدود ۲۸ سانتیمتر بوده، و سعی شده در طراحی ظاهری و تزیینی آن اصالت ساختار ایرانی آن در نظر گرفته شود. استرلاپهای ایرانی معمولاً دارای تاج (یا همان کرسی) بزرگ و مناسب با قطر استرلاپ است. این نکته در مورد این استرلاپ رعایت گردیده است. در طراحی تزیینی سعی شده است، تا حد امکان از بن مایه های کاملاً ایرانی استفاده شود. تا نسبت به استرلاپهای عربی و اروپایی متمایز باشد. برخلاف استرلاپهای قدیمی که برای نوشتن اعداد از حروف ابجد استفاده می کردند. برای سهولت در استفاده از اعداد استفاده نمودیم. و از عدد صفر نیز استفاده شده است. چراکه صفر و اعداد دهگانی از ایران و هند به دنیا معرفی شد. هرچند بسیاری از واژه های نجوم قدیم به زبان عربی است. با این وجود سعی شده تا از بیشترین واژه های فارسی مرسوم بهره گرفته شود. همچنین نوع قلم اعداد و نوشته ها طوری در نظر گرفته شده است. تا ایرانی بودن آن کاملاً مشهود باشد. این استرلاپ برای عرض جغرافیایی ۳۲ درجه شمالی طراحی شده است. در ترسیم دستگاه مختصات سمتی-ارتفاعی، شبکه ای با خطوط ارتفاع با فاصله سه درجه یا اصطلاحاً ثلثی استفاده کرده. خطوط سمت را نیز با فاصله ده درجه رسم نمودیم. بنابراین استرلاپ طراحی شده ثلثی و مسمت می باشد. سپس دایره البروج و ۲۹ ستاره را با توجه به مختصات سماوی آنها در سال ۱۳۸۸ بر روی صفحه مشخص نموده. نگهبان شمالی (سمانک رامح) - سره الفرس - مرکب الفرس - رجل الجبار - قلب العقرب - شباهنگ (شعرای یمانی) - سروش (عیوق) - سیور (سمانک اعزل) - فرد شجاع - ابط الجوزا - ناجذ - چشم گاو (دبران) - ذنب الجدی - ذنب الدجاجه - ذنب العقاب - عقاب نشسته (نسرواقع) - کرکس پرنده (نسرتایر) - قطعه الفرس - راس الغول - مراق - قاید - نیرالفکه - راس الحوا - جناح الغراب - راس الجاشی - شعرای شامی - فم القیطس - ذنب القیطس، و صدر ذات الکرسی، ستارگانی است که بر روی این استرلاپ درج گردیده است. همچنین خطوط ساعت مسیویه و ساعت معوجه را در قسمت زیر افق ناظر در صفحه ترسیم کردیم. در طراحی عضاده زورقی درجه بندی میل سماوی را با فاصله دو درجه بر روی شاخص میانی عضاده زورقی درجه بندی نموده و درجه بندی سموت را نیز بر روی خط افق عضاده زورقی با دقت دو درجه مدرج نمودیم. برای پشت استرلاپ خطوط غایت ارتفاع خورشید در عرضهای جغرافیایی ۲۴ تا ۶۶ درجه را در ربع سمت با

فاصله سه درجه رسم کرده و خطوط جیپ و چیپ تمام (سینوس و کسینوس) و دایره میل کلی را نیز در ربع ارتفاع رسم کردیم. در قسمت پایین، علاوه بر تقسیمات ظل اقدام و ظل اصبع، جدول تطبیق تقویمهای گاهشماریهای خورشیدی و ایرانی را لحاظ نمودیم. در شکل (۲) استرلاپ زورقی (سمت راست) در مقایسه با استرلاپ مسطح (سمت چپ) که هردو توسط نگارنده طراحی و ساخته شده است.



شکل ۲ : استرلاپ زورقی (سمت راست) در مقایسه با استرلاپ مسطح (سمت چپ) که توسط نگارنده ساخته شده است.

مراجع

[۱]- بیرونی، محمد ابن احمد (ابو ریحان) *التفہیم لا ولائل صناعته النجیم* تصحیح: دکتر جلال الدین همایی انتشارات هما چاپ دوم

[۲]- طوسی نصیرالدین محمد ابن الحسن(خواجه) رساله بیست باب در معرفت اسطرلاب به اهتمام مدرس رضوی انتشارات: دانشگاه تهران چاپ یکم ۱۳۳۵

[۳]- بیرونی، محمد ابن احمد (ابوریحان) استیعاب الوجه الممکنه فی صناعته الاسطرلاب انتشارات: آستان قدس رضوی چاپ یکم ۱۳۷۱

[۴]- مسعودی، شرف الدین محمد ابن مسعود تصحیح: جلیل اخوان زنجانی انتشارات: مرکز نشر میراث مکتوب چاپ یکم ۱۳۸۲

[۵]- غزني، سرفراز اسطرلاب یا شمارشگر نجوم انتشارات: وزارت فرهنگ(سابق) چاپ یکم ۱۳۵۱

[۶]- نبئی، دکتر ابوالفضل هدایت طلاب به دانش اسطرلاب انتشارات: آستان قدس رضوی چاپ یکم ۱۳۷۱

یک سیستم سه تایی DI Pegasi

عباس عابدی، سمانه عباسی

گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در این مقاله ضمن ارائه چند زمان کمینه گرفت اولیه و ثانویه این سیستم در سه فیلتر B ، V و R جانسون، با بررسی منحنی $O-C$ -آن دوره تناوب جاید و کمیت های فیزیکی و هندسی سیستم سه تایی مورد ارزیابی و محاسبه قرار می گیرد. نتیجه مهم دیگری که از این بررسی به دست آمد این بود که سیستم **DI Peg** یک دوتایی جدا از هم بوده و نیمه جدا بودن آن متفقی گردید.

Triple system DI Pegasi

A. Abedi, S. Abbas

Department of Physics, Birjand University, Birjand

Abstract

In this paper in addition to several time of primary minimum and secondary minimum in the three filters B , V and R Johnson, new period and geometrical and physical quantities of triple system evaluated and calculated with investigation of its $O-C$ curve. Another important result of this study was obtained, was that system **DI Peg** was detached binary system and it was rejected of its semidetached.

مقدمه

سیستم دوتایی گرفتی **DI Peg** یک سیستم الگول می باشد [۱]. گاپوچکین (۱۹۵۲) پریود این سیستم را متغیر اعلام کرد و تغییرات نور این سیستم را در گرفت ثانویه حدود 0.13 قدر دانست [۲]. اولین بار این سیستم به صورت کامل در چهار فیلتر **UBVY** توسط روزینسکی (۱۹۶۷) مورد بررسی قرار گرفت. در بررسی های انجام شده توسط او رده طیفی مولفه اولیه این سیستم F بیان شد واز حل منحنی نوری این سیستم پیشنهاد شد که این یک سیستم سه تایی می

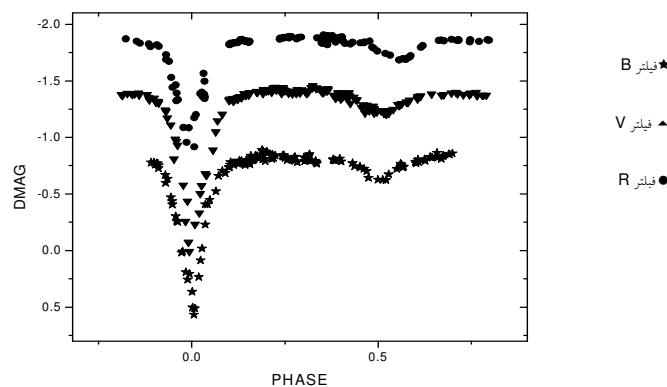
باشد، به طوری که ۲۴ درصد از کل نور این سیستم از مؤلفه سوم می باشد [۳]. بیدلمن (۱۹۷۲) رده طیفی این سیستم را اعلام کرد [۴]. بینندجیک (۱۹۷۲) سیر تکاملی و نور سنجی این سیستم را در دو فیلتر V ، B مورد بررسی قرار داد و متوجه غیر عادی بودن نور این سیستم شده و وجود مؤلفه سوم را حدس زد [۵]. چاوبی (۱۹۸۲) این سیستم را در سه فیلتر U ، B ، V مورد بررسی قرار داد و بعضی از پارامترهای آن را اعلام کرد، علاوه بر آن منحنی $O-C$ این سیستم را بررسی کرده و سیر تکاملی این سیستم را دنبال کرد. [۶]. ونکسین (۱۹۹۲) منحنی سرعت شعاعی این سیستم را مورد توجه قرار داد و با توجه به آن وجود جسم سوم را ثابت کرد [۷]. چاوبی (۱۹۸۰) رده طیفی این ستاره را برای این دو ستاره به ترتیب $F4$ و $G9$ دانست [۸].

مشاهدات و نور سنجی

دواتایی گرفتی $DI\ Peg$ در طی شش شب در ماههای سپتامبر و اکتبر ۲۰۱۰ در سه صافی R ، V ، B با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی اشمیت کاسگرین رصد خانه دکتر مجتبه‌ی دانشگاه بیرجند که دارای فوتومتر $SSP5\ A$ می باشد، نور سنجی شده است. در طول نور سنجی ستاره $TYC\ 1720-865-1$ به عنوان ستاره مقایسه در نظر گرفته شده است. کاهش داده ها و تصحیح زمانی با استفاده از نرم افزار $REDWIP$ انجام گرفته است. برای تبدیل زمان ها به فاز مداری از زیج خطی زیر که بینندجیک (۱۹۷۲) بیان کرد، استفاده شده است [۵].

$$HJD(\text{Min}) = 2437527.3776 + 0.711817^d E$$

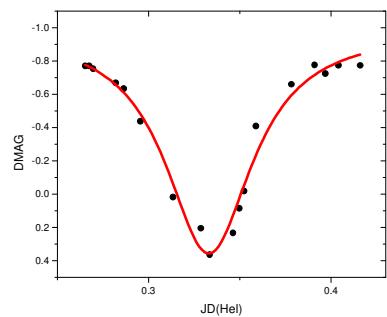
منحنی های نوری بدست آمده در شکل ۱ مشخص شده است. با استفاده از تطبیقتابع لورنتسی بر گرفته های منحنی نوری، زمان های کمینه گرفت اولیه و ثانویه این سیستم تعیین و در جدول شماره ۱ آمده است. یک نمونه منحنی لورنتسی منطبق شده به گرفت اولیه در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۱: منحنی تغییرات نور $DI\ Peg$ در سه صافی B ، V و R بر حسب تغییرات قدر نسبت به فاز

جدول ۱: مقادیر کمینه های اولیه و ثانویه

صافی	کمینه	JD Hel
B	I	۲۴۵۵۴۵۲/۳۳۲
V	I	۲۴۵۵۴۵۲/۳۳۲
V	II	۲۴۵۵۴۵۳/۴۲۰۳
V	II	۲۴۵۵۴۷۳/۳۴۸۴
-	-	۷۶۸۸۷۷۷-۷۷۷۱۶



شکل شماره ۲: تطبیق تابع لورنتس بر نقاط کمینه

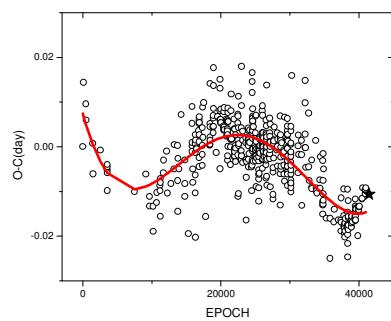
منحنی تغییرات نور

مطالعه دوره تناوب

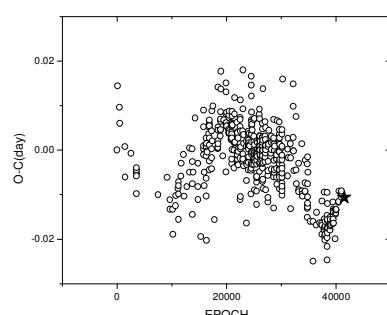
با استفاده از مجموعه زمان های کمینه اولیه و ثانویه دو تایی O-C gateway موجود در سایت DI Peg کمینه بدست آمده از نورسنجی که انجام داده بودیم، و به کمک رابطه خطی زیجی زیر که توسط ونکسیان لو (۱۹۹۲) [۷] ارائه شده بود.

$$\text{Min I(Hel)} = 2425918.3597 + 0.71181663^d E$$

(O-C) هارا بر حسب تعداد دورهای کامل سیستم، Epoch، در شکل ۳ رسم کرده ایم.



شکل ۴: نمودار O-C DI Peg همراه بهترین چند جمله ای (درجه ۴) منطبق بر آن بر حسب تعداد دورها



شکل ۳: نمودار O-C DI Peg بر حسب تعداد دورها

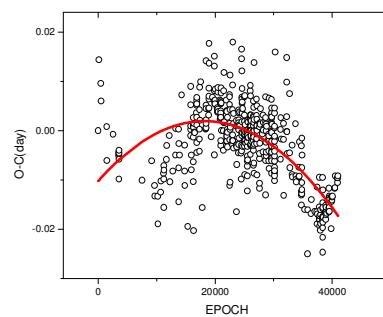
برای بررسی رفتار دوره تناوب حرکت مداری با استفاده از روش کالیمریز [۹] (۱۹۹۴). ابتدا به منحنی O-C کمینه های گرفت اولیه، بهترین تابع چند جمله ای (درجه ۴) را تطبیق می کنیم (به گونه ای که در شکل ۴ نشان داده شده است). حال با توجه به تغییرات پریود و زمانهای گرفت تعیین شده، زیج خطی جدید سیستم به صورت زیر به دست می آید.

$$\text{Min I(HeI)} : 2455452.332 + 0.71181755 E$$

جهت بررسی رفتار سیستم با کمک منحنی O-C ، نظر به اینکه DI Peg یک سیستم الگول پیش بینی شده است، ابتدا تابع درجه دومی را بر داده های O-C منطبق می کنیم ، شکل ۵، و ضرایب این تابع را به دست می آوریم و در جدول شماره ۲ نشان داده شده است. با فرض پایسته بودن جرم سیستم، نسبت به تعیین آهنگ انتقال جرم اقدام مینماییم.

جدول شماره ۲: ضرایب سهمی منطبق شده بر نمودار O-C

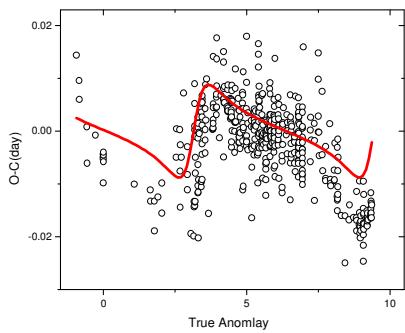
ضرایب	مقادیر	خطاهای
C ₂	-۳/۶۷۶۲۲×۱۰ ^{-۱}	۲/۴۶۶×۱۰ ^{-۱۲}
C ₁	۱/۳۵۵×۱۰ ^{-۶}	۱/۲۲۲۴۴×۱۰ ^{-۷}
C ₀	-۰/۰۱۰۱۹	۰/۰۰۱۵



شکل ۵: نمودار O-C ، DI Peg همراه بهترین سهمی منطبق برآن

۱۸۷

با توجه به تقریباً تابع درجه دوم منطبق شده بر داده ها، مشخص است که ضریب جمله درجه دوم منفی است، در نتیجه P^2 منفی شده و نیز منفی خواهد و این نتیجه با فرض الگول بودن سیستم و اینکه ثانویه روج لب خود را پر کرده است در تناقض می باشد.



شکل ۶: نمودار داده های O-C همراه با بهترین منحنی نور- زمان منطبق بر آن

جدول شماره ۳: پارامترهای سیستم سه تابی DI Peg

خطاها	مقادیر	پارامتر
۰/۷۶۴	۴۶/۰۳	P(yr)
۰/۷۹۴	۲۴۲۶۰۰۰/۲۱۹	T(HJD)
۰/۰۰۰۰۰۲	۰/۰۰۰۸	K(days)
۰/۰۲۹۳	۰/۸۷۵	e
۱/۱۶۴	-۰/۶۳	(deg) ω

با براین از این تطبیق منصرف شده و با توجه به تناوبی بودن داده ها و احتمال وجود جسم سوم، تغییرات تناوبی را به اثر نور- زمان ناشی از جسم سوم نسبت می دهیم. ابتدا بهترین تابع لورنتسی را بر قله های داده ها تطبیق می کنیم تا بتوانیم دوره تناوب جسم سوم حول مرکز جرم سیستم سه تابی P ، دامنه های بیشینه و کمینه نوسانات داده ها، را بدست آوریم. در مرحله بعد سعی می کنیم با استفاده از مقادیر مختلف طول حضیض، ω ، خروج از مرکز، e و زمان عبور از حضیض، T ، بهترین تطبیق داده های تئوری را بر داده ها با چشم انجام دهیم. پس از این کار برای بدست آوردن مقادیر دقیق تر طول حضیض و خروج از مرکز، از نرم افزار Origin8 استفاده کردیم و کمیتهای ω ، e و K را آزاد گذاشتیم تا بهترین تطبیق انجام پذیرد. شکل شماره ۶ نمودار داده های O-C همراه با بهترین منحنی نور- زمان منطبق بر آن را نشان می دهد. مقادیر K ، T ، P ، e و ω در جدول شماره ۳ همراه با خطاهای نشان داده شده است.

نتیجه گیری

در شکل ۷ توزیع باقیمانده های نهایی داده های O-C وتابع نوسانی اثر نور و زمان بر حسب آنومالی حول خط افقی از مبدأ نشان داده شده است و چون داده ها در اطراف خط افقی از صفر پراکندگی کثره ای دارند، می توان نتیجه گرفت که رفتار O-C را درست تشخیص داده ایم. نتیجه دیگر اینکه چون الگوی بودن سیستم DI Peg و نیمه جدا بودن آن متنفسی گردید. جدا بودن مؤلفه های این سیستم قطعی می باشد.

شکل شماره ۷: توزیع باقیمانده نهاییداده های O-C حول خط افقی که از مبدأ می گذرد.

مرجع ها

- [1] K. C. Masatosi and M. Kitamura; " Analysis on the photometric orbit of DI Pegasi" ; *Astronomical society* **1**. (1968) 1-18
- [2] Gaposchkin and Sergei; " Variable stars in Milton field 22" ; *Annals of Harvard college observatory* **118**. (1952) 4-43
- [3] S. M. Rucinski; "The eclipsing binary system DI Pegasi" ; *Acta Astronomica* **17**. (1967)
- [4] W. P. Bidelman; " On the spectral type of DI Pegasi" ; *Information Bulletin on variable stars* 629 (IBVS). (1972)
- [5] L. Binnendijk; " The light variation of the eclipsing variable DI Pegasi" ; *The Astronomical journal* **78**. (1972)
- [6] U. S. Chaubey; " Photometric elements and evolutionary status of eclipsing binary DI Pegasi" ; *Astrophysics and space science* **81**. (1981)
283-293
- [7] Lu. Wenxian; "A truly triple system DI Pegasi" ; *Acta Astronomica* **42**. (1992) 73-84
- [8] U. S. Chaubey; " Flare like activitiesin eclipsing binary DI Peg" ; *Information Bulletin on variable stars* 1739(IBVS). (1980)
- [9] A. Kalimeris, H. Rovithis-Livaniou and P. Rovithis; "On the orbital perod changes in contact binaries" ; *Astronomy and Astrophysics* **282**. (1994) 775-586
- [10] R. W. Hilditch; " An introduction to close binary stars" ; *Cambridge University Press* 2001

نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی $BV\ Dra$ در صافی های V, B و R

سمانه عباسی، عباس عابدی، فاطمه زهرا زراعتگری، محمد فرجی نژاد، فخرالدین اکبریان، مرضیه مصطفایی، بهجت زارعی

گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، دانشکده علوم، بیرجند.

چکیده

ستاره دوتایی گرفتی $BV\ Dra$ در سه صافی V, B و R در رصد خانه دکتر مجتبه‌ی دانشگاه بیرجند به عنوان اولین سیستم نورسنجی شده است. ما با استفاده از برنامه ویاسون-دوینی داده‌ها را تجزیه و تحلیل کرده و پارامترهای فیزیکی و هندسی نسبی این سیستم را بدست آورده‌یم. همچنین به کمک پارامترهای منتج از سرعت شعاعی کمیت‌های مطلق آن را تعیین کرده‌ایم. زمان‌های کمینه‌های گرفت، کمیت‌های دیگری است که از داده‌ها استخراج شده است.

Photometry and Light Curve Analysis of the Eclipsing Binary star $BV\ Dra$ in B , V and R Filters

S. Abbasi, A. Abedi

F. Zeraatgari, F. Akbarian, B. Zareie, M. Mostafaii, M. Farahinezhad

Department of Physics, Birjand University, Birjand

Abstract

Eclipsing Binary star $BV\ Dra$ is photometried as the first system in three filters B , V , R in Dr. Mojtabaei Observatory of Birjand University. We analysed the data by means of the Wilson-Devinney program and obtained new geometrical and physical relative parameters. Also, absolute quantities are determined with the assistance of the results that is obtained from radial velocity parameters. Times of minimums also extracted from the data

مقدمه

سیستم $BV\ Draconis$ بیشتر با نام ADS ۹۵۳۷ A شناخته می‌شود، زیرا که این ستاره یکی از اعضای ستاره دوتایی دیدگانی ADS ۹۵۳۷ می‌باشد. [۱] این سیستم اولین بار توسط هارادی و باتن (۱۹۶۷) نورسنجی شده است [۲].

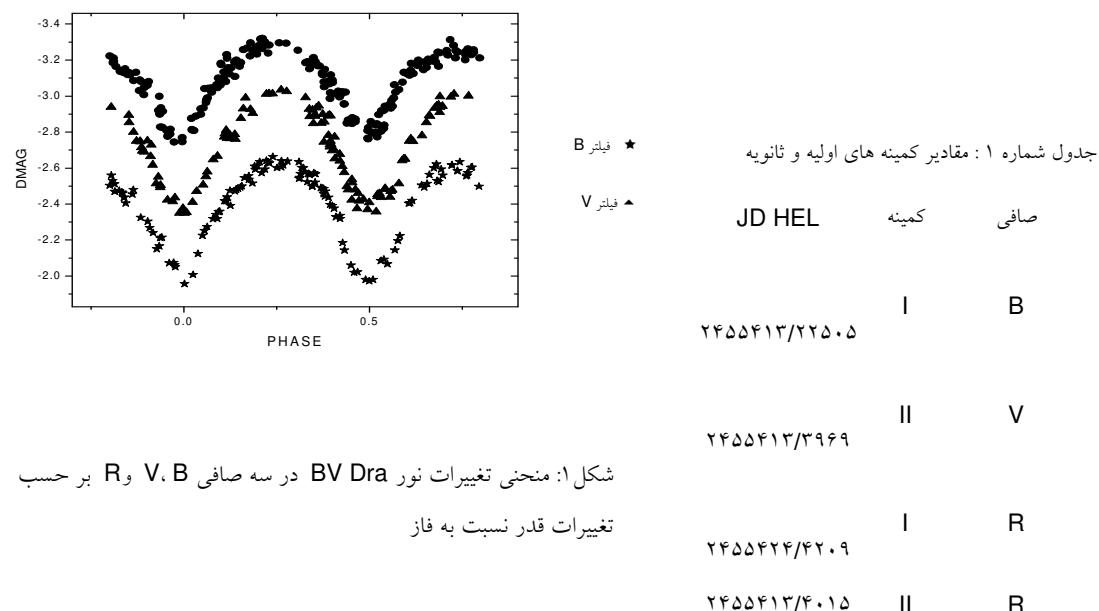
باتن و همکارانش (۱۹۷۸) پریود این سیستم را 0.350376 ± 0.000001 روز و رده طیفی این سیستم را G_0 بیان کردند [۳] [۴]. محققان زیادی این دوتایی را مورد بررسی قرار دادند از جمله وود (۱۹۷۰)، روپرسنکی (۱۹۷۶)، یاماساکی (۱۹۷۹) و روویدیز (۱۹۸۲) که نشان دادند این سیستم یک $W\ UMa$ است. از طرفی باتن، فلتچر و کارتی (۱۹۹۰) رده طیفی ستارگان این سیستم را $F8V$ و $F9V$ بیان داشتند. [۵]

مشاهدات و نورسنجی

نورسنجی ستاره دوتایی گرفته $BV\ Dra$ طی هفت شب در ماههای زوئن تا آگوست ۲۰۱۰ در سه صافی R ، V و B با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی اشمیت کاسگرین رصدخانه دکتر مجتبهدی دانشگاه بیرجند که دارای فوتومتر SSP5 A می‌باشد، نورسنجی شده است. در طول نورسنجی ستاره $BD +62^{\circ}1390$ به عنوان ستاره مقایسه در نظر گرفته شده است. کاهش داده‌ها و تصحیح زمانی با استفاده از نرم افزار REDWIP که متناسب با طول و عرض جغرافیایی رصدخانه دکتر مجتبهدی بیرجند اصلاح گردیده، در سه صافی انجام گرفته است. برای تبدیل زمان‌ها به فاز مداری از افرمی زیر که گیرو همکارانش (۱۹۸۲) بیان کرده‌اند، استفاده شده است [۶].

$$HJD(\text{Min}) = 2442878.372 + 0.3500663^d$$

منحنی‌های نوری بدست آمده در شکل ۱ مشخص شده است. با استفاده از تطبیق تابع لورنتسی بر منحنی نوری در گرفت‌ها، زمان‌های کمینه گرفت اولیه و ثانویه این سیستم تعیین و در جدول شماره ۱ آمده است. در شکل ۲ یک نمونه منحنی لورنتسی منطبق شده به گرفت اولیه نشان داده شده است.



تحلیل منحنی نوری

در تحلیل منحنی های نوری ابتدا تغییرات قدر بر حسب فاز به تغییرات شدت بر حسب فاز تبدیل گردید. سپس در شروع برنامه LC از پارامترهایی که سایرین اعلام کرده بودند استفاده شد و با تغییرات جزئی آنها بهترین تطبیق بر داده ها بدست آمد. لازم به ذکر است در برنامه LC از مد سه که مربوط به دوتایی های تماسی است استفاده شده است و بعد از LC برنامه DC اجرا شد تا اندازه دقیق پارامترهای سیستم بدست آید. بدلیل اهمیت نسبت جرم و اینکه مقادیر مختلفی اعلام شده است، نسبت به بهینه نمودن مقدار نسبت جرم با روش رسم تابع نسبت جرم بر حسب مجموع مربع انحراف، $\sum (o - c)^2$ ، بدست آمده از DC و تعیین کمینه تابع اقدام نمودیم. مطابق شکل ۳ بهترین مقدار نسبت جرم، q_{BV Dra} ، ۰/۴۶ بدست آمد. با این مقدار نسبت جرم و برنامه DC ، بهترین کمیت های فیزیکی و هندسی نسبی تعیین گردید. جدول شماره ۲ این پارامتر ها را نشان می دهد. بهترین منحنی های نوری منطبق شده بر داده ها نیز در شکل ۴ مشخص شده است.

تعیین کمیت های مطلق سیستم

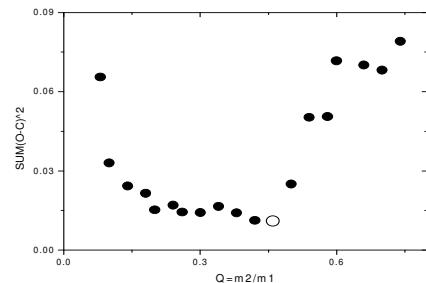
با توجه به کمیت های استخراج شده از داده های سرعت شعاعی سیستم برگرفته از ونکسیان لو (۱۹۹۲) [۷] یعنی با در نظر گرفتن (کیلومتر بر ثانیه) $K_1 = 109$ و (کیلومتر بر ثانیه) $K_2 = 185/2$ و با توجه فرمول های مربوطه از دمیرکان و کاهرامان (۱۹۹۱) [۸] پارامترهای مطلق سیستم محاسبه شده است.

$$M_B = 5.84 - 6.54 \log(m) \quad m < 0.7 \quad (1)$$

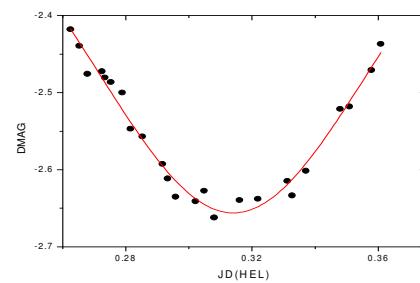
$$M_B = 4.67 - 9.79 \log(m) \quad m > 0.7 \quad (2)$$

$$M_B - M_{B(Sun)} = -2.5 \log L_B / L_{B(Sun)} \quad (3)$$

$$a_{1,2} \sin i = (1.9758 \times 10^{-2}) (1 - e^2)^{1/2} K_{1,2} P R_{Sun} \quad (4)$$



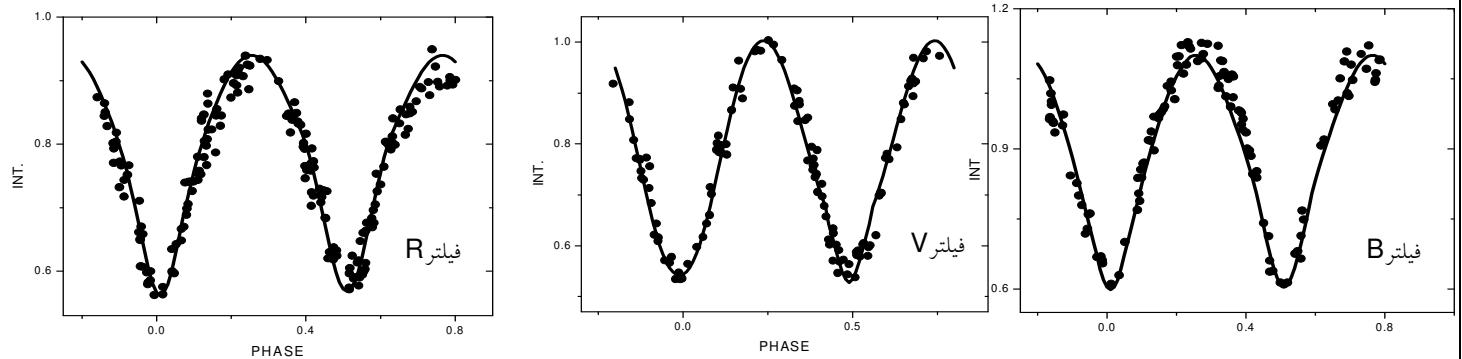
شکل ۳: منحنی تغییرات نسبت جرم به مجموع مربع انحراف



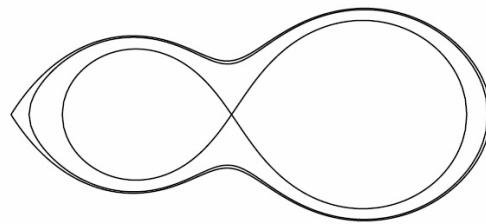
شکل شماره ۲: تطبیق تابع لورنتس بر نقاط کمینه منحنی تغییرات نور

جدول ۲ : نتایج بدست آمده از برنامه DC

پارامتر	صافی B	صافی V	صافی R	صافی B+V+R
i(deg)	۷۷/۵۱۲	۷۶/۶۸۶	۷۶/۰۰	۶۹/۶۵
q	۰/۴۶	۰/۴۶	۰/۴۶	۰/۴۶
$\psi_1 = \psi_2$	۲/۶۶۷	۲/۵۴۷	۲/۷۳۰	۲/۵۰۸
$T_1(^0K)$	۶۳۰۰	۶۴۰۰	۶۰۰۰	۶۳۰۰
$T_2(^0K)$	۶۳۵۰	۶۴۸۰	۶۰۲۰	۶۳۸۰
$A_1 = A_2$	۰/۵۰	۰/۵۰	۰/۵۰	۰/۵۰
$g_1 = g_2$	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲
$x_1 = x_2$	۰/۷۸	۰/۶۹	۰/۶۴	۰/۶۹
$y_1 = y_2$	۰/۲۸	۰/۲۹	۰/۲۷	۰/۲۹
$x_1(bol) = x_2(bol)$	۰/۶۴	۰/۶۴	۰/۶۴	۰/۶۴
$y_1(bol) = y_2(bol)$	۰/۲۵	۰/۲۵	۰/۲۳	۰/۲۵
$L_1 / L_1 + L_2$	۰/۶۴۴۹	۰/۶۴۲۸۱	۰/۶۶۳۲	۰/۶۳۰۸۹
$L_2 / L_1 + L_2$	۰/۳۵۵۱	۰/۳۵۸۹۷	۰/۳۳۶۸۰	۰/۳۶۹۱۰
$r_1(pole)$	۰/۴۵۶۳۱	۰/۴۶۴۵۱	۰/۴۳۳۱۱	-----
$r_1(side)$	۰/۴۹۵۳۸	۰/۵۰۷۰۹	۰/۴۶۳۶۶	-----
$r_1(back)$	۰/۵۴۰۷۷	۰/۵۵۸۶۳	۰/۴۹۶۱۲	-----
$r_2(pole)$	۰/۳۳۹۹۳	۰/۳۳۹۹۳	۳۰۵۷۱	-----
$r_2(side)$	۰/۳۶۴۰۴	۰/۳۶۴۰۴	۰/۳۲۰۸۶	-----
$r_2(back)$	۰/۴۵۹۳۸	۰/۴۵۹۳۸	۰/۳۶۲۶۳	-----



شکل ۴: تطبیق منحنی LC بر داده های نور سنجی شده در سه فیلتر R، V، B و



شکل ۵: وضعیت ستاره در حد روش لب

جدول شماره ۳: پارامترهای مطلق سیستم

جدول شماره ۴: تصحیحات دما در صافی‌های مختلف

دما/فیلتر	$T_1(\text{K})$	$T_2(\text{K})$	پارامترها	BV Draconi
B فیلتر	۷۰۶۳	۵۱۵۲	a_1	$0.67 R_{\text{SUN}}$
V فیلتر	۷۱۸۰	۵۲۶۷	a_2	$1.665 R_{\text{SUN}}$
-			M_1	$1.064 M_{\text{SUN}}$
			M_2	$0.438 M_{\text{SUN}}$
			$M_{1\text{Bol}}$	$4.50 M_{\text{Bol SUN}}$

جدول شماره ۵: تصحیحات روشنایی برای ستاره‌یک و دو

ستاره	L_{Bol}	$M_{2\text{Bol}}$	$8.23 M_{\text{Bol SUN}}$
ستاره اول	2.009	$L_{1\text{bol}}$	$1.27 L_{\text{Bol SUN}}$
ستاره دوم	0.0178	$L_{2\text{bol}}$	$0.0409 L_{\text{Bol SUN}}$
		R_1	$1.153 R_{\text{SUN}}$
		R_2	$0.842 R_{\text{SUN}}$

بحث و نتیجه گیری

به دلیل نزدیکی بسیار زیاد BV Dra به BW Dra، این سیستم باعث پراکندگی داده‌ها در نورستنجی با فوتومتر از BV Dra می‌شود، به همین دلیل عامل اساسی پراکندگی داده‌هایمان وجود این دوتایی است. در خصوص نسبت جرم، q ، که یکی از کمیت‌های حساس این سیستم می‌باشد باید گفت: باتن و هاردنی (۱۹۶۷) در طیف سنجی این دوتایی، نسبت جرم را حدود $0.8/0.08$ اعلام کرد [۱۰]. رزینسکی و کالوزنی (۱۹۸۲) که از مقدار نسبت جرم اعلام شده توسط باتن برای تحلیل منحنی این سیستم استفاده کردند در یافتند که این عدد مناسب نبوده و محدوده $0.35-0.30$ را پیشنهاد کردند [۱۱]. اما کالوزنی و رزینسکی (۱۹۸۶) در مقاله‌ای که شامل ترکیب طیف سنجی و نورستنجی بود، مقدار $q=0.411$ را اعلام کردند [۱۲]. ما در این مقاله مقدار بهینه شده $q=0.46$ را برای تمام صافی‌ها بدست آوردیم. نکته قابل توجه دیگر این دوتایی نامساوی بودن

شدت نور در فازهای $0/25$ و $0/75$ است که مخصوصاً در صافی R کاملاً محسوس می‌باشد. وجود لکه روی ستاره ثانویه احتمالی است که نمی‌توان آنرا از نظر دور داشت و توسط کالوزنی (۱۹۸۲) نیز پیشنهاد شده است [۱۱].

مرجع ها

- [1] A. Yamasaki; "W UMa-Type stars BV Draconis and BW Draconis: photoelectric observations"; *Astrophysics and space science* **60**. (1979) 173-182
- [2] A. H. Batten and R. H. Hardie; " ADS 9537-A pair of eclipsing" ; *Astron* **70**.(1967) 666
- [3] A. H. Batten, J. M. Fletcher and P. J. Mann; " Seventh catalogue of the orbital elements of spectroscopic binary systems" ; *Astrophys* **15**, (1978) 164-243
- [4] P. Rovithis and H.Rovithis-Livaniou; "Photoelectric observations of BV Draconis"; *Astrophysics and space science* **82**. (1982) 229-249
- [5] R. H. Hardie and D. S. Hall; "1965 light curve of BV Dra and BW Dra"; *J. Astrophys. Astr* **11**. (1990) 265-270
- [6] E. H. Geyer, M. Hoffmann and M. T. Karimie; "The visual double W UMa binary BV and BW Draconis" ; *Astronomy and Astrophysics* **48**.(1982) 85-91
- [7] H. Batten and Wenxian Lu; "The spectroscopic orbits of BV and BW Draconis" ; *Astronomical society of the pacific* **98**.(1986) 92-98
- [8] O. Demircan and G. Kahraman; "Stellar mass-luminosity and mass- radius relations" ; *Astrophysics and space science* **181**.(1991) 313-322
- [9] R. W. Hilditch; " An introduction to close binary stars" ; *Cambridge University Press* 2001
- [10] Batten. And Hardie; Publ. Dom. *Astrophys. Obs., Victoria, B. C.* **13** (1967) 119
- [11] S. Rucinski and J. Kaluzny;" BV Dra and BW Dra: two contact systems in one visual binary" ; *Astrophysics and space science* **88**.(1982) 433-452
- [12] J. Kaluzny and S. Rusinski; "The combined photometric and spectroscopic solutions for contact binaries BV Dra and BW Dra" ; *The Astronomical Journal* **92(3)**, (1986)

نوسان اسپین نوترینو در میدان گرانشی

سید علی اصغر علوی، سیده فاطمه حسینی

گروه فیزیک دانشگاه تربیت معلم سبزوار، سبزوار

چکیده

در این مقاله تاثیر بار و نیز چرخش یک سیاهچاله در فرکانس گذار اسپینی نوترینو بررسی شده است. در مورد سیاهچاله باردار، تا هنگامیکه مقدار بار سیاهچاله از نصف شعاع شوارتزشیلد آن کمتر است هر چه مقدار بار سیاهچاله بزرگتر باشد، بیشینه فرکانس نوسان اسپین نوترینو نیز افزایش می‌یابد اما وقتی که مقدار بار از نصف شعاع شوارتزشیلد بیشتر شود هر چه مقدار بار سیاهچاله بزرگتر باشد، بیشینه فرکانس نوسان اسپین نوترینو کاهش می‌یابد. در مورد سیاهچاله چرخان هر چه اندازه حرکت زاویه‌ای بزرگتر باشد در یک مدار معین سرعت تبدیل نوترینو به آنتنی نوترینو کاهش می‌یابد و بیشینه فرکانس گذار اسپینی در فواصل دورتری از مرکز سیاهچاله اتفاق می‌افتد.

Neutrino spin oscillation in gravitational field

S.A Alavi, S.F Hosseini

Department of Physics, Sabzevar Tarbiat Moallem University, P. o. Box 397, Sabzevar

Abstract

In this paper, we study the effect of charge and rotation of a black hole on the frequency of neutrino spin oscillation. The results show that while the charge of the black hole is less than one-half of its Schwarzschild radius, the maximum of neutrino spin oscillation frequency is increased as the charge of the black hole increases and when the charge of the black hole is greater than one-half of its Schwarzschild radius, the maximum of neutrino spin oscillation frequency is decreased as the charge of the black hole increases. In case of a rotating black hole, in a certain orbit, the velocity of neutrino-antineutrino transition is decreased as the angular momentum of the black hole increases, and the maximum of neutrino spin oscillation frequency happen in farther distances from the center of the black hole.

مقدمه

برهمکنش نوترینو با یک میدان خارجی یکی از فاکتورها را برای گذار بین حالت‌های هلیستی مختلف فراهم می‌کند. در مرجع [۱] نوسان اسپین نوترینو در متريک شوارتزشيلد بررسی شده است که اين متريک ميدان گرانشي یک سیاهچاله

متقارن کروی غیرچرخنده بدون بار را توصیف می‌کند. در این مقاله به روش عامتری تاثیر میدان گرانشی یک سیاهچاله متقارن کروی غیرچرخنده باردار، که توسط متريک Reissner-Nordstrom (Re-No) توصیف می‌شود، و نيز میدان گرانشی یک سیاهچاله متقارن کروی چرخان را، که با متريک Kerr توصیف می‌شود، بر نوسان اسپین نوترینو مطالعه می‌نمائیم.

متريک Re-No و تاثير آن بر فرکانس گذار اسپيني نوترینو

متريک Re-No میدان گرانشی یک سیاهچاله باردار غیر چرخنده را توصیف می‌کند. در آحادی که $C=1$ خواهیم داشت:

$$d\tau^2 = A^2 dt^2 - A^{-2} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (1)$$

$$A = \sqrt{1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2}} \quad (2)$$

كه Q بار سیاهچاله و $M = Gm = \frac{r_g}{2}$ جرم سیاهچاله است. در اين مورد نمادهای كريستوفل غير صفر بصورت زير هستند:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\theta\theta}^r &= (-r + r_g - \frac{Q^2}{r}), \Gamma_{\phi\phi}^r = \sin^2\theta(-r + r_g - \frac{Q^2}{r}) & \Gamma_{rr}^r = \Gamma_{rr}^{\theta} = \frac{1}{2}(\frac{r_g}{r^2} - \frac{2Q^2}{r^3})(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{Q^2}{r^2})^{-1} \\ \Gamma_{rr}^{\theta} &= -\frac{1}{2}(\frac{r_g}{r^2} - \frac{2Q^2}{r^3})(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{Q^2}{r^2})^{-1}, \Gamma_{r\theta}^{\theta} = \Gamma_{\theta r}^{\theta} = \frac{1}{r}, \Gamma_{\theta\phi}^{\phi} = -\sin\theta\cos\theta \\ \Gamma_{rr}^{\phi} &= \frac{1}{2}(\frac{r_g}{r^2} - \frac{2Q^2}{r^3})(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{Q^2}{r^2}), \Gamma_{\phi r}^{\phi} = \Gamma_{r\phi}^{\phi} = \frac{1}{r}, \Gamma_{\phi\phi}^{\phi} = \cot\theta \end{aligned} \quad (3)$$

در بررسی تحول اسپینی ذره در یک میدان گرانشی باید به محاسبه $G_{ab}(\vec{E}, \vec{B})$ (که مانسته تانسور شدت میدانهای الکترومغناطیسی در فضا-زمان تخت است) بپردازیم که بصورت $G_{ab} = e_{a\mu;v}e_b^\mu U^v$ تعریف می‌شود که در این رابطه مشتقهای ناوردای بردارهای وایرین هستند $e_{a\mu;v} = \frac{\partial e_{a\mu}}{\partial x^v} - \Gamma_{\mu\nu}^\lambda e_{\lambda a}$. از آنجایی که هر تانسور پادمتقارن در فضای ۴ بعدی را می‌توانیم بصورت دو بردار سه بعدی (میدانهای الکتریکی و مغناطیسی) بنویسیم $G_{ab}(\vec{E}, \vec{B})$, $G_{0i} = E_i$, $G_{ij} = -\epsilon_{ijk}B_k$ مولفه‌های غیر صفر میدان الکتریکی و مغناطیسی را بدست می‌آوریم: $\vec{E} = (-\frac{\gamma}{2}(\frac{r_g}{r^2} - \frac{2Q^2}{r^3}), 0, 0, 0)$, $\vec{B} = (\mathcal{W}_\phi \cos\theta, -\mathcal{A}\mathcal{V}_\phi \sin\theta, \mathcal{A}\mathcal{V}_\phi)$. چون میدان گرانشی حول یک سیاهچاله غیرچرخنده باردار به صورت متقارن است می‌توانیم حرکت نوترینو را در یک صفحه استوایی $\theta = \frac{\pi}{2}$ در نظر بگیریم پس $U_\theta = \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \mathcal{W}_\theta = 0$. همچنین می‌توان نشان داد $\frac{du^\theta}{d\tau} = 0$ بدین معنی که چاربردار سرعت نوترینو نسبت به چارچوب وایرین ثابت است در نتیجه

می‌توانیم حرکت را در مداری دایروی با شعاع تقریباً ثابت r فرض کنیم ($U_r = \frac{\partial r}{\partial \tau} = 0$). معادله ژئودزیکی حرکت ذره در یک میدان گرانشی به صورت زیر است [2]:

(۴)

$$\frac{d^2x^\mu}{dp^2} + \Gamma_{\sigma\nu}^\mu \frac{dx^\sigma}{dp} \frac{dx^\nu}{dp} = 0$$

از اینرو مقادیر v_ϕ و γ^{-1} بدست می‌آیند: $v_\phi = \frac{d\phi}{dt} = \sqrt{\frac{r_g}{2r^3} - \frac{Q^2}{r^4}}$. برای بررسی بردار تحول اسپینی سه بعدی ذره، بردار G را بصورت زیر تعریف می‌کیم [۳]:

(۵)

$$G = \frac{1}{2} (B + \frac{1}{1+u^0} [E \times u])$$

فرکانس گذار اسپینی نوترینو توسط بردار $\frac{G}{\gamma} = \Omega$ تعریف می‌شود که با جایگذاری (۵) و روابط بدست آمده، تنها مولفه غیر صفر فرکانس، Ω_2 ، بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\Omega_2 = -\frac{1}{2r_g} \sqrt{(1 - \frac{3r_g}{2r} + \frac{2Q^2}{r^2})(\frac{r_g^3}{2r^3} - \frac{r_g^2 Q^2}{r^4})} = -\gamma^{-1} \frac{v_\phi}{2}$$

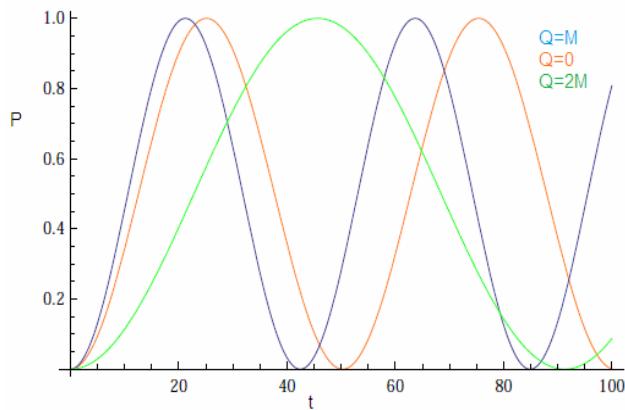
با استفاده از رابطه بالا می‌توانیم $|\Omega_2| r_g$ را به ازای مقادیر متفاوت $\alpha = \frac{Q}{M} = \frac{Q}{r_g/2}$ بر حسب رسم نماییم. شایان ذکر

است روابط مربوط به متريک شوارتزشيلد [۱] بعنوان حالت خاص از روابط بدست آمده با قرار دادن $Q=0$ بدست می‌آيند.

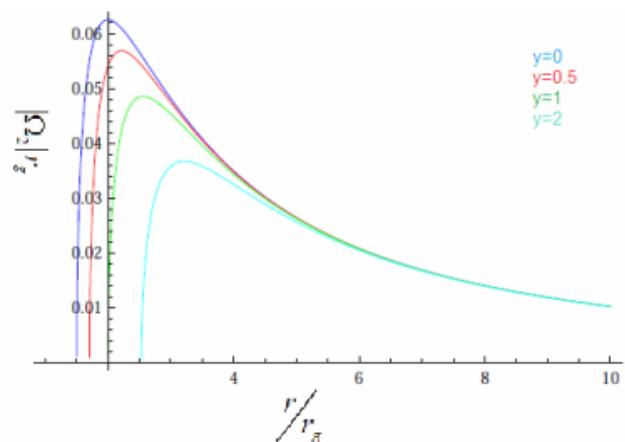


شکل ۱: فرکانس نوسان اسپین بر حسب شعاع مدار نوترینو به ازای مقادیر $0 \leq \alpha \leq 1$. شکل ۲: فرکانس نوسان اسپین بر حسب شعاع مدار نوترینو به ازای مقادیر $\alpha > 1$.

هرگاه در لحظه $t=0$ نوترینو در حالت چیگرد باشد در زمان‌های بعدی احتمال گذار را بصورت $p(t) = \sin^2(\Omega_2 t)$ داریم. می‌توانیم احتمال گذار را با استفاده از رابطه (۶) بر حسب زمان بصورت شکل (۳) رسم کیم.



شکل ۳ : نمودار احتمال گذار اسپینی نوتروینو بر حسب زمان


 شکل ۴: فرکانس نوسان اسپین بر حسب شعاع مدار نوتروینو به ازای مقادیر مختلف $y = \frac{J}{2M^2}$

با توجه به شکل ۱، تا هنگامیکه مقدار بار سیاهچاله از نصف شعاع شوارتزشیلد کوچکتر است، هر چه اندازه بار سیاهچاله بزرگتر باشد، باعث افزایش بیشینه فرکانس نوسان اسپین می‌شود و بیشترین فرکانس گذار اسپینی نوتروینو در $Q=M$ اتفاق می‌افتد، نمودار $Q=0$ منطبق با نتیجه بدست آمده در متريک شوارتزشيلد است [۱]. در شکل ۲ وقتی مقدار بار سیاهچاله از نصف شعاع شوارتزشيلد بزرگتر شود هر چه اندازه بار سیاهچاله بزرگتر باشد، فرکانس نوسان اسپین نوتروینو کاهش می-يابد. با مقایسه دوره‌های تناوب در شکل ۳ درمی‌يابيم که نمودار احتمال در $Q=M$ در زمان کوتاهتری از صفر به مقدار ماکزيم می‌رسد يعني سرعت تبدیل نوتروینو به آنتی نوتروینو بیشتر است ولی برای $Q < M$ و $Q > M$ تبدیل نوتروینو به آنتی نوتروینو با سرعت کمتری رخ می‌دهد.

بررسی فرکانس گذار اسپینی نوتربینو در متريک کر

متريک کر هندسه فضا-زمان را در مجاورت يك سياهچاله به جرم M که با اندازه حرکت زاويه‌اي L مي‌چرخد، توصيف مي‌کند:

$$ds^2 = -A' dt^2 - 2B' dt d\phi + C' dr^2 + D' d\theta^2 + E' d\phi^2 \quad (\text{V})$$

$$\begin{aligned} C'(r, \theta) &= \frac{\rho^2}{\Delta}, \quad D'(r, \theta) = \rho^2 \\ A'(r, \theta) &= 1 - \frac{2Mr}{\rho^2}, \quad B'(r, \theta) = \frac{2Mra \sin^2 \theta}{\rho^2} \end{aligned} \quad \text{كه:}$$

$$E'(r, \theta) = (r^2 + a^2 + \frac{2Mra^2 \sin^2 \theta}{\rho^2}) \sin^2 \theta \quad (\text{A})$$

(۹)

و

$$\begin{aligned} a &= \frac{J}{M} & \Delta &= r^2 + a^2 - 2Mr \\ \rho^2 &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta \end{aligned}$$

مي‌توان با تعديل متغير t' را بصورت استاندارد بنويسيم. در اينصورت $t' = t + \frac{d\zeta}{\omega}$ و $\omega = \frac{B'}{A'} \zeta$. متريک استاندارد کر بدست مي‌آيد:

$$ds^2 = -A' dt^2 + G' d\phi^2 + C' dr^2 + D' d\theta^2, \quad G' = \frac{B'^2}{A'} + E'$$

عناصر تانسور متريک و معکوسشان با توجه به (۱۰) بدست مي‌آيند:

$$g_{tt} = A', \quad g_{rr} = -C', \quad g_{\theta\theta} = -D', \quad g_{\phi\phi} = -G' \quad g^{tt} = A'^{-1}, \quad g^{rr} = -C'^{-1}, \quad g^{\theta\theta} = -D'^{-1}, \quad g^{\phi\phi} = -G'^{-1}$$

در اين مورد ۱۴ نماد کريستوفل غير صفر داريم. در بررسی حرکت در صفحه استوايی ۱۳ مولفه‌ي غير صفر برای مشتق-های ناوردای بردارهای وايرين بدست مي‌آوريem و مولفه‌های E و B بصورت زير بدست مي‌آيند:

* متريک کر رامي توان بصورتی نوشته که جملات ضربی مانند $dtd\phi$ در آن وجود نداشته باشد که به آن اصطلاحاً صورت استاندارد متريک کر مي‌گويند.

$$B(-e_{2\phi;\phi}e_3^\phi U_\phi, -e_{3r;\phi}e_1^r U_\phi, -[e_{1\theta;r}e_2^\theta U_r + e_{1\theta;\theta}e_2^\theta U_\theta])$$

$$E(\frac{\gamma}{\sqrt{C'}} e_{0r;t}, \frac{\gamma}{\sqrt{D'}} e_{0\theta;t}, 0)$$

می توان نشان داد که بردار سرعت ذره نسبت به چارچوب وایرین ثابت است بنابراین با فرض حرکت در مدارهای دایروی

در صفحه استوایی معادلات حرکت (۴) به صورت زیر تقلیل می یابند:

$$\frac{d^2r}{dp^2} + \Gamma_{rr}'(\frac{dt}{dp})^2 + \Gamma_{rr}''(\frac{dr}{dp})^2 + \Gamma_{\theta\theta}''(\frac{d\phi}{dp})^2 = 0$$

$$\frac{d^2\phi}{dp^2} + 2\Gamma_{r\phi}' \frac{d\phi}{dp} \frac{dr}{dp} = 0 \quad \frac{d^2t}{dp^2} + 2\Gamma_{rr}' \frac{dt}{dp} \frac{dr}{dp} = 0$$

(۱۱) از حل سه معادله بالا برای مقادیر γ, v_ϕ بدست می آوریم:

$$\gamma^{-1} = \sqrt{\frac{(2M-r)(-2Ma^2+r(6M^2-5Mr+r^2))}{r(a^2M-r(-2M+r)^2)}} \\ v_\phi = \sqrt{\frac{M}{r^2(-Ma^2+r(-2M+r)^2)}} \quad (2M-r)^2$$

با جایگذاری مولفه های E و B در (۵) و استفاده از (۱۱) و فرض حرکت در مدارهای دایروی استوایی، با تغییر متغیر

$$\Omega = \frac{G}{\gamma} \quad a = 2yM = \frac{J}{M}, r = 2Mk, r_g = 2M$$

$$\Omega_2 = \frac{k^2[\sqrt{\frac{1}{kM-k^2M}}\sqrt{\frac{k^2}{-k+k^2+y^2}}[k-3\sqrt{\frac{1}{k}}-2\sqrt{\frac{(-1+k)(3k-5k^2+2k^3-2y^2)}{k(2k-4k^2+2k^3-y^2)}}-2k^3\sqrt{\frac{-1+k}{k}}+\sqrt{\frac{(-1+k)(3k-5k^2+2k^3-2y^2)}{k(2k-4k^2+2k^3-y^2)}}]+k^2[\sqrt{\frac{-1+k}{k}}+4\sqrt{\frac{(-1+k)(3k-5k^2+2k^3-2y^2)}{k(2k-4k^2+2k^3-y^2)}}]+y^2[2\sqrt{\frac{-1+k}{k}}+\sqrt{\frac{(-1+k)(3k-5k^2+2k^3-2y^2)}{k(2k-4k^2+2k^3-y^2)}}]]]}{8\sqrt{\frac{-1+k}{k}}k^4M\sqrt{\frac{-2+4k^2-2k^3+y^2}{(-1+k)kM(-k+k^2+y^2)}}\sqrt{\frac{-1+k}{k}}+\sqrt{\frac{(-1+k)(3k-5k^2+2k^3-2y^2)}{k(2k-4k^2+2k^3-y^2)}}]}$$

نمودار $|r_g|$ را به ازای مقادیر متفاوت y بر حسب فاصله از مرکز جسم چرخنده، $k = \frac{r}{r_g}$ در شکل ۴ رسم کرده ایم،

نمودار مربوط به $y=0$ که متناظر با $J=0$ می باشد، منطبق با نتیجه بدست آمده در متريک شوارتزشيلد است [۱]. با توجه به شکل ۴ در می یابيم که در يك اندازه حرکت زاويه ای معين از سياهچاله، مداری وجود دارد که نوترینو با سرعت بيشتری تغيير هلسيتي می دهد. در يك مدار معين هر چه اندازه حرکت زاويه ای بزرگتر باشد سرعت تبديل نوترینو به آنتي نوترینو كاهش می یابد و بيشينه فركانس گذار اسپيني در فواصل دورتری از مرکز سياهچاله رخ می دهد. در فواصل دور از مرکز سياهچاله چرخان جايی که اثرات چرخش سياهچاله قابل چشم بوشي است نمودارها به يك مقدار فركانس كوچک همگرا می شوند.

نتیجه گیری

در مورد سیاهچاله باردار تا هنگامیکه مقدار بار سیاهچاله از نصف شعاع شوارتزشیلد کوچکتر است، هر چه اندازه بار سیاهچاله بزرگتر باشد باعث افزایش بیشینه فرکانس گذار اسپینی می‌شود و سرعت تبدیل نوترینو به آنتی نوترینو افزایش می‌یابد ولی وقتی مقدار بار سیاهچاله از نصف شعاع شوارتزشیلد بزرگتر شود حالت عکس رخ می‌دهد. بیشترین فرکانس گذار اسپینی نوترینو در $Q=M$ اتفاق می‌افتد. در مورد سیاهچاله چرخان هر چه اندازه حرکت زاویه‌ای بزرگتر باشد در یک مدار معین سرعت تبدیل نوترینو به آنتی نوترینو کاهش می‌یابد و بیشینه فرکانس گذار اسپینی در فواصل دورتری از مرکز سیاهچاله رخ می‌دهد.

مرجع‌ها

- [۱] M. Dvornikov, Int. J. Mod. Phys. D 15 (2006) 1017-1034, hep-ph/0601095.
- [۲] S. Weinberg, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity (Wiley, New York, 1972).
- [۳] A. A. Pomeranskii and I. B. Khriplovich, JETP 86, 839 (1998), gr-qc/9710098.

مشاهدات نور سنجی و تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی GO Cyg

محمد فرحری نژاد، عباس عابدی، فخرالدین اکبریان، سمانه عباسی، مرضیه مصطفایی، بهجت زارعی،

فاطمه زهرا زراعتگری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

مشاهدات نور سنجی در دو فیلتر B و V سیستم $GO\ Cygni$ در ماههای آگوست و اکتبر ۲۰۱۰ در رصدخانه دکتر مجتبه‌ای دانشگاه بیرجند به دست آمده است و منحنی نوری آن از طریق نرم افزار فوبه تحلیل شده و پارامترهای فیزیکی و هنادسی نسبی آن ارائه گردیده است. به کمک منحنی سرعت شعاعی این سیستم کمیتهای مطلق آن را مشخص کرده و چند کمینه گرفت مولفه های این سیستم را محاسبه کرده ایم.

PHOTOMETRIC OBSERVATION AND LIGHT CURVES ANALYSIS OF GO CYGNI

M. FarahiNejad, A. Abedi,F.Akbarian,S.Abbasi,M. Mostafaei,B.Zarei,F.Zeraatgary

Department of Physics, School of Sciences ,Birjand University

Abstract

Photoelectric observations, in B and V band, of the system $GO\ Cygni$ were obtained duringin the months August and October2010 at the Doctor Mojtabaei Observatory, University Birjand, and light curves analysed with phoebe software and relative geometrical and physical parameters has been presented radial velocity curve to help the committee system , the absolute minimum it was specified and some components of the system we have calculated.

مقدمه

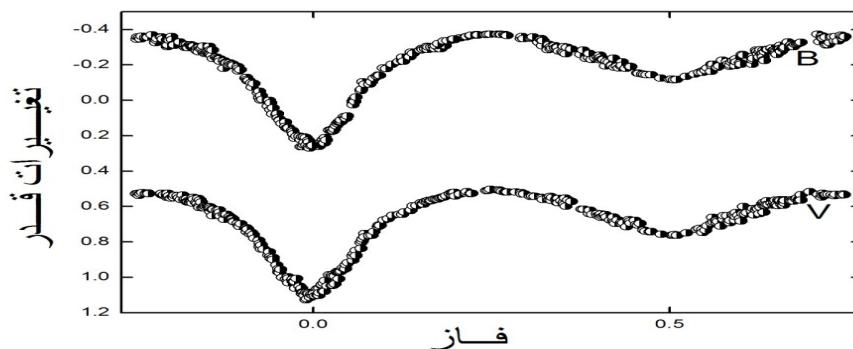
سیستم GO Cyg (HD196628; $\alpha : 20^{\text{h}} 37^{\text{m}}$, $\delta : +35^{\circ} 26'$) یک دوتایی گرفتی Lyra با پریود کوتاه $P = 0.71$ روز است که بیشینه نور آن $V_{\text{max}} = 8.6$ و کمینه نور آن $V_{\text{min}} = 9.25$ می‌باشد.

متغیر GO Cyg توسط شینلر (۱۹۲۸) کشف شد و توسط کوکارکین (۱۹۲۹) جزء ستارگان دوتایی با پریود کوتاه طبقه بنده شد. اولین بار پیرس (۱۹۳۳) طیف سنجی این سیستم را انجام داده و خطوط $A0_n$ تا $B9_n$ را برای این سیستم پیشنهاد کرده است، طیف سنجی جدید توسط هولمگرین (۱۹۸۸) و با استفاده از تکنیک (cross-correlation) صورت گرفته است، که اخیراً این سیستم به روش‌های مختلفی تحلیل شده است که از جمله می‌توان به روویدس (۱۹۹۰) روش تکنیک دومین فرانسیس، جسور و پیلودای (۱۹۹۵) به روش اپتیکی، سزر (۱۹۹۳) به روش کد ویلسون دوینی، روویدس و لیوانی یو (۱۹۹۶) به روش برنامه وود نام برد. [۱، ۲]

مشاهدات و نور سنجی

نورسنجی ستاره دوتایی GO Cyg طی ۱۴ شب در ماههای آگوست و اکتبر ۲۰۱۰ با استفاده از تلسکوپ اشمیت کاسگرین ۱۴ اینچ رصد خانه دکتر مجتبی دانشگاه بیرجند در دو فیلتر V و B با فتومنتر ssp5A انجام گرفته است. که حاصل آن ۸۰۰ داده از منحنی نوری است. که شکل ۱ منحنی نوری این سیستم را نشان می‌دهد. BD+35.4180 به عنوان ستاره مقایسه مورد استفاده قرار گرفته است. کاهش داده‌ها با استفاده از برنامه رد ویپ صورت گرفته و برای محاسبه فاز مداری این سیستم از اعمقی اعلام شده توسط سزر (۱۹۸۵) استفاده شده است. [۱]

$$HJD(\text{min}) = 2445865.4056 + 0^d.71776707E$$

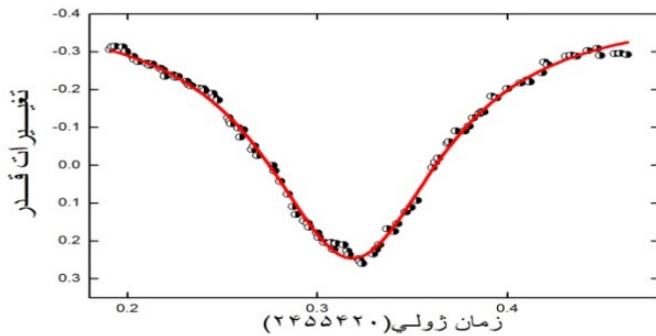


شکل ۱: منحنی نوری مشاهده‌ای سیستم دوتایی GO Cyg

زمان کمینه نور

مادر شب های ۸ و ۱۱ آگوست ۲۰۱۰ موفق به ثبت داده های مربوط به گرفت اولیه سیستم GO Cyg شده، که با تطبیق تابع لورنتسی بر داده ها توانستیم زمان کمینه آنها را بر اساس زمان ژولی خورشید مرکزی تعیین کنیم. این مقادیر در جدول یک داده شده است. شکل ۲ یک نمونه از نمودار داده های تغییرات قدر در صافی B بر حسب زمان ژولیانی خورشید مرکزی را که یک تابع لورنتسی بر آن منطبق شده را نشان می دهد.

جدول ۱: زمان های گرفت در فیلتر B



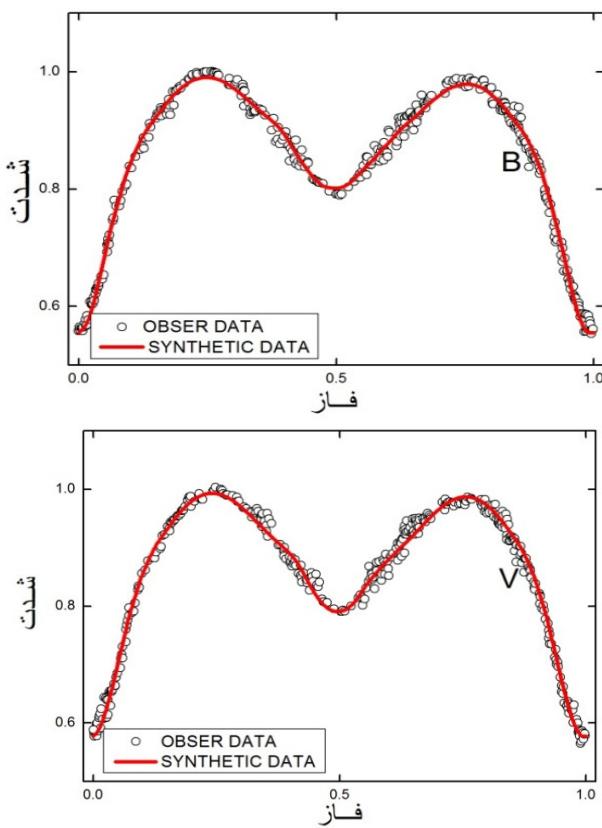
شکل ۲: تغییرات قدر در صافی B بر حسب زمان ژولیانی خورشید مرکزی که یک تابع لورنتسی بر آن منطبق شده است.

HJD	خطا	کمینه
۲۴۵۵۴۱۷/۴۴۷۲۷	۰/۰۰۰۳۵۵	I
۲۴۵۵۴۲۰/۳۱۸۲	۰/۰۰۰۴۵۷	I
۲۴۵۵۴۱۱/۳۵۸۵۲	۰/۰۰۳۱۷	II
۲۴۵۵۴۱۶/۳۶۸۱۷	۰/۰۰۱۸۲	II
۲۴۵۵۴۸۰/۲۴۸۱	۰/۰۰۱۰۸	II

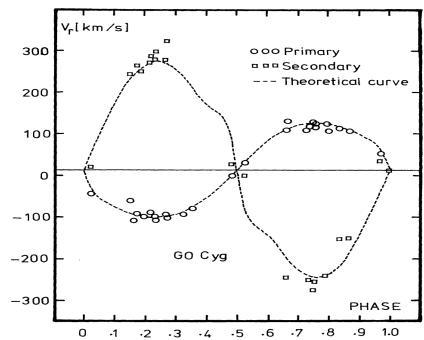
تحلیل منحنی نوری

در تحلیل منحنی نوری فرض کرده ایم که خروج از مرکز مداری صفر و نور سوم $L_3=0$ می باشد، همچنین دمای ستاره اول را با توجه به گزارش پوپرز (۱۹۸۰)، 10350°C کلوین ثابت گرفته ایم.^[۱] تحلیل منحنی نوری را به روش نرم افزار فوبه با مدد ۴ انجام داده ایم. پارامتر های Ω_2 , L_1 , i , $T_{2,q}$, $A_2, A_1, X_2, X_1, g_2, g_1$ را به عنوان پارامتر آزاد و A_2, A_1 را پارامتر ثابت در نظر گرفته ایم.

منحنی نوری GO Cyg نشان می دهد که عدم تقارن هایی در شاخه صعودی مینیمم دوم در فاز $0/6$ و $0/7$ وجود دارد، و در نتیجه در دو بیشینه، مقدار نور در فاز $0/25$ و $0/75$ یکسان نمی باشند، برای برطرف کردن این عدم تقارن و تطبیق کردن منحنی ساخته شده بر منحنی مشاهده شده با قرار دادن یک لکه سرد بر روی ستاره دوم توانستیم این عدم تقارن را ایجاد کنیم، که شکل ۳ منحنی شدت در دو فیلتر B و V و منحنی های منطبق شده توسط برنامه فوبه بر آن را نشان می دهد و شکل ۵ محل قرار گیری لکه بر روی ستاره دوم در فاز $0/75$ نشان می دهد. در جدول ۲ مشخصات لکه مولفه دوم آورده شده است و جدول ۳ پارامترهای فیزیکی و هندسی نسبی سیستم دوتایی GO Cyg را که از برنامه فوبه به دست آمده را مشخص می کند.



شکل ۳: منحنی شدت در دو فیلتر B و V و منحنی منطبق شده توسط برنامه فوبه بر آن



شکل ۴: منحنی سرعت شعاعی سیستم GO Cyg

جدول ۲: مشخصات لکه سیستم GO Cyg

ستاره	دوم	دوم
فیلتر	B	V
طول جغرافیایی	۵/۸۶۳۲	۶/۱۱۳۲
عرض جغرافیایی	۱/۵۸۲۱	۱/۶۷۱۶
نسبت دمازی	۰/۴۱۲	۰/۴۱۵
شعاع	۰/۴۹	۰/۵۳

جدول ۳: پارامترهای فیزیکی و هندسی نسبی سیستم دوتایی GO Cyg

پارامتر	B	V	پارامتر	B	V
$\lambda(A)$	۴۴۰۰	۵۵۰۰	i	۸۰/۸۱	۷۷/۱۸
$q=m_2/m_1$	۰/۴۲۸	۰/۴۲۸	$L_2/(L_1+L_2)$	۰/۰۷۸	۰/۰۷۷
Ω_1	۲/۷۳۵	۲/۷۳۵	$L_1/(L_1+L_2)$	۰/۹۲۱	۰/۹۲۲
Ω_2	۲/۸۷۸	۲/۸۷۶	$r_1(\text{pole})$	۰/۴۲۷	۰/۴۲۷
$T(1)(^{\circ}\text{K})$	۱۰۳۵۰	۱۰۳۵۰	$r_1(\text{back})$	۰/۴۸۲	۰/۴۸۲
$T(2)(^{\circ}\text{K})$	۶۶۸۵	۶۶۶۱	$r_1(\text{side})$	۰/۴۵۵	۰/۴۵۵
A_1	۱	۱	$r_2(\text{pole})$	۰/۲۶۳	۰/۲۶۳
A_2	۰/۵	۰/۵	$r_2(\text{back})$	۰/۲۹۲	۰/۲۹۲
g_1	۱	۱	$r_2(\text{side})$	۰/۲۷۱	۰/۲۷۲
g_2	۰/۳۲	۰/۳۲	$\Sigma \omega (\theta - \phi)^2$	۰/۰۰۲	۰/۰۰۹

تعیین پارامترهای مطلق سیستم

برای تعیین پارامترهای مطلق سیستم ما از طیف سنجی که هولمگرین (۱۹۸۸) انجام داده بود استفاده کرده ایم و با استفاده از تحلیل نور سنجی و ترکیب آنها با داده های سرعت شعاعی توانستیم پارامترهای مطلق را برای سیستم GO Cyg مطابق جدول ۴ تعیین کنیم [۱، ۵] شکل ۴ منحنی سرعت شعاعی GO Cyg است که از مقاله سزر (۱۹۹۳)

آورده شده است. [۳]

جدول ۴: پارامترهای مطلق سیستم

پارامتر	B	V	پارامتر	B	V
$M_{\text{sun}} M_1$	۲/۸۴	۲/۹۰	$L_{\text{sun}} L_1$	۴/۲۵	۴/۳۲
$(M_{\text{sun}} M_2)$	۱/۲۱	۱/۲۴	$L_{\text{sun}} L_2$	۲/۶۰	۲/۶۴
$R_{\text{sun}} R_1$	۲/۱۹	۲/۲۱	a_1	۱/۶۱	۱/۶۲
$R_{\text{sun}} R_2$	۱/۳۰	۱/۳۲	a_2	۳/۷۶	۳/۸۰

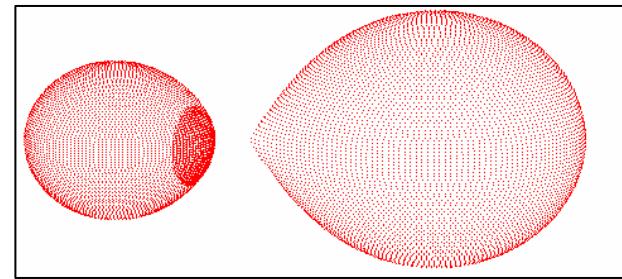
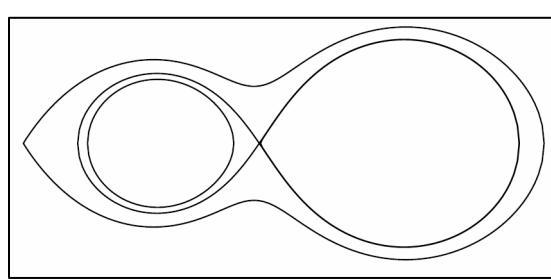
$$M_{1,2} \sin^3 i = (1,0361 \times 10^{-7}) (1-e^2)^{3/2} K_{2,1} (K_1 + K_2)^2 P M_{\text{sun}}$$

$$\frac{R_1}{R_{\text{sun}}} = 4,207 \left[\frac{M_1}{M_{\text{sun}}} (1-q) p^3 \right]^{\frac{1}{3}} r(\text{side})$$

$$\frac{R_2}{R_{\text{sun}}} = 4,207 \left[\frac{M_2}{M_{\text{sun}}} \left(\frac{1+q}{q} \right) p^3 \right]^{\frac{1}{3}} r(\text{side})$$

$$a_{1,2} \sin i = (1,9758 \times 10^{-2}) (1-e^2)^{1/2} K_{1,2} P R_{\text{sun}}$$

$$\frac{L}{L_{\text{sun}}} = \left(\frac{R}{R_{\text{sun}}} \right)^2 \left(\frac{T}{T_{\text{sun}}} \right)^4$$



شکل شماره ۵: محل قرار گیری لکه سرد بر روی ستاره دوم (در فاز ۷۵/۰) شکل شماره ۶: سیستم GO Cyg Near سیستم (Contact)

بحث و نتیجه گیری

طبق اعلام سزر(۱۹۹۳)، عدالتی (۱۹۹۷) و ذبیحین پور (۲۰۰۵) این عدم تقارن ها در متحنی نوری را به گاز انتقال یافته یا جرم منتقل شده مرتبط می دانستند که این موضوع با نتایج ما هم مطابقت می کند.^[۱، ۳، ۴]

نتایج ما همچنین نشان می دهد که GO Cyg یک سیستم نیمه جدا بوده که مولفه اول آن (پر جرم و داغتر) روج لوب خود را پر کرده و مولفه دوم (کم جرم و سرد تر) تا حد ناچیزی کوچکتر از روج لوب خود می باشد. که این سیستم،^{near-contact} هم نامیده می شود.^[۱] و به این دلیل طبق بیان عدالتی (۱۹۹۷) طبیعت این سیستم باید در آستانه حالت تحولی جدید باشد. شکل ۶ وضعیت ستاره را نسبت به روج لوب آن نشان می دهد همچنین نسبت جرمی که ما از طریق نور سنجی به دست آوردیم با نسبت جرمی که از طریق طیف سنجی توسط هولمگرین (۱۹۸۸) انجام شده بود تقریباً برابر است.^[۳]

مرجع ها

- [1]-M.T.Edalati and .M.Atighi" Photometric Observation and Light Curves of GO Cygni "Astrophysic and Space Science", Volume **253**, Issue 1, pp 107 – 117 (1997)
- [2]-H.Rovithis- Livanioiu; P.Rovithis; G.Oprescu ;A.Dumitresu;M.D.Suran 'GO Cygni system" Vizier On- line Data Catalog. originally published in : (1997)
- [3]- C.Sezer; O.Gulmen; N.Gudur" photometry and analysis of the eclipsing variable GO Cygni" *Astrophysics and space Science*, vol.**203**, no. 1, p. 121 – 133 (1993)
- [4]-S.M. Zabinihinpoor; A. Dariush; N.Riazi.(2006)"Photometric Observation and Period Study of GO Cygni".*Astrophys.space Sci.***253,107**. Sci27,302
- [5]-R.W.Hilditch(2000)"*An Introdution to Close Binary Stars*". Cambridge University Press.Scotland, P.42,209.

ترمودینامیک گاز پلی ترrop برهمکنشی انرژی تاریک در جهانی با افق ظاهری

زینب فلاح آستانه، عبدالحسین خدام محمدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

چکیده

در این مقاله، با استفاده از قانون اول ترمودینامیک در جهان فریدمان-روبرتسون-واکر غیرتحت با افق ظاهری به توصیف ترمودینامیک مدل گاز پلی ترrop برهمکنشی انرژی تاریک می‌پردازیم. بدلیل وجود جمله برهمکنشی، تعادل ترمودینامیکی شکسته شده و در این حالت می‌توان جمله برهمکنشی را برحسب اختلالات حرارتی، پارامترهای مدل پلی ترrop و تغییرات شعاع افق ظاهری، بآبست آورد.

Thermodynamics of interacting polytropic gas dark energy of a universe with apparent horizon

Z. Fallah-Astaneh, A.Khodam-Mohammadi

Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan

Abstract

In this paper, by using first law of thermodynamics in a non-flat Fridman-Robertson-Waker (FRW) universe, we study on the thermodynamical description of interacting polytropic gas dark energy model. The thermal equilibrium is broken by interacting term and we can calculate the interaction term due to thermal fluctuations in versus of parameters of polytropic gas and variation of apparent horizon.

مقدمه

مشاهدات کیهانشناسی مختلطی از قبیل ساختار بزرگ مقیاس (LLS) و ابرنواخترهای دوردست، نشان می‌دهند که در حال حاضر جهان دارای انبساط شتابدار است [۱]. بر اساس این مشاهدات، تقریباً سه چهارم از جهان، شامل مؤلفه انرژی اسرارآمیزی به نام «انرژی تاریک» است که جوابگوی انبساط جهان است و بخش باقیمانده شامل ماده تاریک بی‌فشار، ماده باریونی و کسر ناچیزی از تابش است. با این حال، منشأ و ماهیت انرژی تاریک هنوز ناشناخته است و تنها ثابت شده که فشار آن منفی است. برای روشن شدن ماهیت انرژی تاریک و توضیح انبساط کیهان، مدل‌های نظری زیادی پیشنهاد شده اند. از جمله: مدل ثابت کیهانشناسی؛ مدل هولوگرافیک که از فرضیه هولوگرافیک سرچشمه گرفته است [۲]؛ مدل

که در آن سن جهان بعنوان مقیاس طول انتخاب می‌شود^[۳]. مدل دیگری که اخیراً از آن برای بررسی برهمکنش میان انرژی تاریک و ماده تاریک استفاده شده است، مدل گاز پلی تروپ است^[۴]. رفتار فانتوم مدل گاز پلی تروپ برهمکنشی در^[۴] بدست آمده است. نتایج بررسی‌های اخیر، دلیلی ارائه نمی‌دهند که بین دو مؤلفه تاریک برهمکنش وجود نداشته باشد و در واقع این دو مؤلفه مهم در جهان، کاملاً مستقل نیستند^[۵]. بعلاوه نشان داده شده است که جفت شدگی بین انرژی تاریک و ماده تاریک، می‌تواند مسئله تطابق را حل کند^[۶]. بدلیل ارتباط عمیقی که بین ترمودینامیک و نظریه گرانش کوانتومی وجود دارد، استفاده از خصوصیات ترمودینامیکی می‌تواند در فهم ماهیت انرژی تاریک و جمله برهمکنشی به ما کمک کند^[۷,۸]. در این مقاله، توصیف ترمودینامیکی برای برهمکنش بین مدل گاز پلی تروپ انرژی تاریک و ماده تاریک در جهانی غیرتحت درون افق ظاهری را مطالعه می‌کنیم. زیرا برای یک جهان شتابدار، افق ظاهری، مرزی فیزیکی از نقطه نظر ترمودینامیکی است و قوانین ترمودینامیکی را ارضاء می‌کند^[۹]. در بخش بعدی، حالت غیربرهمکنشی را بین دو مؤلفه تاریک بررسی می‌کنیم. در بخش سوم، تفسیر ترمودینامیکی را با اضافه کردن جمله برهمکنشی، تعمیم می‌دهیم. بخش آخر به نتیجه گیری اختصاص دارد.

تفسیر ترمودینامیکی مدل گاز پلی تروپ غیربرهمکنشی

جهان FRW را که با المان خط زیر توصیف می‌شود در نظر می‌گیریم:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (1)$$

که $a(t)$ ضریب مقیاس است و k ، پارامتر انجنا است و مقادیرش برای جهان باز، تخت و بسته به ترقیب برابر است با: $k=-1, 0, 1$. معادله نخست فریدمان برای جهانی بالا انجنا k برابراست با:

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{3M_p^2} (\rho_m + \rho_\Lambda), \quad (2)$$

که در این رابطه $H = \frac{\dot{a}}{a}$ پارامتر هابل، ρ_m و ρ_Λ چگالی انرژی ماده تاریک و انرژی تاریک هستند و M_p جرم کاهش یافته پلانک است.

معادله حالت گاز پلی تروپ برابر است با:

$$p_\Lambda = K \rho_\Lambda^{\frac{1+1}{n}} \quad (3)$$

که K ثابت پلی تروپ و n اندیس پلی تروپ است^[۱۰]. همچنین چگالی انرژی تاریک از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\rho_{\Lambda} = \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n \quad (4)$$

که در آن B یک ثابت انتگرالگیری است.

برای مطالعه حالت غیربرهمکنشی، جهان FRW انباشته از ماده تاریک و انرژی تاریک را درنظر می‌گیریم که معادلات پیوستگی آنها در کل برابرند با:

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = Q, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{\Lambda} + 3H\rho_{\Lambda}(1 + \omega_{\Lambda}) = -Q, \quad (6)$$

با $0 = Q$ و ω_{Λ} پارامتر معادله حالت است و رابطه آن، با توجه به روابط فشار و چگالی برابر می‌شود با:

$$1 + \omega_{\Lambda}^0 = \frac{a^{\frac{3}{n}}}{a^{\frac{3}{n}} - c} \quad (7)$$

که $c = K/B$ است و بالانویس (0) به معنی عدم حضور برهمکنش است.

توجه کنید که سیستم گرمایی درون افق ظاهری در تعادل ترمودینامیکی با افق، باقی می‌ماند؛ یعنی دمای سیستم T ، با دمای مرزش یعنی T_h برابر می‌شود [11]. در غیراينصورت انرژی بصورت خودبخودی بین افق و شاره، جريان می‌يابد که اين امر، برخلاف هندسه FRW است.

اگر قانون اول ترمودینامیک را برای آنتروپی تعادلی مدل گاز پلیتروپ انرژی تاریک بنویسیم:

$$dE_{\Lambda} = TdS_{\Lambda} - p_{\Lambda}dV \quad (8)$$

که V حجم درون افق ظاهری است و شعاع افق ظاهری از رابطه زیر بدست می‌آید [12]:

$$R_A = \frac{1}{\sqrt{H^2 + \frac{k}{a^2}}} \quad (9)$$

همچنین انرژی کل انرژی تاریک $E_{\Lambda} = \frac{4\pi}{3} R_A^3 \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n$ است. بنابراین اگر شکل دیفرانسیلی آن را بنویسیم، داریم:

$$dE_{\Lambda} = 4\pi R_A^2 \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n dR_A - 4\pi R_A^3 Ba^{\frac{3}{n}-1} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^{1+\frac{1}{n}} \quad (10)$$

دماهی افق ظاهری نیز برابر $T = \frac{1}{2\pi R_A}$ است. حال روابط حجم و دما و (۱۰) را در معادله (۸) قرار می‌دهیم:

$$dS_A^0 = 8\pi^2 (R_A^0)^3 \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n \left[(1 + \omega_A^0) dR_A^0 - R_A^0 H^0 B a^{\frac{3}{n}} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^{\frac{-n^2+n+1}{n}} dt \right] \quad (11)$$

و اگر از رابطه (۷) جایگذاری کنیم، خواهیم داشت:

$$dS_A^0 = 8\pi^2 (R_A^0)^3 a^{\frac{3}{n}} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n \left[\frac{dR_A^0}{\left(a^{\frac{3}{n}} - c \right)} - R_A^0 H^0 B \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^{\frac{-n^2+n+1}{n}} dt \right] \quad (12)$$

بنابراین، آنتروپی جهان برای مدل گاز پلیتروپ انرژی تاریک در حالت تعادل ترمودینامیکی پایدار، از رابطه (۱۲) پیروی می‌کند.

تفسیر ترمودینامیکی مدل گاز پلیتروپ برهمکنشی

در این قسمت، حالتی را در نظر می‌گیریم که انرژی تاریک و ماده تاریک برهمکنش متقابل دارند. در نتیجه چگالیهای انرژی، جدا از هم پایسته نیستند، بلکه در معادلات (۵) و (۶) با $Q \neq 0$ صدق می‌کنند و در اکثر مقالات بصورت $Q = \Gamma \rho_A$ تعریف می‌شود.

مشتق گیری از معادله (۴) نسبت به زمان کیهانی برابر می‌شود با:

$$\dot{\rho}_A = -3BHa^{\frac{3}{n}} \rho^{1+\frac{1}{n}} \quad (13)$$

اگر رابطه (۱۳) را در معادله (۶) جایگذاری کنیم، بدست می‌آوریم:

$$1 + \omega_A = \frac{-Q}{3H} \left(Ba^{\frac{3}{n}} - K \right)^n + Ba^{\frac{3}{n}} \left(Ba^{\frac{3}{n}} - K \right)^{-1} \quad (14)$$

می‌بینیم که اگر انرژی تاریک و ماده تاریک باهم برهمکنش داشته باشند، رابطه پارامتر معادله حالت، یک جمله اضافی خواهد داشت. این اثر را اینگونه تفسیر می‌نماییم که در حالت برهمکنشی، سیستم دیگر در تعادل ترمودینامیکی پایدار قرار ندارد، بلکه دارای افت و خیزهای کوچکی حول تعادل گرمایی، می‌باشد [۱۳]. بنابراین باید به آنتروپی سیستم، یک تصحیح لگاریتمی بصورت $TdS_A = dE_A + p_A dV$ اضافه کنیم. در اینجا نیز آنتروپی سیستم در قانون اول ترمودینامیک، $S_A^0 + S_A^1$ صدق می‌کند. طبق مرجع [۸] تصحیح لگاریتمی برابر است با:

$$S_{\Lambda}^1 = -\frac{1}{2} \ln(CT^2) \quad (15)$$

که C ظرفیت گرمایی است و از رابطه $C = T \frac{\partial S_{\Lambda}^0}{\partial T}$ بدست می‌آید. بنابراین خواهیم داشت:

$$C = 8\pi^2 (R_A^0)^4 \frac{a^{\frac{3}{n}}}{(c - a^{\frac{3}{n}})} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - 1} \right)^n, \quad (16)$$

$$S_{\Lambda}^1 = -\frac{1}{2} \ln \left[2(R_A^0)^2 \frac{a^{\frac{3}{n}}}{(c - a^{\frac{3}{n}})} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n \right] \quad (17)$$

اگر روابط مربوط به انرژی، دما و حجم را در حالت برهمکنشی در قانون اول ترمودینامیک قرار دهیم:

$$dS_{\Lambda} = 8\pi^2 R_A^3 \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n \left[(1 + \omega_{\Lambda}) dR_A - R_A B H a^{\frac{3}{n}} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^{\frac{-n^2+n+1}{n}} dt \right] \quad (18)$$

و در نتیجه خواهیم داشت:

$$(1 + \omega_{\Lambda}) = \frac{\left(Ba^{\frac{3}{n}} - K \right)^n}{8\pi^2 R_A^3} \left[\frac{dS_{\Lambda}^0}{dR_A} + \frac{dS_{\Lambda}^1}{dR_A} \right] + R_A B H \frac{a^{\frac{3}{n}}}{\left(Ba^{\frac{3}{n}} - K \right)} \frac{dt}{dR_A} \quad (19)$$

با استفاده از روابط (۱۲) و (۱۷) داریم:

$$\frac{dS_{\Lambda}^0}{dR_A} = \frac{dS_{\Lambda}^0}{dR_A} \frac{dR_A^0}{dR_A} = 8\pi^2 (R_A^0)^3 \frac{a^{\frac{3}{n}}}{\left(a^{\frac{3}{n}} - c \right)} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^n \frac{dR_A^0}{dR_A} \quad , \quad \frac{dS_{\Lambda}^1}{dR_A} = \frac{dS_{\Lambda}^1}{dR_A^0} \frac{dR_A^0}{dR_A} = -\frac{1}{R_A} \frac{dR_A^0}{dR_A} \quad (20)$$

با جایگذاری (۲۰) در معادله (۱۹)، عبارتی برای ω_{Λ} ، توسط محاسبات ترمودینامیکی بدست می‌آید. حال اگر این معادله را با معادله (۱۴) که از طریق ملاحظات کیهانشناسی بدست آمد مقایسه کنیم، درخواهیم یافت:

$$\frac{Q}{3H} = Ba^{\frac{3}{n}} \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right)^{n+1} \left[1 - R_A H \frac{dt}{dR_A} \right] + \left[\frac{1}{8\pi^2 R_A^3 R_A^0} - \frac{a^{\frac{3}{n}}}{\left(a^{\frac{3}{n}} - c \right)} \left(\frac{R_A^0}{R_A} \right)^3 \left(\frac{1}{Ba^{\frac{3}{n}} - K} \right) \right] \frac{dR_A^0}{dR_A} \quad (21)$$

بنابراین رابطه‌ای بین جمله برهمکنشی و افت و خیز گرمایی حول تعادل بر حسب پارامترهای گاز پلی تروب و تغییرات شعاع افق ظاهری بدست آمد.

نتیجه گیری

با درنظر گرفتن مشاهدات کیهانشناختی مختلف مبنی بر شتابدار بودن انبساط جهان و همچنین نتایجی که نشان می‌دهند دو مؤلفه تاریک جهان، مستقل از هم نیستند، در این مقاله، برای برهمکنش بین مدل گاز پلی ترоп و ماده تاریک، در جهانی غیرتخت درون افق ظاهری، تفسیری ترمودینامیکی ارائه دادیم. زیرا افق ظاهری، مرزی فیزیکی از نقطه نظر ترمودینامیکی است و قوانین ترمودینامیک را ارضاء می‌کند. در اینجا، فرض کردیم که مؤلفه‌های تاریک در غیاب برهمکنش در تعادل جداگانه قرار دارند. با حضور برهمکنش، تعادل ترمودینامیکی بهم می‌خورد. این اثر را بالاضافه کردن تصحیح لگاریتمی به آنتروپی، نشان دادیم و رابطه‌ای برای جمله جفت شدگی، مناسب با افت و خیز گرمایی بدست آوردیم.

مرجع‌ها

- [1] S. Perlmutter *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboratin], *Astrophys. J.* **517**, (1999) 565.
- [2] G. t Hooft, arXiv:gr-qc/9310026.
- [3] Y. W. Kim, et al., *Mod. Phys. Lett. A* **23** (2008) 3049.
- [4] K. Karami, S. Ghaffari, J. Fehri, *Eur. Phys. J. C*, **64** (2009) 85.
- [5] L. Amendola, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 043511.
- [6] D. Pavon, W. Zimdahl, *Phys. Lett. B* **628** (2005) 206.
- [7] A. Sheykhi, *Class. Quantum Grav.* **27** (2010) 025007.
- [8] M. R. Setare, arXiv:0902.4088v1.
- [9] J. Zhou, B. Wang, Y. Gong, E. Abdalla, *Phys. Lett. B* **86** (2007) 652.
- [10] J. Christensen-Dalsgard, “*Lecture Notes on Stellar Structure and Evolution*”, 6th edn. (Aarhus University Press, Aarhus, 2004).
- [11] B. Wang, C.Y. Lin, D. Pavon, and E. Abdalla, *Phys. Lett. B* **662**, (2008) 1.
- [12] K. Karami, M. Jamil, N. Sahraei, *Phys. Scr.* **82** (2010) 045901.
- [13] S. Das, P. Majumdar, R. K. Bhaduri, *Class. Quantum Grav.* **19** (2002) 2355.

اثر میدان مغناطیسی چنبره ای بر قرصهای براافزایشی خودگرانشی و شکسان اطراف پیش ستاره ها

جمشید قبیری^{۱و۲}، شهرام عباسی^{۳و۴}، نرگس جامی الاحمدی^۵

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه فردوسی، مشهد

^۲ گروه فیزیک، مؤسسه آموزش عالی خیام، مشهد

^۳ گروه فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

^۴ پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانشگاه بنیادی - تهران

چکیده

در این مقاله، اثر میدان مغناطیسی چنبره ای در اطراف قرصهای نازک خودگرانشی و شکسان مطالعه می شود. سعی کرده ایم با اعمال میدان مغناطیسی چنبره ای بر کمیتهای فیزیکی در یک قرص نازک خودگرانشی فیزیک مساله را بهبود بینخشیم. برای انجام این کار از روش‌های خودنمایه که توسط مینیشیگ و همکارانش معرفی شد استفاده کرده ایم. معادلات حاکم بر سیستم به روش عددی حل شده است. نتایج ما اینطور نشان می دهد که با افزایش اثر میدان مغناطیسی مؤلفه شعاعی سرعت حداقل در نواحی داخلی قرص کاهش پیدا می کند و در ضمن مؤلفه سنتی سرعت افزایش پیدا می کند. از طرفی چگالی سطحی با افزایش اثر میدان مغناطیسی، افزایش پیدا می کند و آهنگ براافزایش جرم، کاهش پیدا می کند. در این کار، از دو الگوی و شکسانی α و β استفاده کرده ایم و اثر میدان مغناطیسی را بر کمیتهای فیزیکی در هر دو الگو مقایسه کرده ایم.

The Effect Of Toroidal Magnetic Field on Self-Gravitating Viscous Accretion Disks Around The Protostars

J. Ghanbari^{1,2}, S. Abbassi^{3,4}, N. Jamialahmadi²

¹Department of Physics, Ferdowsi University, Mashhad

²Department of Physical Khayyam Institute of Higher Education, Mashhad

³ Department of Physics Damghan University

⁴School of Astronomy, IPM, Tehran

Abstract

In this paper, the effect of toroidal magnetic field is studied in standard self-gravitating viscous thin disks. By applying the magnetic field, we expect to see different behaviors compared to a non-magnetic field case. We found self-similar solutions for radial infall velocity, rotation velocity, surface density and mass accretion rate. Our results show, by increasing the magnetic field, the radial velocity and mass accretion rate, at least in the inner regions of the disk, become slow and low respectively and in the outer regions, the azimuthal velocity and surface density become fast and high respectively. We use α, β viscous models and compare them each other.

مقدمه

قرصهای برافراشی سیستمهای شناخته شده ای هستند که در اطراف بسیاری از اجرام اخترفیزیکی مانند هسته‌های فعال کهکشانی، ستارگان دوتایی، و اجرام ستاره‌ای جوان مشاهده می‌شوند. بیش از نیمی از ستارگان رشته اصلی توسط قرصهای گازی و گرد و غباری احاطه شده اند. یکی از عوامل اصلی در توصیف نظری قرصهای برافراشی و شکسانی در قرصهای است. به دلیل ساختار تحولی قرصهای برافراشی انتخاب بهترین الگو و شکسانی بسیار اهمیت دارد. الگوی α اولین بار توسط Shakura, Sanyav (1973) معرفی شد. تحول زمانی قرصهای برافراشی خودگرانشی با الگوی α مطالعه شده است (Mineshige et al 1997). اخیرا Strittmater, Duschl, Biermann (2000) الگوی β رابه عنوان و شکسانی قرصها معرفی کردند که این الگو برای قرصهای خودگرانشی و غیر خودگرانشی رفتار متفاوتی نشان می‌دهد، در حالیکه در حد غیر خودگرانشی با الگوی آلفا هم ارز خواهد بود. حل‌های خودمشابه کاربرد زیادی در معادلات حاکم بر سیستمهای اخترفیزیکی دارند. حل‌های خودمشابه در قرصهای برافراشی اعمال شده است (Ghanbari & Abbassi & Ghasemnezhad 2009). مانیز در این مقاله از روش خودمشابه برای قرصهای برافراشی استفاده کرده ایم. بیشتر شبیه سازیها در قرصهای برافراشی نشان می‌دهد که مؤلفه چنبره‌ای برای میدان مغناطیسی قرصها در نظر گرفته می‌شود و از آنجا که معمول است به دلیل چرخش قرص و برای سادگی از این مؤلفه میدان مغناطیسی استفاده شود.

معادلات بنیادی

به جهت مطالعه فرایندهای برافراشی قرص را تقارن محور فرض می‌کنیم و از مختصات استوانه‌ای استفاده می‌کنیم.
معادلات حاکم بر سیستم بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sigma v_r) = 0 \quad (1)$$

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial t} (r v_\phi) + v_r \frac{\partial}{\partial r} (r v_\phi) = \frac{1}{r \sigma} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \sigma r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r}) \quad (3)$$

که v_ϕ, v_r, p, ρ به ترتیب چگالی، فشار، سرعت شعاعی و سرعت سمتی قرص گازی هستند و ϕ پتانسیل گرانشی قرص گازی در داخل شعاع r است. فرض می کنیم رابطه بین فشار و چگالی گاز بصورت مقابله باشد

$$(4) \quad p = K \rho^\gamma$$

که K, γ دو ثابت هستند. ضریب پلی تروب γ رابطه بی دررو فشار-چگالی را توصیف می کند. حد عمودی قرص در هر شعاعی با h داده شده است که نیم پهنه ای قرص خواهد بود:

$$(5) \quad h = \frac{c_s^2}{(4\pi G \rho)^{\frac{1}{2}}} = \frac{c_s^2}{2\pi G \sigma}$$

و در نهایت از آنجا که میدان مغناطیسی را چنبره ای در نظر گرفتیم؛ با استفاده از معادلات *MHD* معادله القا بصورت زیر خواهد بود :

$$(6) \quad \frac{\partial B_\phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (v_r B_\phi) = 0$$

برای حل معادلات (1-3,6) به کمک الگوی خود مشابهی، آنها را بدون بعد می کنیم. در این روش از کمیت بدون بعد ζ شامل شعاع r زمان t استفاده می شود که در این ترکیب G, K (ثابت گرانشی)، ثابت هستند:

$$(7) \quad \zeta = K^{\frac{-1}{2}} G^{\frac{\gamma-1}{2}} r t^{\frac{\gamma-2}{2}}$$

در این کار $t > 0$ و مبدأ زمان را $t=0$ مطابق با تشکیل هسته در نظر گرفته می شود. بنابراین داریم:

$$(8) \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} + (\gamma - 2) \frac{\zeta}{t} \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (9) \quad \frac{\partial}{\partial r} = K^{\frac{-1}{2}} G^{\frac{\gamma-1}{2}} t^{\frac{\gamma-2}{2}} \frac{\partial}{\partial \zeta}$$

برای تغییر متغیرها به شکل بدون بعد از K و G استفاده می کنیم به این دلیل که ما به کلیه بخش‌های وابسته به زمان در شکل معادلات خود مشابهی نیاز داریم. دیگر کمیت‌های فیزیکی (تابع وابسته به r, t) به کمیت‌های خود مشابهی بصورت زیر تبدیل می شوند:

$$(10) \quad v_\phi(t, r) = K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{1-\gamma}{2}} t^{1-\gamma} V_\phi(\zeta) \quad (11)$$

$$v_r(t, r) = K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{1-\gamma}{2}} t^{1-\gamma} V_r(\zeta)$$

$$j(t, r) = KG^{1-\gamma} t^{3-2\gamma} J(\zeta) \quad (12) \quad \sigma(t, r) = (2\pi)^{-1} K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{-(1+\gamma)}{2}} t^{-\gamma} \Sigma(\zeta) \quad (13)$$

$$\rho(t, r) = (4\pi\gamma)^{\frac{-1}{\gamma}} G^{-1} t^{-2} \Sigma^{\frac{2}{\gamma}}(\zeta) \quad (14) \quad P(t, r) = (4\pi\gamma)^{-1} KG^{-\gamma} t^{-2\gamma} \Sigma^2(\zeta) \quad (15)$$

$$(17) \quad v(t, r) = KG^{1-\gamma} t^{3-2\gamma} v'(\zeta) \quad (18)$$

$$B_\phi(t, r) = K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{-\gamma}{2}} (4\pi)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \gamma^{\frac{-1}{2\gamma}} t^{-\gamma} B(\zeta)$$

معادلات اساسی بدون بعد

از آنجا که معادلات بنیادی حاکم بر سیستم شامل بخش‌های وابسته به زمان و مکان است، می‌توانیم با بکارگیری حل‌های خودمشابهی بعد زمان را در این معادلات خارج کرده و بعد مکان را بر حسب متغیر خودمشابهی بازنویسی کنیم. با استفاده از معادلات بالا معادلات بنیادی (1) و (2) بصورت زیر در می‌آیند

$$\begin{aligned} \frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} (\zeta \Sigma u) &= (3\gamma - 4) \Sigma \\ u \frac{dJ}{d\zeta} &= \frac{1}{\sum \zeta} \frac{d}{d\zeta} (\beta \zeta^3 \sum J \frac{d}{d\zeta} (\frac{J}{\zeta^2})) + (2\gamma - 3) J \quad (21) \\ u \frac{du}{d\zeta} &= \frac{c_1^2 d\Sigma}{\sum d\zeta} - \frac{M}{\zeta^2} + \frac{J^2}{\zeta^3} + (2\gamma - 3)u + (2 - \gamma)(\gamma - 1)\zeta - \\ \frac{B(\zeta)}{\sum \zeta^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} (\zeta B(\zeta)) & \quad (20) \end{aligned}$$

$$u = V_r - (2 - \gamma)\zeta \quad (23)$$

$$B \left(\frac{\partial u}{\partial \zeta} + (2 - 2\gamma) \right) = - \frac{\partial B}{\partial \zeta} u \quad (22)$$

تقریب برافزایش آهسته

از آنجا که حل این دسته از معادلات بدون در نظر گرفتن هیچ تقریبی مشکل و پیچیده خواهد بود، مرسوم است در قرصهای برافزایشی از تقریبی به نام حد برافزایش آهسته استفاده شود. در این حد در معادله (20) جمله گرانش و نیروی خروج از مرکز و بخشی از جمله مربوط به میدان مغناطیسی دارای اهمیت هستند و از جمله شیب فشار گاز و فشار مغناطیسی صرف نظر می‌کنیم. در این حد معادله (20) بصورت زیر ساده می‌شود:

$$\frac{J^2}{\zeta^3} - \frac{M}{\zeta^2} - \frac{B^2}{\zeta^2} = 0 \quad (24)$$

در این حالت بدون بکارگیری معادله القا به حل این دسته از معادلات می پردازیم. به عبارتی از رابطه بین میدان مغناطیسی و سرعت شعاعی صرف نظر می کنیم. در این صورت میدان مغناطیسی ثابت فرض می شود

$$b = \frac{B^2}{2 \Sigma^2}$$

(25) اگر b نسبت فشار مغناطیسی به فشار گاز باشد، با استفاده از معادله (24) داریم:

$$J = \zeta \left(2b - \sum u \right)^{\frac{1}{2}}$$

با اختیار b برای نشان دادن تاثیر میدان، به روابط مقابل خواهیم رسید:

$$\frac{d \ln \Sigma}{d \ln \zeta} = -1 - \frac{d \ln u}{d \ln \zeta} - \frac{\sum}{u} \quad (26)$$

همچنین L را می توان بر حسب جرم محصور شده در قرص به صورت زیر نوشت:

$$J = qM \quad (27)$$

که یک ثابت بدون بعد است و معادله (27) رابطه بین L با جرم محصور در قرص را می دهد (Mestel 1963, Tsuribe 1999, Toomre 1983)

(28) با استفاده از معادلات (25), (26) و (27) داریم:

$$\Sigma = \frac{-1}{2q^2 u} \left(1 + (1 + 8bq^2)^{\frac{1}{2}} \right)$$

که اگر $b=0$ قرار دهیم به معادلات بدون حضور میدان مغناطیسی می رسیم. با استفاده از معادلات (25) و (26) و (27) در نهایت یک معادله

دیفرانسیل معمولی برای V_r بدست می آوریم:

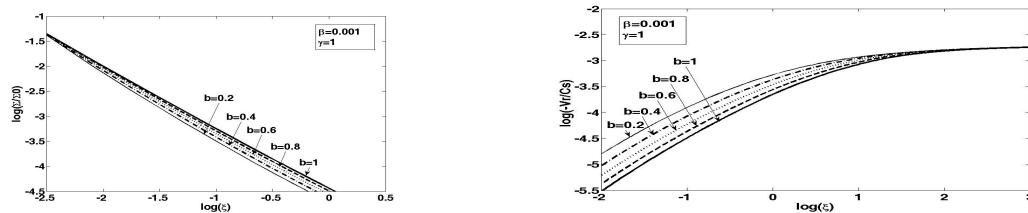
$$\frac{dV_r}{d\zeta} = \frac{e}{\beta\zeta} \frac{(1+f)(V_r - \zeta)^2 V_r}{((3+f)V_r - (1+f)\zeta)} - \frac{2(V_r - \zeta)}{((3+f)V_r - (1+f)\zeta)} + \frac{f(V_r - \zeta)^2}{\zeta((3+f)V_r - (1+f)\zeta)} \quad (29)$$

با حل این معادله درجه یک به روش رانگ - کوتای مرتبه ۴ می توانیم توزیع سرعت شعاعی

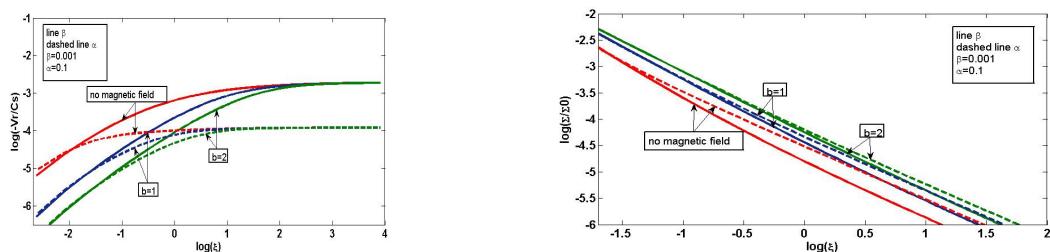
خود مشابهی، V_r را بر حسب متغیر خودمشابهی ξ بدست آوریم. با محاسبه V_r می توانیم وسایر کمیتها را هم بسادگی بدست آوریم. قبل از اینکه به حل عددی این معادله بپردازیم می توانیم حد معادله (29) را برای $0 \rightarrow \infty$ و $\infty \rightarrow 0$ بدست آوریم. در حد $0 \rightarrow \infty$ و $\infty \rightarrow 0$ داریم:

$$V_r = -\frac{\beta[(3+f)+fq^2]}{g(1+fq^2)} \quad \xi \rightarrow \infty \quad V_r = -\left[\frac{fq^2\beta}{g(1+fq^2)} + \frac{2\xi}{[(3+f)+fq^2]} \right] \quad \xi \rightarrow 0$$

با استفاده از این حدود می توان به حل عددی معادلات پرداخت. در ضمن در این کار، ما معادلات مربوط به الگوی α را نیز حل کرده ایم و در غالب نمودار با الگوی β مقایسه کرده ایم.



شکل ۲: نمودار چگالی سطحی را نشان می دهد که تابعی از فاصله است. شکل ۳: نمودار شعاعی سرعت را نشان می دهد که تابعی از فاصله است.



شکل ۴: نمودار سرعت شعاعی را نشان می دهد که تابعی از فاصله است. شکل ۵: نمودار چگالی سطحی را نشان می دهد که تابعی از فاصله است.

نتیجه گیری

نمودار سرعت شعاعی نشان می دهد که با افزایش اثر میدان مغناطیسی سرعت شعاعی در فواصل نزدیکتر به ستاره مرکزی کاهش پیدا می کند که حاکمی از این است که در صورت حضور میدان مغناطیسی فشار مغناطیسی خواهیم داشت که همراه با فشار گاز مواد را به بیرون هدایت می کند و فروریزش مواد به سمت داخل قرص را کم می کند. از طرفی چون با افزایش میدان مغناطیسی، سرعت شعاعی کم می شود انتظار داریم چگالی سطحی افزایش پیدا کند. همچنین با مقایسه دو الگوی α و β در نمودارهای رسم شده، رفتار یکسانی را برای این دو الگو با افزایش میدان مغناطیسی، بدست می آوریم.



مراجع

- [1]Abbassi S., Ghanbari J.and Salehi F .2006, A&A ,460, 357
- [2] Balbus, S., Hawley, J., 1991, APJ, 376, 214
- [3]Galli , D ., . & Shu , F . H .1993 , APJ , 417 ,220
- [4] Galli , D ., . & Shu , F . H .1993 , APJ , 417 ,243
- [5]Hersant, F. , & Dubrulle, B. and Huré , J.-M . 2005 A&A ...429..531H
- [6]Lou Y .-Q ., Wang W .-G : Astrophys .Space Sci .311 : 363 – 400 , 2007
- [7]Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603
- [8]Mineshige, S., Nakayama, K., & Umemura M. 1997,
- [9]Mineshige, S., & Umemura, M. 1997, ApJ, 480, 167

تولیدات علمی نجوم در پایگاه اطلاعاتی ISI در سال های ۲۰۰۰ تا ۲۰۱۰

شکرالله محمدی^۱, حسین کازهی^۲

۱- گروه فیزیک دانشگاه بیرجند، بیرجند

۲- مرکز اطلاع رسانی و کتابخانه مرکزی دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در ده سال اخیر ISI در این مقاله با استفاده از روش علم سنجی به بررسی وضعیت تولیدات علمی در حوزه نجوم با استفاده از داده های اطلاعاتی ویرایی تجزیه و تحلیل داده ها نرم پرداخته شده است. در بررسی حاضر از روش توصیفی- تحلیلی با استفاده از مطالعات علم سنجی استفاده شده به کار گرفته شده است. نتایج نشان می دهد که مطالعات نظری و مشاهده ای نجوم بخشی است که گرایش به آن در سال های اخیر SPSS فزار افزایش چشم گیری در جهان داشته است.

Assessment scientific products astronomy in ISI database from 2000-2010

S. Mohammadi, H. Kazehi

1. Department of physics, Birjand university, Birjand

2. Information centre & central library birjand university, Birjand

Abstract

In the study use scientometrics method to assessment scientific products in field's astronomy by use ISI database in current years. In assessment present from description-analytic method, for analytics data use SPSS software. Results show astronomy theories & observations discussion would like in current years above in the world.

مقدمه

تولیدات علمی هر کشوری به عنوان شاخصی از فعالیت های علمی پژوهشی در سطح ملی و بین المللی مورد توجه قرار گرفته است. اطلاعات با عبور از فرایند تولید و تحقیق همواره مفیدتر و پر ثمرتر می شود. افزایش فعالیت های پژوهشی و اهمیت دادن به امور تحقیقاتی باعث می شود جریان اطلاعات به شکل جدیتری جاری گردد و اشاعه آن می تواند پیشرفت و توسعه کشور و به تبع آن خود اتکابی و استقلال همه جانبه را محقق سازد.

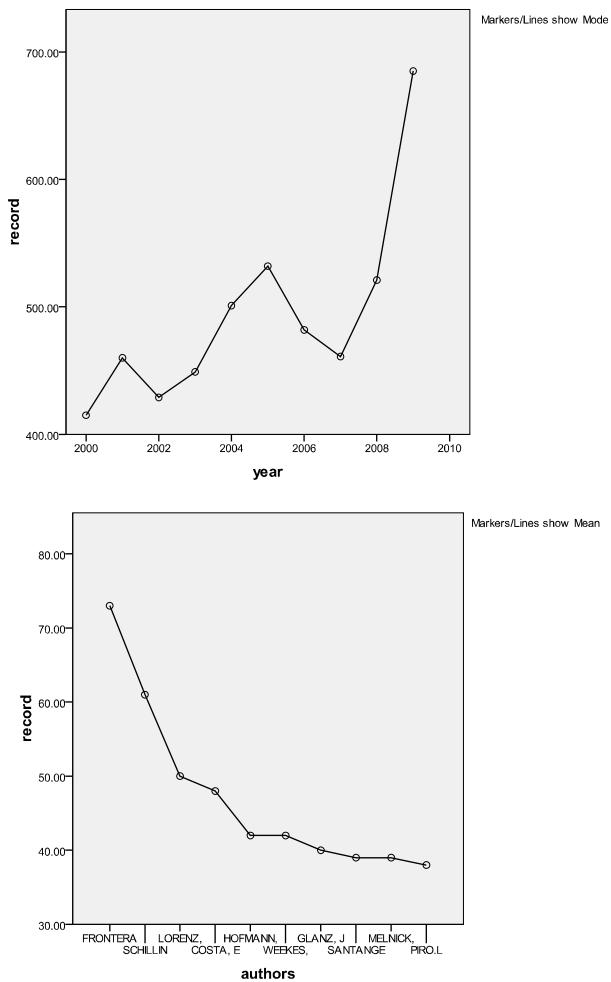
حجم تولید اطلاعات در سطح جهان روندی کاملاً تصاعدی و شگفت انگیز را طی می نماید. استفاده از اطلاعات در صورتی که به تولید و ارائه دانش و دانایی منتهی گردد، می تواند دستاوردهای مثبتی را برای یک جامعه به دنبال داشته باشد. در عصر حاضر ما با اقیانوسی از اطلاعات مواجه بوده و می بایست در عوض پرتاب نمودن خود به درون این اقیانوس با نحوه شنا کردن درون آن آشنا شویم، با توجه به میزان رشد سی در صدی اطلاعات ذخیره شده در هر سال، ما نیازمند بهره گیری بهتر و بیشتر از منابع اطلاعاتی هستیم. در این میان پایگاه های اطلاعاتی نقش کلیدی در دسترسی محققین به این اطلاعات دارد (گوپتا، ۱۳۸۵).

خوبشخانه برنامه چهارم توسعه ایران نیز با این نگاه به عنوان برنامه ای دانش محور و اقتصاد میتنی بر دانایی تدوین شده است. تاکیدات رهبر معظم انقلاب بر ارتقای جایگاه علمی ایران به بالاترین حد ممکن در منطقه سبب شده است گام های قابل توجهی در این راستا در کشور برداشته شود که تحقق سهم پژوهش از تولید ناخالص ملی از همین موارد است. ایران در جاده صعود علمی قرار گرفته است اما نیاز به توجه و حمایت بیشتری دارد (مسعودی، ۱۳۸۳).

موسسه اطلاعات علمی مستقر در فلادلفیا امریکا **ISI Institute for scientific information** یک موسسه علمی تحقیقاتی است که توسط شرکت تامسون راه اندازی شده است . براساس شاخص های ارزیابی مشخص خوداز بین دهها هزار مجله علمی منتشر شده در سراسر جهان تنها ۱۲۹۳۸ مجله را در لیست کامل **Master list** (خود در پایان سال ۲۰۰۴ قرار داده است(۷). مهمترین مخصوص این موسسه در ویگاه علم (Web of science) است که ۹۲۷۹ مجله را فهرست می کند. هر مقاله منتشر شده در یکی از این مجلات یک تولید علمی محسوب می شده و این رو در شاخص های سنجش علمی قرار می گیرد (سبوری، ۱۳۸۵). عنوان مجلات معتبر جهان در زمینه های مختلف موضوعی علوم، مهندسی و فناوری، کشاورزی، پزشکی و... را در هر سال توسط این موسسه ارزیابی شده و توسط این موسسه در نشریه تحت عنوان **Journal of citation report (JCR)** درجه علمی و ضریب تاثیر آن مشخص می شود(۵).

یافته های پژوهش

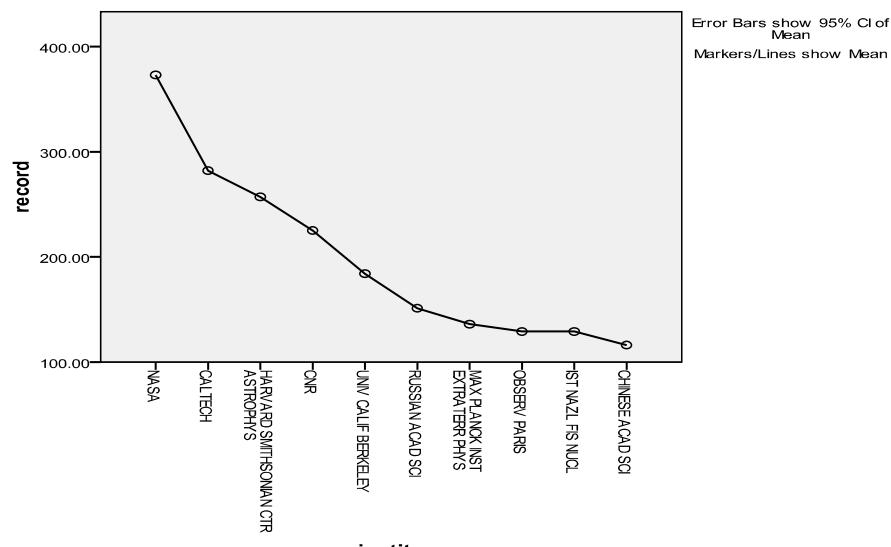
مقالات منتشر شده در پایگاه اطلاعاتی **ISI** ۸۳۱۶ در حوزه نجوم میباشد. ۶۰٪ از این مقالات در سال های اخیر منتشر شده است . تعداد مقالات که در این پایگاه علمی توسط محققین ایرانی منتشر شده ۱۷ عدد می باشد. ۸۰٪ از این مقالات در ده ساله اخیر منتشر شده است . داده های بدست آمده نشان می دهند که در ایران تولید علم با رشد بیشتری نسبت به میانگین جهانی دنبال می شود. در سال ۲۰۰۹ تعداد مقالات منتشر شده ۶۸۵ میباشد که نسبت به سال ۲۰۰۸ رشد ۱,۳۱ برابر داشته است (نمودار ۱)



نمودار ۱: میزان تولیدات علمی در سالهای مختلف نمودار ۲: میزان تولیدات علمی نویسنده‌گان

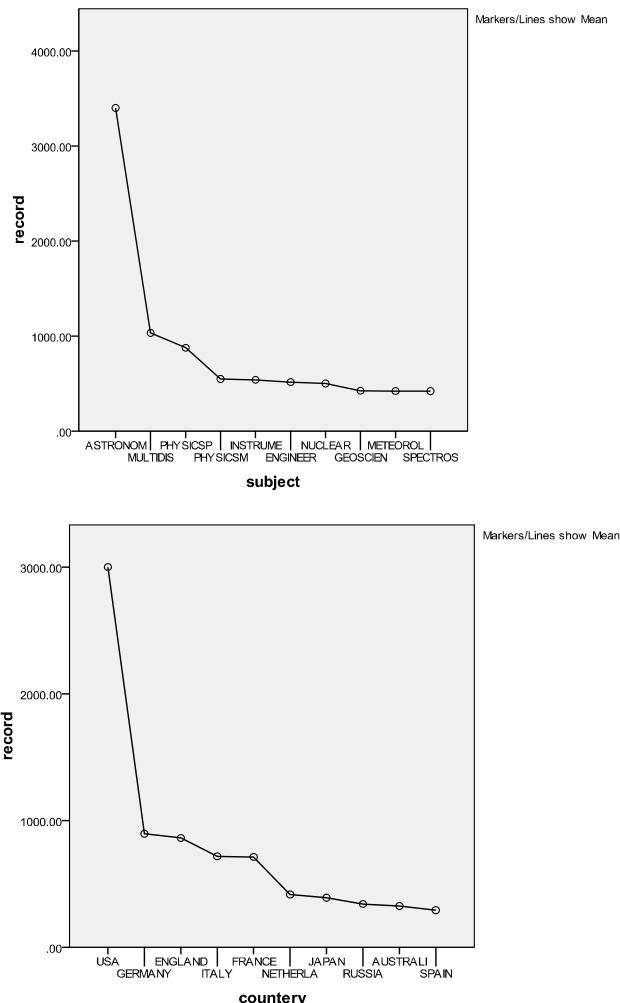
باتوجه به نمودار شماره دو پرکارترین نویسنده و پژوهشگر در این دوره مقاله F. G. Frontera با تولید ۶۱ مقاله و Schilling با ۵۱ تولید علمی به ترتیب در رتبه های دوم و سوم فرار دارند . ۶,۷٪ کل مقالات تولید شده در حوزه نجوم از ده نویسنده برتر می باشد(جدول ۲پیوست) و در میان نویسنده‌گان ایرانی پرکارترین پژوهشگر برتر ایرانی جلال صمیمی با ۶ مقاله می باشد که ۳۶,۲٪ کل مقالات تولید شده محققان ایرانی است

دانشگاهها و مراکز علمی تحقیقاتی نقش زیادی در تولید علم دارند. سازمان ناسا با تولید ۳۷۳ مقاله علمی در این حوزه رتبه اول را به خود اختصاص داده است. این تعداد ۴٪ کل مقالات می باشد. رتبه دوم از ان انسیستیتوی تکنولوژی کالیفرنیا با ۲۸۲ مقاله که ۱٪ کل می باشد. دانشگاه صنعتی شریف با رکورد ۷ مقاله برترین دانشگاه تولید علم در حوزه نجوم در ایران می باشد که این تعداد ۰.۴۱٪ کل مقالات تولید شده توسط ایرانیان است.



نمودار ۳: میزان تولیدات علمی موسسات و مراکز پژوهشی

حوزه های موضوعی که بیشترین تولید را در زمینه نجوم داشته اند در نمودار ۴ نشان داده شده است در ایران حوزه موضوعی که بیشترین رکورد را دارد حوزه نجوم می باشد.



نمودار۴: میزان تولیدات علمی در موضوعات مختلف نجوم نمودار۵: میزان تولیدات علمی کشورهای مختلف

در میان کشورهای تولید کننده اطلاعات علمی در حوزه مطالعات نجوم آمریکا با تولید ۳۰۰۰ عنوان تولید علمی بیشترین تولیدات علمی و آلمان با ۸۹۵ و انگلیس با ۸۶۲ در رتبه های دوم و سوم جای دارند. (نمودار ۵).

نتیجه گیری

در این مقاله تلاش شد تصویری کلی از میزان تولیدات علمی و همکاری گروهی محققان نجوم در پایگاه ISI ارائه شود. داده های بدست امده در حوزه نجوم حکایت از پیشرفت تولید علم در این زمینه در جهان می باشد. در سال ۲۰۰۹، ۶۸۵ مقاله و در سال ۲۰۰۵، ۵۳۲ مقاله منتشر شده

است که بیشترین تولیدات علمی را در سالهای گذشته داشته است. امریکا ۳۶٪ تولید علم در حوزه نجوم را به خودش اختصاص داده و آلمان ۱۰٪ و بقیه کشورهای پیشرفته بهمین ترتیب هر چند که ایران در کل تولید سهم اندکی دارد ولی در سال های اخیر در تولید علم پیشرفت کرده است.

پیشنهاد

روند رو به رشد تولید علمی بر مبنای تعداد مقالات علمی ایرانیان در ای اس ای در چند سال اخیر موفقیت امیز بوده است (موسوی، ۱۳۸۴). برای افزایش مشارکت محققان نجوم در تولید علم جهانی دو راه وجود دارد.

۱) چاپ مقالات از سوی دانشمندان نجوم ایرانی در مجلات تحت پوشش ISI از طریق تشویق محققان و سرمایه گذاری های لازم در این خصوص

۲) استاندارد سازی مجلات علمی نجوم کشور به منظور ارتقاء و نمایه سازی انها در فهرست ویگاه علم

اکنون وقت ان رسیده است که درسامان دهی و استاندارد سازی مجلات علمی کشور بر اساس استانداردهای بین المللی برنامه ریزی نماییم. امید است در اینده نزدیک در فهرست کشورهای اصلی تولید علمی با مشارکت بیشتری قرار بگیریم.

منابع و مأخذ

۱. اعتماد، شاپور؛ بهرامی، مسعود(۱۳۸۳) سی سل تولید جهانی علم در ایران ، یحیی امامی، ۱۳۸۳.
۲. صبوری، علی اکبر(۱۳۸۵)، ارزیابی مجلات ایرانی فهرست شده در موسسه اطلاعات علمی ISI.
۳. گوپتا، آی. ان. سن (۱۳۸۵) مروری بر کتاب سنجی، اطلاع سنجی، علم سنجی و کتابخانه سنجی، ترجمه مهرداد خت وزیرپور کشمیری (گلزاری)، فصلنامه اطلاع رسانی. دوره ۱۰، شماره ۲، ص. ۵۸-۳۸.
۴. موسوی، میرفضل الله، احرار جایگاه نخست علمی در منطقه، رهیافت شماره ۳۵ صفحات ۴۵-۵۹، ۱۳۸۴.

5. Institute for scientific information (2010) SCI: science citation index – journal of citation reports , Philadelphia, PA : The institute for scientific information.

6. Garfield,E(1996) How can impact factors be improved, British medical journal 313,411-413.

7. <http://www.isinet.com>



Field: Authors	Record Count	% of 8316
FRONTERA, F	73	0.8989%
SCHILLING, G	61	0.8778 %
LORENZ, E	50	0.7335 %
COSTA, E	48	0.6013 %
HOFMANN, W	42	0.5772 %
WEEKES, TC	42	0.5051 %
GLANZ, J	40	0.5051 %
MELNICK, GJ	39	0.4810 %
SANTANGELO, A	39	0.4690 %
PIROL	38	0.4690 %

جدول شماره ۲

Publication Year	Record Count	% of 8316
2009	685	8.2371 %
2005	532	6.3973 %
2008	521	6.2650 %
2004	501	6.0245 %
2006	482	5.7961 %
2007	461	5.5435 %
2001	460	5.5315 %
2003	449	5.3992 %
2002	429	5.1587 %
2000	415	4.9904 %

جدول شماره ۱

Subject Area	Record Count	% of 8316
ASTRONOMY & ASTROPHYSICS	3400	40.8850 %
MULTIDISCIPLINARY SCIENCES	1033	12.4218 %
PHYSICS, PARTICLES & FIELDS	876	10.5339 %
PHYSICS, MULTIDISCIPLINARY	547	6.5777 %
INSTRUMENTS & INSTRUMENTATION	539	6.4815 %
ENGINEERING, ELECTRICAL & ELECTRONIC	515	6.1929 %
NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY	500	6.0125 %
GEOSCIENCES, MULTIDISCIPLINARY	424	5.0986 %
METEOROLOGY & ATMOSPHERIC	421	5.0625 %

Institution Name	Record Count	% of 8316
NASA	373	4.4853 %
CALTECH	282	3.3911 %
HARVARD SMITHSONIAN CTR ASTROPHYS	257	3.0904 %
CNR	225	2.7056 %
UNIV CALIF BERKELEY	184	2.2126 %
RUSSIAN ACAD SCI	151	1.8158 %
MAX PLANCK INST EXTRATERR PHYS	136	1.6354 %
IST NAZL FIS NUCL	129	1.5512 %
OBSERV PARIS	129	1.5512 %

SCIENCES		
SPECTROSCOPY	419	5.0385 %

جدول شماره ۴

CHINESE ACAD SCI	116	1.3949 %
------------------	-----	----------

جدول شماره ۳

Field: Country/Territory	Record Count	% of 8330
USA	3000	36.0144 %
GERMANY	895	10.7443 %
ENGLAND	862	10.3481 %
ITALY	717	8.6074 %
FRANCE	712	8.5474 %
NETHERLANDS	416	4.9940 %
JAPAN	390	4.6819 %
RUSSIA	341	4.0936 %
AUSTRALIA	325	3.9016 %
SPAIN	292	3.5054 %

جدول شماره ۵

بازسازی سه بعدی حلقه‌های مغناطیسی تاج خورشید

مینا مردمی، حسین صفری

دانشکده فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان- ایران

چکیده

حلقه‌های مغناطیسی نواحی فعال تاج خورشید با استفاده از داده‌های دو ماهواره‌ی زوج استرو به شکل سه بعدی بازسازی می‌شوند. تصاویر با دور تلسکوپ فرابنفش دور سچی که بر روی برد ماهواره‌ی استرو قرار دارد گرفته شده‌اند. زاویه‌ی جدایی دو ماهواره در زمان تصویربرداری ۸ ژوئن ۲۰۰۷ درجه بوده است. با استفاده از این داده‌ها بازسازی سه بعدی منطقی از حلقه‌های به حد کافی روشن به دست می‌آید. نتیجه‌ی به دست آمده با خطوط میدانی که طبق برون یابی براساس مدل میدان مغناطیسی تاجی، از یک مگنتوگرام فوتوسفری که به صورت همزمان از سوهو-امدی^{۱۹} گزارش شده، مقایسه می‌شود. در این مقاله روش سه بعدی سازی ارائه شده توسط فنگ و همکارانش معرفه می‌گردد.

3-D Reconstruction of Solar Magnetic Loops

M. Mardomi & H. Safari

Department of physics, Zanjan university, Zanjan-Iran

Abstract

Three-dimensional shape of magnetic loops in an active region is reconstructed from two different vantage points based on simultaneously recorded images. The images were taken by the two EUVI telescopes of the SECCHI instrument on board the recently launched STEREO spacecraft when the heliocentric separation of the two space probes was 12 at 2007 June 8. these data allow to obtain a reliable three dimensional reconstruction of sufficiently bright loops. The result is compared with field lines derived from a coronal magnetic field model extrapolated from a photospheric magnetogram recorded nearly simultaneously by SOHO MDI.

مقدمه

با آغاز ماموریت استرو^{۲۰} ناسا^{۲۱} در اکتبر سال ۲۰۰۶ یک راه نوین برای دسترسی به بعد سوم برای مشاهدات تاج خورشیدی به دست آمده است. دو ماهواره‌ی استرو، در فاصله‌ی تقریبی یک واحد نجومی نزدیک صفحه‌ی گرفتگی^{۲۲} با

¹⁹-SOHO MDI

STEREO²⁰

²¹-Nasa

²²-ecliptic plane

زاویه‌ی جدایی از هم روبه افزایش ۴۵ درجه در سال به دور خورشید می‌چرخدند. هر ماهواره به تجهیزاتی مثل تلسکوپ فرابنفش دور^{۲۳} (سچی/تصاویر فرابنفش دور^{۲۴}) مجهز شده است.

بلوکهای اصلی سازنده‌ی تاج خورشید، حلقه‌های شار مغناطیسی هستند که امواج فرابنفش دور ساطع می‌کنند. میدان‌های مغناطیسی می‌توانند در ارتفاعات پایین تاج، در سطح مگنتوگرام^{۲۵} به وسیله‌ی برونویابی استخراج شوند. در این مقاله از جفت تصاویر فرابنفش دوری که به طور همزمان از دو ماهواره‌ی استرو و مشاهده شده‌اند استفاده می‌کنیم، قبل از وجود استرو تک تصاویر متوالی با زمان‌های متفاوت برای بازسازی به کار می‌رفته است.

داده‌ها

برای بازسازی ما از تصاویر فرابنفش دور با طول موج ۱۷۱ انگسترم که توسط تلسکوپ سچی/ فرابنفش دور که بر روی ماهواره‌ی استرو قرار دارد و در زمان ۸ ژوئن سال ۲۰۰۷ ساعت ۳:۲۱ زمانی که ناحیه‌ی فعال نزدیک به مرکز قرص خورشید قرار داشت استفاده کردہ‌ایم. طول موج ۱۷۱ انگسترم از یون آهن IX^{۲۶} در حالت تعادل گرمایی در دمای تقریبی ۱/۱ میلیون کلوین ساطع می‌شود. در زمان این مشاهدات دو ماهواره دارای زاویه‌ی جدایی ۸۰۷ / ۱۱ درجه بوده‌اند.

حالات‌های دقیق ماهواره در زمان مشاهده در جدول مقابل آورده شده است.

B	A	پارامتر
۰/۹۵۸۰۷۱	۱/۰۶۸۷۸۸	فاصله‌ی شعاعی از خورشید(AU)
۱۰۰۱/۶۲۵	۸۹۷/۸۶۶	شعاع ظاهری خورشید(arcsec)
۷/۵۲۴	-۴/۲۷۷	طول جغرافیایی(deg)
۰/۰۹۵	-۰/۲۹۳	عرض جغرافیایی(deg)

برای مقایسه‌ی بازسازی انجام شده با خطوط میدان مغناطیسی، فنگ و همکارانش از مگنتوگرام سوهو-امدی آ^{۲۷} که ۹ ثانیه قبل از تصاویر فرابنفش دور گرفته شده است استفاده کردند..ام دیآ فقط مؤلفه‌ی از میدان را که در امتداد خط دید است

مشخص می‌کند، به همین دلیل ناحیه‌ی دوقطبی نزدیک به مرکز قرص به صورت مؤلفه‌ی شعاعی میدان روی سطح خورشیدی می‌باشد. در اینجا از مدل میدان بدون نیروی خطی^{۲۸} برای برونویابی^{۲۹} مگنتوگرام استفاده شده است.

²³-EUV telescope

²⁴-SECCHI/EUVI

²⁵-magnetogram

Fe ix ion²⁶

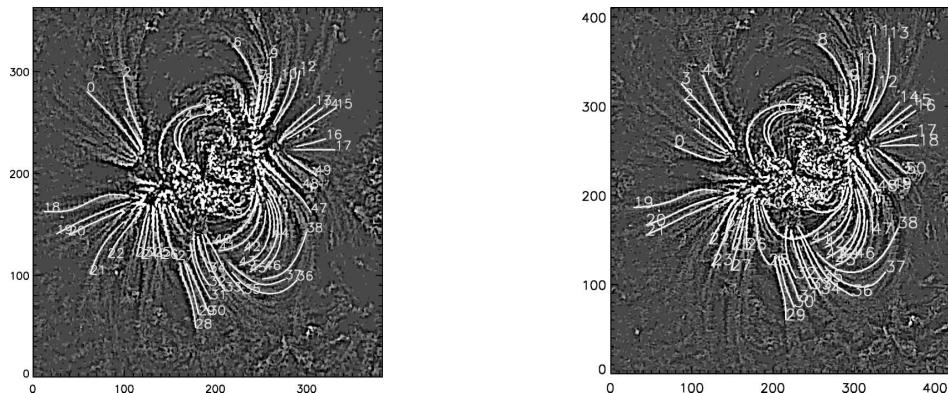
SOHO MDI magnetogram²⁷

linear force-free field model²⁸

extrapolation²⁹

اولین گام در روند بازسازی استرسکوپی^{۳۰} ایزوله کردن و مشخص کردن حلقه‌های منفرد در هر یک از تصاویر فرابنفش دور می‌باشد. با اعمال صافی نرم^{۳۱} ساختارهای فرابنفش دور آشکارتر می‌شوند. بعد ساختارهای حلقه‌های منفرد با یک برنامه‌ی تقسیم‌بندی حلقه^{۳۲} نمایان می‌شوند. این برنامه حلقه‌های روشن منفرد در یک تصویر را با مقایسه‌ی شدت حلقه‌ها با محیط اطرافشان آشکارتر می‌کند. علامت‌گذاری بر روی تصاویر به عنوان مثال عدد i_A برای یک حلقه در تصویر A به طور جداگانه در هر یک از تصاویر اعمال می‌شود.

بیان تناظر بین i_A و i_B مربوط به یک حلقه در دو تصویر سخت‌ترین مرحله در فرآیند استرسکوپی می‌باشد. هدف یافتن خطوط میدان سه بعدی از مدل‌های کم و بیش دقیق میدان مغناطیسی ناحیه‌ی فعال به عنوان اولین تقریب از طرح نهایی حلقه‌ها که شبیه به طرح مشخص شده در تصاویر به دست آمده از ماهواره‌ی A و B می‌باشد، است. می‌خواهیم خط میدانی پیدا کنیم که طرح آن در هر دو تصویر کاملاً شبیه به حلقه باشد.



شکل ۱: اشکال مربوط به تصاویر فرابنفش دورناحیه NOAA AR 0960 که توسط ماهواره‌ی A (چپ) و ماهواره‌ی B (راست) به دست آمده‌اند.

تقریبی از یک طرح خط میدان L را برای یک حلقه‌ی i_A در تصویر A مشخص کرده و میانگین فاصله‌ی بین دو منحنی دو بعدی در تصویر را بدست می‌آورده سپس احتمال تناظر بین یک جفت (i_A و i_B) از یک حلقه در تصویر A و B می‌تواند با فرمول زیر محاسبه شود:

$$C \equiv \frac{1}{2} \min [C_A(i_A, l) + C_B(i_B, l)]$$

³⁰-stereoscopy

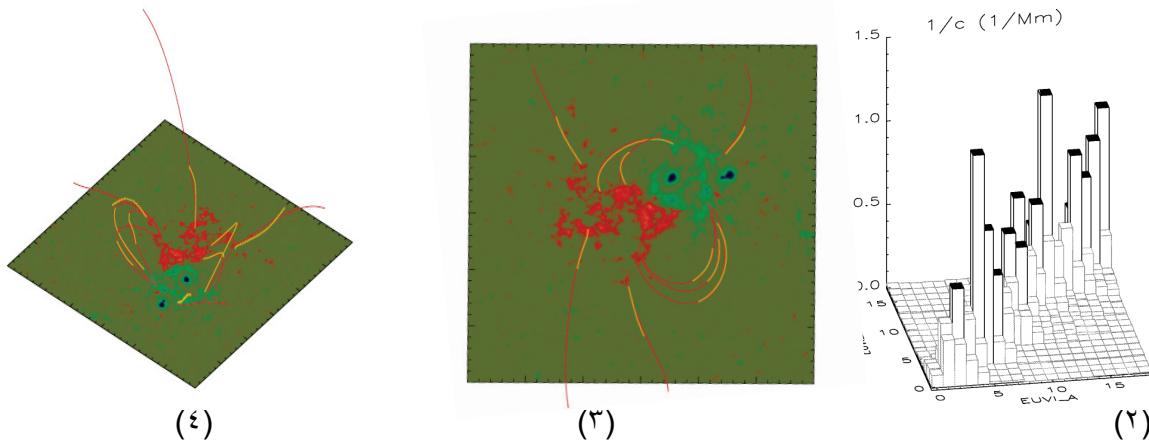
³¹-unsharp mask filter

³²-loop segmentation program

در اینجا یک سری از خطوط میدان محتمل L شامل تمام موقعیت‌های پایه‌های اتصال مغناطیسی^{۳۳} ممکن و یک بازه‌ی α (وسعی $0.01 \text{ M/m} \leq \alpha \leq 0.1 \text{ M/m}$) در نظر گرفته شده است. با استفاده از C های مختلفی که به ازای α های

متفاوت از مدل‌های خط میدان برای هر جفت حلقه بدست می‌آید خطوط میدان L_{\min} محاسبه می‌شود.

در شکل ۲ معکوس C برای حلقه‌های موجود در نیمه‌ی شمالی ناحیه‌ی فعال نشان داده شده است که در بعضی موارد افزایش قابل ملاحظه‌ای که نشان‌دهنده‌ی محتمل‌ترین حالت است به چشم می‌خورد. ما برای بازسازی فقط جفت حلقه‌های با مقادیر $C \pi^2$ مگامتر را پذیرفته‌ایم. زمانی که بیش از یک ترکیب ممکن برای یک حلقه وجود داشته باشد محتمل‌ترین حالت زمانی است که هر حلقه بیش از یک جفت نداشته باشد و جمع C مینیمم شود.



شکل ۲: (۲) برای هر جفت حلقه (i_A و i_B) معکوس C به صورت یک ستون، موقعیت هر جفت حلقه در ماتریس را معین می‌کند. (۳) نمای عمودی از نتایج بازسازی سه بعدی بدست آمده. (۴) نمای شمالی بازسازی سه بعدی بدست آمده.

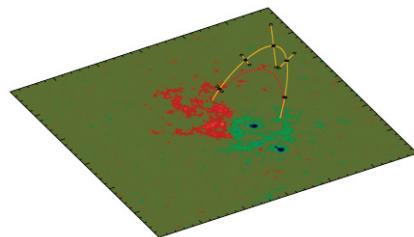
آخرین مرحله، بازسازی استرسکوپی ۳ بعدی حلقه‌ها از هر جفت قابل قبول (i_A و i_B) می‌باشد. این مرحله کاملاً هندسی است و توسط راه حل‌های متعددی قابل اجراست. مناسب‌ترین خط میدان L_{\min} حفظ شده و از بقیه‌ی جواب‌ها صرف نظر می‌کنیم.

نتایج

³³-footpoint

در شکل ۲ قسمت های ۳ و ۴ حلقه های بازسازی شده از دو دید مختلف نشان داده شده است. در شکل ۲ قسمت ۳ حلقه های بازسازی شده با رنگ زرد و خطوط میدان فیت شده با رنگ قرمز نشان داده شده اند. طبق انتظار حلقه ها و خطوط میدان در این دورنما نسبتاً با هم تطبیق دارند. شکل ۲ قسمت ۴ یک دید کاملاً متفاوت از ناحیه های فعال را نشان می دهد. شکل ۲ قسمت ۴ میزان اختلاف بین حلقه ها و خطوط میدان را نیز معلوم می کند، مقادیر α برای بهترین فیت خطوط میدان در جدول زیر آورده شده است.

طول (Mm)	ارتفاع (Mm)	$ \alpha 10^{-3} (Mm^{-1})$	جفت حلقه (\dot{i}_B و \dot{i}_A)
۲۲۹	۷۱/۹	۱/۸	۵,۳
۱۰۵	۲۰/۶	۸/۳	۷,۵
۲۵۳	۵۸/۲	۲/۳	۴۵,۴۵
۱۸۸	۲۷/۳	۲/۸	۴۴,۴۳
۲۱۰	۵۷/۲	۲/۸	۴۲,۴۲



شکل ۳: نمونه ای از حلقه های بازسازی شده همراه با برآورد خط

مراجع

- [1] Aschwanden, M. J., Wuelser, J. P., Nitta, N. V., & Lemen, J. R, *First Three-Dimensional Reconstructions Of Coronal Loops With the Stereo A and B Spacecraft. I. Geometry*, 2008, ApJ, 679, 827
- [2] Feng, L., Inhester, B., Solanki, S., Wiegmann, T., Podlipnik, B., & Howard, R. *First Stereoscopic Coronal Loop Reconstructions From Stereo Secchi Images*, 2007, ApJ, 671, L205

نورسنجی و تحلیل منحنی نوری ستاره دوتایی گرفتی

RT Andromedae

مرضیه مصطفوی درمیان. عباس عابدی. بهجت زارعی. فاطمه زهرا زراعتگری. محمد فرحی نژاد. سمانه عباسی.

فخرالدین اکبریان

گروه فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه بیرجند

چکیده

نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی $RT\ And$ در سه صافی V, B و R جانسون اولین اقدام تحقیقاتی روی این سیستم بوده است، سپس برنامه‌ی کاهش داده‌ها انجام گرفته و منحنی نوری تولید شده با استفاده از نرم افزار **Phoebe** مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. با انجام این کار پارامترهای فیزیکی و هندسی نسبی این سیستم به دست آمده است، علاوه بر این به کمک منحنی سرعت شعاعی پارامترهای مطلق این سیستم نیز محاسبه شده است. همچنین زمان‌های کمینه گرفت اولیه و ثانویه در این سه صافی اعلام شده است.

Photometry and Analyse Light Curve of Eclipsing Binary Star RT Andromedae

M. Mostafaei, A. Abedi, B. Zarei, F. Z. Zraatgari, M. FarahiNejad , S. Abbasi F. Akbarian

¹ Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Birjand

Abstract

Eclipsing binary star photometry RT And was the first research work on this system in 3 filter B,V and R Johnson. Then, the data reduction program has been done, and produced light curve analysed with the use of the Phoebe software. By doing this work the geometrical and physical parameters of this system obtained, also, with the help of radial velocity curve, absolute parameters of this system obtained.In addition to minimum times of primary and secondary eclipsing have been presented in these three filters.

مقدمه

RS CVn $RT\ And$ یک سیستم دوتایی گرفتی جدا از هم با دوره تناوب کوتاه است. این دوتایی جزو گروه ستارگان است که در اکثر مقالات به آن اشاره شده است (اردام و دیگران (۲۰۰۱)[۱]). دوتایی گرفتی مورد نظر از شروع قرن بیست

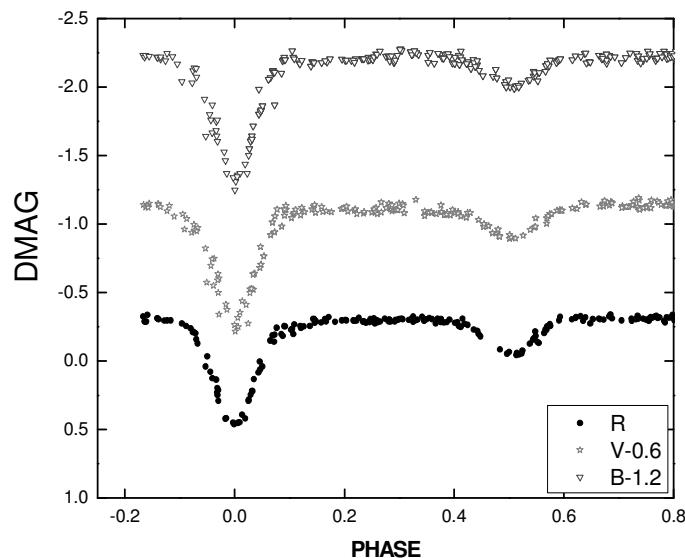
مشاهده شده است، با این وجود این دو تابی بعد از سال ۱۹۷۰ موضوع گستردگی برای مشاهدات نورسنجی بوده است (کجورچیوا و دیگران (۲۰۰۱) [۲]). اولین مشاهدات فتو الکترونیک آن توسط گوردن (۱۹۴۸-۱۹۵۵) انجام و یک منحنی نوری نامتقارن برای این سیستم ارائه شده است (اردم و دیگران (۲۰۰۱) [۱]). داپرگولاس و دیگران (۱۹۸۸، ۱۹۹۱، ۱۹۹۲) از جمله کسانی بودند که این دو تابی را نورسنجی کرده اند (آروالو و لازارو (۱۹۹۵) [۳]).

رده‌ی طیفی ستارگان این سیستم در اکثر مراجع به ترتیب F8V و K0V اعلام شده است (آروالو و لازارو (۱۹۹۵) [۳])، در حالی که مشاهدات طیف سنجی و مطالعات اندیس رنگ رده‌ی طیفی را برای ستاره‌ی اولیه و ثانویه به ترتیب G0V و K2V اعلام می‌کند [۳].

مشاهدات نورسنجی

ستاره دوتابی گرفتی RT And در ماه های سپتامبر و اکتبر سال ۲۰۱۰ دوبار نورسنجی شده، که بازه‌ی زمانی برای هر بار نورسنجی سه شب بوده است. نورسنجی سیستم با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی اشمیت کاسکرین رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند که به فتومتر SSP5A مجهز است در سه صافی B, V و R استاندارد جانسون انجام شده است. در طی مدت نورسنجی ستاره HIP 114345 به عنوان ستاره مقایسه مورد استفاده قرار گرفته است. کاهش داده‌ها و تصحیح زمان با استفاده از نرم افزار REDWIP انجام شده است، منحنی‌های نوری تغییرات قدر بر حسب فاز مداری که در شکل ۱ آورده شده است با استفاده از افمریی است که توسط استرامیر و دیگران (۱۹۹۳) به صورت زیر اعلام شده است [۴].

$$HJD(MIN)=2441141.8888+0.62892984\times E$$



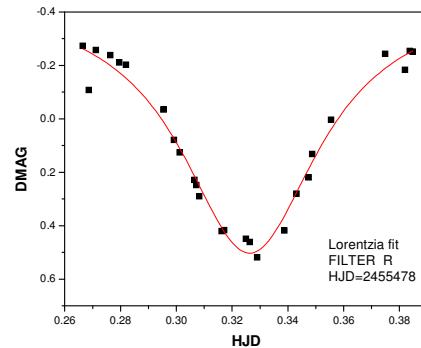
شکل ۱: منحنی های نوری در سه صافی B، V و R جانسون

زمان های کمینه گرفت اولیه و ثانویه

برای تعیین زمان گرفت از تطبیقتابع لورنتسی بر داده های گرفت منحنی نوری استفاده شده است که در شکل ۲ یک نمونه آن نشان داده شده است، و مقادیر به دست آمده برای گرفت های اولیه و ثانویه در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: زمان کمینه ی گرفت اولیه و ثانویه منطبق بر زمان ژولیانی خورشید مرکزی

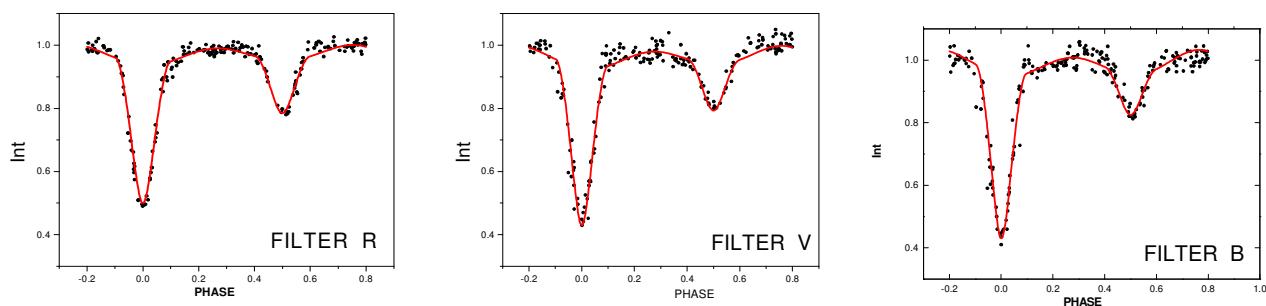
فیلتر	گرفت اولیه	گرفت ثانویه
B	۲۴۵۵۴۷۸/۳۲۷۰۶	-
V	۲۴۵۵۴۷۸/۳۲۵۶۹	۲۴۵۵۴۵۷/۲۵۶۶۱
R	۲۴۵۵۴۷۸/۳۲۶۳۰	۲۴۵۵۴۵۷/۲۵۸۴۶



شکل ۲: داده های مشاهده ای گرفت همراه با تابع لورنتسی منطبق بر آن

تحلیل منحنی نوری

به منظور تحلیل منحنی نوری تعدادی از پارامترها از جمله نسبت جرم، دما، شیب مداری و پتانسیل از مقالات مختلف به عنوان پارامترهای اولیه ی نرم افزار **Phoebe** انتخاب شدند (اکسیومی و ونکسین(۱۹۹۳))^[۵]، سپس با تغییرات مناسب کمیت ها سعی در بهترین تطبیق منحنی ساخته شده بر داده ها شد و بدین ترتیب نتایج به دست آمده از اجرای نرم افزار **Phoebe** در جدول ۲ آمده است. همچنین منحنی های نوری ساخته شده همراه داده های نورسنجی در صافی های مختلف در شکل ۳ نمایش داده شده است.



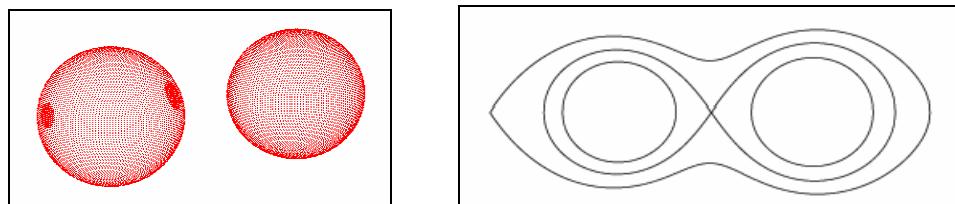
شکل ۳: تطبیق منحنی **Phoebe** بر داده های نورسنجی در سه فیلتر R, V, B

جدول ۲: نتایج به دست آمده از Phoebe

پارامتر	فیلتر B	فیلتر V	فیلتر R	فیلتر B+V+R	پارامتر	فیلتر B	فیلتر V	فیلتر R	فیلتر B+V+R
i	۸۰/۹۸۸	۸۱/۳۸۷	۸۰/۵۴۲	۸۰/۲۱۳	r ₁ (back)	۰/۳۱۰	۰/۳۱۰	۰/۳۱۰	---
q	۰/۸۰۱	۰/۸۰۱	۰/۸۰۳	۰/۸۰۱	r ₁ (point)	۰/۳۱۶	۰/۳۱۶	۰/۳۱۶	---
1Ω	۴/۱۶۷	۴/۱۶۷	۴/۱۶۷	۴/۰۹۱	r ₂ (pole)	۰/۲۷۱	۰/۲۷۱	۰/۲۷۲	---
2Ω	۴/۰۱۱	۴/۰۱۱	۴/۰۱۱	۳/۹۳۲	r ₂ (side)	۰/۲۷۸	۰/۲۷۸	۰/۲۷۸	---
T ₁ (K)	۶۱۳۲	۶۱۱۲	۶۱۱۲	۶۱۵۶	r ₂ (back)	۰/۲۸۹	۰/۲۸۹	۰/۲۸۹	---
T ₂ (K)	۴۸۰۲	۴۷۱۲	۴۷۱۲	۴۷۱۶	r ₂ (point)	۰/۲۹۵	۰/۲۹۵	۰/۲۹۶	---
A ₁ =A ₂	۰/۵	۰/۵	۰/۵	۰/۵	SLA ₁	۱/۲۰۵	۱/۲۰۹	۱/۲۰۹	۱/۲۰۹
g ₁ =g ₂	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	SLO ₁	۵/۲۱۹	۵/۲۱۹	۵/۱۲۹	۵/۲۱۹
X ₁	۰/۸۲۲	۰/۷۳۸	۰/۶۴۵	۰/۷۳۵	SR ₁	۰/۲۵۰	۰/۲۱۰	۰/۲۱۰	۰/۲۲۹
X ₂	۰/۸۲۲	۰/۷۹۹	۰/۷۲۵	۰/۷۹۰	TF ₁	۰/۸۸۰	۰/۹۱۰	۰/۹۳۰	۰/۹۱۰
L ₁ /(L ₁ +L ₂)	۰/۸۴۹	۰/۸۲۵	۰/۷۷۸	۰/۸۲۴	SLA ₂	۱/۴۸۳	۱/۴۸۳	۱/۴۸۳	۱/۴۲۳
L ₂ /(L ₁ +L ₂)	۰/۱۵۰	۰/۱۷۴	۰/۲۲۱	۰/۱۷۰	SLO ₂	۲/۹۶۷	۲/۹۶۷	۲/۹۶۷	۲/۹۲۰
r ₁ (pole)	۰/۲۹۴	۰/۲۹۴	۰/۲۹۴	---	SR ₂	۰/۲۱۱	۰/۱۷۴	۰/۲۱۴	۰/۲۴۳
r ₁ (side)	۰/۳۰۱	۰/۳۰۱	۰/۳۰۱	---	TF ₂	۰/۸۱۰	۰/۸۸۰	۰/۸۸۰	۰/۹۰۴

در این جدول (SLA) عرض، (SLO) طول، (SR) شعاع و (TF) ضریب دمازی لکه‌ی ستاره‌ای است.

در شکل ۵ وضعیت قرارگیری دو لکه بر روی ستاره‌ی اولیه و در شکل ۴ وضعیت قرارگیری دو ستاره نسبت به روج لپهای بحرانی مشخص شده است.



شکل ۵: وضعیت لکه ها در روی ستاره‌ی اولیه

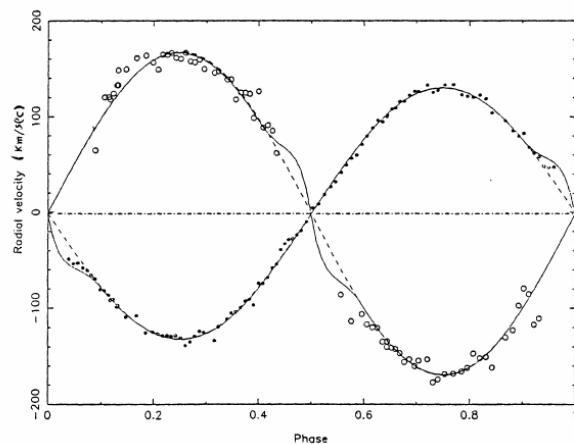
شکل ۶: شکل روج ستاره دوتایی گرفته RT And

تعیین کمیت‌های مطلق سیستم

با توجه به منحنی سرعت شعاعی RT And (اکسیومی و ونکسین(۱۹۹۳)) [۵] ارائه شده در شکل ۶ و فرمول‌های لازم (هیلدیچ (۲۰۰۱)) [۶] نسبت به تعیین مقادیر مطلق این سیستم اقدام نمودیم. این مقادیر در جدول ۳ ارائه شده است.

جدول ۳: پارامترهای مطلق سیستم RT And

	$a (R_{\text{sun}})$	$M (M_{\text{sun}})$	$R (R_{\text{sun}})$	M_{bol}
ستاره‌ی اول	۱/۶۵۷	۱/۰۳۱	۱/۱۸۵	۴/۳۷۶
ستاره‌ی دوم	۲/۱۲۳	۰/۸۰۴	۱/۱۰۶	۵/۴۶۳



شکل ۷: منحنی سرعت شعاعی دوتایی گرفته RT And

نتیجه گیری

با توجه به منحنی نوری به دست آمده مشاهده می شود که این سیستم دارای یک منحنی نوری نامتقارن است و روش نابی ستاره در اطراف فاز $0/25^0$ کمتر از اطراف فاز $0/75^0$ است، این عدم تقارن به دلیل وجود دو لکه ی سرد بر روی سطح ستاره ی اولیه ی RT And است، در حالی که در مقالات قبل به وجود یک لکه بر روی ستاره ی اولیه اشاره شده است (اکسیومی و ونکسین (۱۹۹۳) [۵]). بدین ترتیب در نظر گرفتن لکه در سطح ستاره های این سیستم با RS CVn بودن آن تأیید می شود (اردم و دیگران (۲۰۰۱) [۱]).

مرجع ها

- [1] A. Erdem, O. Demircan and M. Gure; "The Light and Period of RT Andromedae"; *Astronomy & Astrophysics* **379** (2001) 878-883
- [2] D. P. Kjurkchieva, D. V. Marchev and W. Ogloza; "spectroscopic and Photometric Observations of The Short-Period RS CVn Star RT And"; *Astronomy & Astrophysics* **378** (2001) 102-112
- [3] M. J. Arevalo and C. Lazaro; "Infrared Light Curves and Absolute Parameters of The Active Binary RT Andromedae"; *The Astronomical Journal* **110**, No. 3 (1995)
- [4] P. Heckert; "1997 Photometry of RT Andromedae"; *IBVS* **4656** (1998)
- [5] W. Xiumei and L. Wenxian; "A Radial Velocity and Photometric Study of The Eclipsing Binary RT Andromedae"; *ASP Conference Series* **38** (1993)
- [6]-R.W.Hilditch (2000)" *An Introduction to Close Binary Stars*". Cambridge University Press.Scotland, P.42,209.

قانون نمایی مدلی برتر جهت توصیف مدارهای سیستم‌های سیاره‌ای

کاظم نفیسی، اشرف ایوبی‌نیا، مریم سعیدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

طبق قانون تیتوس - بد فواصل سیاره‌ای منظمه شمسی از خورشید از یک تصاعد هندسی پیروی می‌کنند. کارهای بسیاری جهت بهبود بخشیدن این قانون انجام شده است. در این مقاله، شکل نمایی این قانون برای منظمه شمسی، سیستم‌های اقمار سیاره‌ای و چند سیستم سیاره‌ای فراخورشیدی بررسی و با قانون مربوط مقایسه شده است.

Exponential Law as a More Compatible Model to Describe Orbits of Planetary Systems

K.Naficy, A.Ayubinia, M. Saeedi

Department of Physics, Birjand University, Birjand

Abstract

According to the Titus-Bode law, orbits of planets in the Solar System obey a geometric progression. Many works have been done to modify this law. In this paper, we apply exponential form of this law to planets of Solar System, satellites of planets, and some extrasolar systems, and compare it with square law.

مقدمه

در تلاش‌های دو قرن اخیر، توزیع مدارهای سیاره‌ای و کمیت‌های وابسته دیگر با استفاده از اعداد صحیح بیان و تفسیر شده است. تیتوس (۱۷۷۲) و بد (۱۷۷۶) قانون توصیف کننده فواصل متوسط سیاره‌ای را به شکل کلی زیر فرض کردند:

$$r_n = a + bc^n \quad (1)$$

a,b,c مفهوم فیزیکی مقاعد کندهای ندارند و همچنین ارتباط تجربی بین آنان و پارامترهای مشخص شده برای یک سیستم معین پیدا نشده است. از این رو، این قانون بحث‌های زیادی را مطرح کرد. با این حال قانون فوق نه تنها در پیش-بینی سیارات شناخته نشده نقش مثبتی ایفا کرد، بلکه برای تحریک انگیزه‌ها جهت تلاش بیشتر در این زمینه نیز مفید بود[۱]. البته امروزه نظریه واهلش دینامیکی (Dynamical Relaxation) توضیحی برای این قانون یافته است.

برخی نویسنده‌گان معتقدند N در فرمول $r_N = 0.4 + 0.3 \times 2^N$ عدد مداری نیست بلکه تابعی از عدد مداری می‌باشد [۲]:

$$N = \frac{n-2}{\text{sign}(n-1)} \quad (2)$$

یکی از اشکال تصحیح یافته قانون تیتوس - بد، شکل نمایی آن است. این شکل قانون تیتوس - بد بسیار جالب است زیرا اگر درست باشد گام مهمی در جهت اثبات طبیعت فیزیکی این قانون جدال انگیز برداشته می‌شود. در این مقاله شکل نمایی $r_n = ae^{bn}$ در نظر گرفته می‌شود. با قرار دادن این رابطه در قانون سوم کپلر :

$$T = 2\pi a \left(\frac{a}{GM} \right)^{1/2} e^{3bn/2} \quad (3)$$

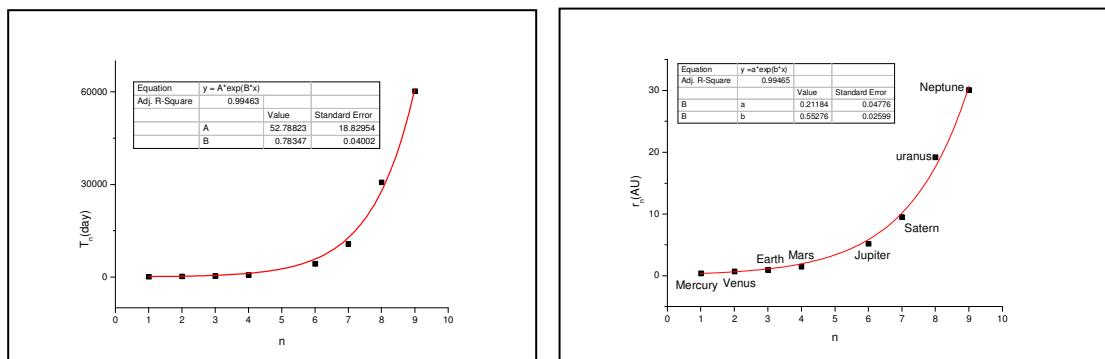
در استفاده از قانون نمایی اگر تمام سیارت در یک گروه قرار بگیرند، انطباق بهتری صورت می‌گیرد . جدول (۱) مقادیر R-Square را که از تطبیق مدل نمایی و مدل شبیه بوهر بر داده‌های رصدی منظومه شمسی حاصل شده است نشان می‌دهد.

جدول ۱: نتایج اعمال قوانین مربعی و تیتوس - بد بر منظومه شمسی و سیستم اقمار سیارهای.

	R-Square (قانون مربعی) (قانون مربعی)	شماره مداری	شماره مدار خالی	R-Square (قانون نمایی) (قانون نمایی)	شماره مداری	شماره مدار خالی
سیارات خاکی	۰/۹۹۷۶	n=۱-۶	n=۱۲	۰/۹۹۴۶	n=۱-۹	n=۵
سیارات مشتری‌گون	۰/۹۹۳۳	n=۱-۶	-			
اقمار مشتری	۰/۹۷۷۷	n=۱-۶	n=۱	۰/۹۹۴۷	n=۱-۸	-
اقمار زحل	۰/۹۰۴۵	n=۱-۱۹	n=۱-۵ n=۱۲-۱۸	۰/۹۸۸۲	n=۱-۹	-
اقمار اورانوس	۰/۸۲۸۰	n=۱-۸	n=۱۲	۰/۹۹۲۵	n=۱-۶	-

از جدول فوق نکات زیر ملاحظه می‌شود:

۱. قانون نمایی نه تنها تطابق خوبی با داده‌های رصدی دارد بلکه عدم پیدایش مدارهای خالی زیاد از محاسن این مدل می‌باشد. نکته جالب توجه اینکه همانطور که از شکل (۱) ملاحظه می‌شود، مدار خالی $n=5$ مطابق با کمربند سیارکی است.
۲. در شکل قدیمی قانون تیتوس- بد عدد مداری متعلق به عطارد $n = -\infty$ است که هیچ مفهوم فیزیکی را در بر نمی‌گیرد. اما در استفاده از شکل نمایی قانون تیتوس- بد نیازی به مستثنی کردن عطارد نیست.
۳. لازم به ذکر است که در قانون مربعی جهت تطبیق بهتر، به ناچار برای برخی از اقمار مشتری و زحل شماره تکراری داده شده است [۳] در حالیکه در قانون نمایی این مساله وجود ندارد.



شکل ۱: تطبیق قانون تیتوس- بد نمایی بر فواصل سیارات منظومه شمسی. شکل ۲: تطبیق قانون تیتوس- بد نمایی بر پریود سیارات منظومه شمسی.

همانطور که از شکل (۲) ملاحظه می‌شود توزیع پریود سیارات منظومه شمسی از $52.7882e^{0.78347n}$ پیروی می‌کند که این ضرایب تقریباً به ضرایبی که از معادله (۳) به دست می‌آید، نزدیک می‌باشند. در نتیجه شکل نمایی قانون تیتوس- بد در قانون سوم کپلر صدق می‌کند.

دو سوال مهم در رابطه با قانون تیتوس- بد مطرح می‌شود: آیا یک رابطه ریاضی ساده بین فواصل سیارات از ستاره مرکزی وجود دارد؟ و دیگر اینکه آیا چنین رابطه‌ای اساس فیزیکی دارد؟ با پاسخ دادن به این سوال که آیا قانون تیتوس- بد به صورت یک مدل جهانی در سیستم‌های فراخورشیدی معتبر است یا خیر می‌توان به این موارد پرداخت.

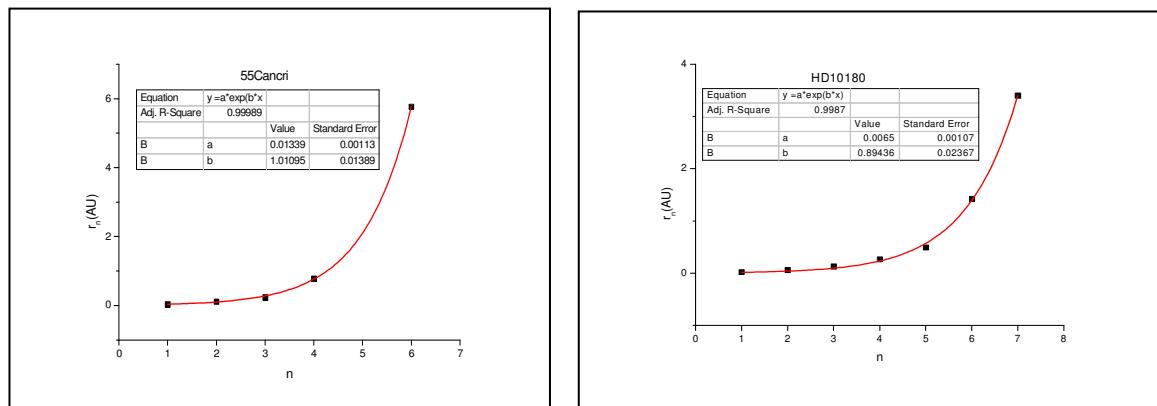
سیستم 55Cancri و HD10180

طی یک بررسی، مدل بوهر بر روی این دو سیستم اعمال شد که نتایج آن به طور خلاصه در جدول (۲) ذکر شده است.

جدول ۲: نتایج مدل بوهر برای دو سیستم 55Cancri و HD10180

	شماره مداری	شماره مدار خالی	R-Square
HD10180	n=۱-۸	n=۵.۷	۰/۹۱۹۴
55Cancri	n=۱-۷	n=۴.۵.۶	۰/۹۹۴۱

سیستم HD10180 دارای ۶ سیاره غول و یک سیاره خاکی تأیید نشده و سیستم 55Cancri دارای ۴ سیاره غول و ۱ سیاره خاکی می‌باشد. در اشکال (۲) و (۳) قانون نمایی بر توزیع سیارات در این سیستم‌ها نیز تطبیق داده شده است.



شکل ۲: تطبیق قانون نمایی بر سیستم HD10180. شکل ۳: تطبیق قانون نمایی بر سیستم 55Cancri.

این قانون در سیستم HD10180 در بین سیارات کشف شده، مدار خالی را پیش‌بینی نمی‌کند و انتظار می‌رود اگر سیاره‌ای در این سیستم کشف شود، در مدار $n=8$ و در فاصله $42AU$ واقع باشد که کمی بعید به نظر می‌رسد. در مورد سیستم 55Cancri و قانون تیتوس- بد اخیراً تلاش‌هایی انجام شده است که در آن شکل قدیمی این قانون بر داده‌های رصدی این سیستم تطبیق داده شده است. نتیجه آن شد که این قانون نمی‌تواند به خوبی توزیع مدارهای سیاره‌ای در این سیستم را توصیف کند [۴]. اما همانطور که از شکل (۳) ملاحظه می‌شود، شکل نمایی این قانون با پیش‌بینی مدار خالی $5AU$ را

($r=2/0.7n=2$) در این سیستم، انطباق خوبی با آن دارد. جالب توجه است که این مدار خالی نیز با اعمال مدل بوهر براین سیستم ($n=4$) پیش‌بینی شده است.

سیستم Gliese 876 و سیستم Gliese 581

در ادامه دو سیستم سیاره‌ای فراخورشیدی دیگر، Gliese 876 و Gliese 581 که هر کدام دارای ۴ سیاره هستند، با مدل نمایی مورد بررسی قرار گرفته‌اند که در نتیجه در هر سیستم تعدادی مدار خالی به وجود آمد. جدول (۳) نتایج این بررسی را نشان می‌دهد:

جدول ۳: نتایج قانون نمایی برای دو سیستم Gliese 876 و Gliese 581

	شماره مداری	شماره مدار خالی	R-Square
Gliese 876	$n=1-6$	$n=2.3$	۰/۹۹۷۵
Gliese 581	$n=1-6$	$n=4.5$	۰/۹۹۸۳

در واقع این قانون سیارات کشف نشده را در سیستم‌های فراخورشیدی پیش‌بینی می‌کند. بدیهی است اگر توزیع فواصل سیاره‌ای نه تنها در منظومه شمسی بلکه در سیستم‌های سیاره‌ای دیگر نیز توسط این قانون تعیین شوند نشان می‌دهد که این قانون بیش از یک انطباق عددی است. از بررسی فوق نتیجه می‌شود انطباق بسیار خوبی بین این قانون و سیستم‌های فراخورشیدی وجود دارد. در جدول (۴) مقادیر ضرایب a و b به دست آمده برای هر سیستم و جرم ستاره مرکزی نشان داده شده است:

جدول ۴: ضرایب a, b به دست آمده در سیستم‌های مورد بررسی.

	منظمه شمسی	HD10180	55Cancri	Gliese 876	Gl 581
a	۰/۲۱۱۸	۰/۰۰۶۵	۰/۰۱۳۳	۰/۰۲۰۱۶	۰/۰۱۷۹
b	۰/۵۵۹۷	۰/۸۹۴۴	۱/۰۱۰۹	۰/۳۹۸۵	۰/۴۸۸۵
(جرم خورشید) M	۱	۱/۰۶	۱/۰۳	۰/۳۱	۰/۳۳

با توجه به مقادیر جدول فوق نتیجه می‌شود که ضریب b در سیستم‌های با ستاره مرکزی پر جرم، نسبت به سیستم‌های با ستاره مرکزی کم جرم، بزرگتر است. اختلاف ضریب b در سیستم‌های با اختلاف جرم زیاد، قابل توجه می‌باشد. بنابراین احتمال می‌رود که بین ضریب b و جرم ستاره مرکزی ارتباط فیزیکی وجود داشته باشد.

نتیجه‌گیری

- از تطبیق قانون نمایی بر منظمه شمسی و اقمار مشتری و زحل و اورانوس و چند سیستم سیاره‌ای فراخورشیدی چنین بر می‌آید که این قانون با پیش‌بینی برخی مدارهای خالی، با توزیع مدارها در این سیستم‌ها به خوبی مطابقت دارد. هرچند جهت تایید این فرضیه لازم است مشاهدات بیشتر از این سیستم‌ها در آینده صورت پذیرد.
- این بررسی نشان می‌دهد که بین پارامتر b و جرم ستاره مرکزی سیستم می‌تواند یک ارتباط فیزیکی وجود داشته باشد. چنانچه این ارتباط صریحاً آشکار شود می‌توان این قانون را به صورت یک مدل جهانی جهت توصیف توزیع سیستم‌های سیاره‌ای پذیرفت.

مرجع‌ها

- [1] Jaume Gine; "On The Origin of The Gravitational Quantization: The Titius-Bode Law"; arXiv:physics/0507072 (2005)
- [2] Ivan Kotliarov; "The Titius-Bode Law Revisited But Not Revived"; arXiv:0806.3532 (2008)
- [3] Antun Rubcic and Jasna Rubcic; "stability of Gravitationally-Bound Many-Body Systems"; FIZIKA B 4(1995) 1,11-28
- [4] Heon-Young Chang; "Titius-Bode's Relation And 55Cancri"; J.Astron Sci, 25(3),238-244(2008)

تحلیل مدارهای سیاره‌ای سیستم‌های فراخورشیدی **55Cancri** و **HD10180**

کاظم نفیسی، اشرف ایوبی نیا، مریم سعیدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

با فرض کوانتیزه بودن تکانه زاویه‌ای مداری، فاصله مداری سیارات از ستاره مرکزی توسط قانون مربعی $r_n = kn^2$ داده می‌شود که n عدد صحیح متولی است و k ثابتی است که به سیستم خاص بستگی دارد. در این مقاله بر اساس قانون فوق، مدارهای دو سیستم سیاره‌ای فراخورشیدی **55Cancri** و **HD10180** تحلیل شده است.

Analysis of Planetary Orbits of Extrasolar Systems HD10180 and 55Cascri

K. Naficy, A. Ayubinia, M. Saeedi

Department of Physics, Birjand University, Birjand

Abstract

Assuming quantized orbital angular momentum, planetary orbital distances obey square law $r_n = kn^2$ where n is an integer and k is a constant that relates to the system. We have analyzed planetary orbits of extrasolar systems HD10180 and 55Cancri by square law.

مقدمه

قانون مربعی برای نخستین بار با استفاده از مدل بوهر برای اتم هیدروژن، یعنی با فرض کوانتیزه بودن تکانه زاویه‌ای مداری، بر سیستم منظومه شمسی، سیستم‌های اقمار مشتری، زحل و اورانوس اعمال شد [۱]. از قانون گرانش نیوتون، با فرض دایروی بودن مدارها می‌توان شعاع مداری را به صورت $r = \frac{(vr)^2}{GM}$ بیان کرد که G ثابت جهانی گرانش و M جرم جسم مرکزی و vr تکانه زاویه‌ای واحد جرم جسم دوران کننده و v سرعت گردش جسم است.

زاویه‌ای واحد جرم جسم دوران کننده با n متناسب است. لذا $\frac{J}{m} = vr = cn$ برای تمام سیارات یک سیستم تقریباً یکسان است (شکل ۱). بنابراین می‌توان نسبت $\frac{c}{M} = fA$ را به صورت $\frac{c}{M}$ تعریف کرد که f یک فاکتور بدون بعد است که به سیستم خاص بستگی دارد و A پارامتری است که بعد تکانه زاویه‌ای بر محدود جرم دارد و مقدار آن برابر است با $A = \frac{2\pi G}{\alpha C} = 1.9157 \times 10^{-16} (\text{Jskg}^{-2})$ که α ثابت ساختار ریز است. بنابراین شعاع مداری گسسته سیارات می‌تواند به صورت زیر نوشته شود [۱]:

$$r_n = \frac{1}{G} (fA)^2 M n^2 \quad (1)$$

همراه عدد مداری n یک عدد اضافی k نیز می‌تواند معرفی شود به طوری که $v_0 = kv_n$ ، که v_0 یک سرعت بنیادی است و k ثابتی است که تراکم مدارها را نشان می‌دهد. بنابراین معادله (۱) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$r_n = \frac{G}{v_0^2} M \frac{n^2}{k^2} \quad (2)$$

مقدار v_0 برای منظمه شمسی $v_0 \approx 24 \text{ km/s}$ (یکی از سرعت‌های افزایش قرمزگرایی کهکشان‌ها) تعیین شده است. انتظار می‌رود که بتوان $v_0 \approx 24 \text{ km/s}$ را به سیستم‌های حول ستارگان مشابه خورشید نیز نسبت داد [۲]. البته برخی تویین‌گران سرعت $v_0 \approx 144 \text{ km/s}$ را برای منظمه شمسی در نظر می‌گیرند [۳]. برخی مقادیر دیگر برای افزایش قرمزگرایی کهکشان‌ها، ۱۸، ۳۶.۷۲ و ۱۴۴ km/s نیز پیدا شده است [۴-۶].

سیستم HD10180

این سیستم بیشترین تعداد سیاره (۶ سیاره تایید شده و ۱ سیاره تایید نشده) را در بین سیستم‌های سیاره‌ای فراخورشیدی دارا می‌باشد. جرم ستاره مرکزی در این سیستم 1.06 M_\odot جرم خورشید و نوع طیفی آن $G1 V$ است. اکثر سیارات این سیستم در سال ۲۰۱۰ کشف شده‌اند.

جدول ۱: جرم و نیم محور اطول سیارات سیستم HD10180

	HD10180 c	HD10180 d	HD10180 e	HD10180 f	HD10180 g	HD10180 h	HD10180 b
جرم (جرم زمین)	۱۳/۱	۱۱/۷۵	۲۵/۱	۲۳/۹	۲۱/۴	۶۴/۴	۱/۳۵
(AU) نیم محور اطول	۰/۰۶۴۱	۰/۱۲۸۶	۰/۲۶۹۹	۰/۴۹۲۹	۱/۴۲۲	۳/۴	۰/۰۲۲۲

به جز سیاره خاکی **HD10180 b**، سایر سیارات این سیستم در گروه سیارات غول قرار دارند. با استفاده از مدل مربعی، مدار سیارات این سیستم در دو حالت شماره‌گذاری می‌شود. در حالت اول تمام سیارات به صورت یک سیستم منفرد در نظر گرفته می‌شود. بنابراین اولین تا پنجمین سیاره در مدارهای $n=1-5$ و ششمین سیاره در $n=7$ و هفتمین سیاره در $n=9$ قرار می‌گیرد، یعنی مدارهای $n=6$ و $n=8$ خالی هستند. در حالت دوم، سیاره تایید نشده در نظر گرفته نمی‌شود. به عبارت دیگر سیارات غول جدا از سیاره خاکی بررسی می‌شوند. بنابراین اولین تا چهارمین سیاره غول در مدار $n=1-4$ و پنجمین سیاره در مدار $n=6$ و آخرین سیاره در مدار $n=8$ قرار می‌گیرد. یعنی مدارهای $n=5$ و $n=7$ خالی هستند و انتظار می‌رود که در آینده دو سیاره غول دیگر در این سیستم کشف شود. اگر به سیاره خاکی مدار $n=1$ نسبت داده شود، آنگاه $f=1/67$. البته تا زمانی که سیارات خاکی بیشتری در این سیستم کشف نشوند نمی‌توان در مورد شماره‌گذاری این سیاره خیلی با قطعیت بحث کرد. برخی از پارامترهای مدل که از این بررسی‌ها به دست آمده است، در جدول (۲) نشان داده شده است.

جدول ۲: پارامترهای به دست آمده از قانون مربعی برای سیستم HD10180

	فاکتور f	حداقل تعداد مدار پیش‌بینی شده در سیستم	شماره مدارهای اشغال شده (n)	R-Square
حالت اول	$1/68 \pm 0/64$	۹	۱,۲,۳,۴,۵,۷,۹	۰/۶۹۶۲
حالت دوم (سیستم مشتری‌گون)	$2/29 \pm 0/08$	۸	۱,۲,۳,۴,۶,۸	۰/۹۱۹۴

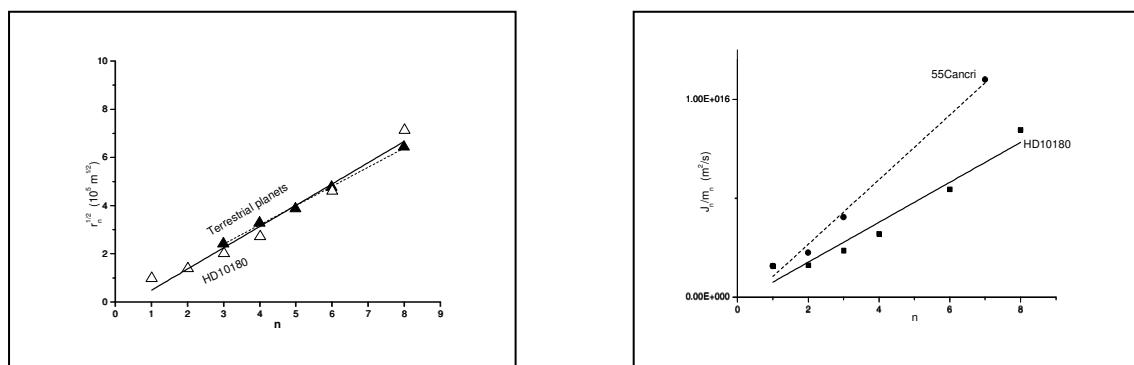
از مقایسه داده‌های جدول فوق می‌توان به نتایج زیر دست یافت:

- با توجه به مقدار f در حالت اول، شعاع مدار $n=1$ از معادله (۱) حدوداً $0/0219$ AU محاسبه می‌شود که این همان شعاع مدار سیاره خاکی تایید نشده است. بنابراین انتظار می‌رود وجود یک سیاره در چنین مداری تایید شود. در حالت دوم نیز با استفاده از مقدار f و معادله (۱)، شعاع مدار خالی $n=5$ برابر با حدوداً $1/01$ AU محاسبه می‌شود

که این شعاع تقریباً همان شعاعی است که اخیراً با استفاده از روش تحلیل جفت-همبستگی سیستم HD10180 پیش‌بینی شده است (V=0.92 AU).

۲. مقادیر محاسبه شده فواصل سیارات در دو حالت مورد بررسی، بر داده‌های رصدی تطبیق داده شده است. از ستون آخر جدول فوق ملاحظه می‌شود برای حالتی که سیستم سیارات غول و خاکی جدا در نظر گرفته شوند، تطابق بهتری وجود دارد.

اگر در توافق با الف. رابسیک و ج. رابسیک [۲]، $v_0 \approx 24 \text{ km/s}$ انتخاب شود، آنگاه چون برای سیستم مشتری‌گون این منظومه $n v_n \approx 159 \text{ km/s}$ است، $k=6$ خواهد بود که این مقدار، از مقدار $k=1$ برای سیستم مشتری‌گون منظومه شمسی بیشتر است و این نشان می‌دهد تراکم مدارهای سیارات غول در سیستم HD10180 بیشتر و بسیار شبیه به تراکم مدارهای سیارات خاکی منظومه شمسی ($k=6$) است (شکل ۲).



شکل ۱: مقادیر $\frac{J}{m}$ در دو سیستم HD10180 و 55Cancri بر حسب n . شکل ۲: ارتباط جذر نیم محور اطول و n در سیارات خاکی و سیستم HD10180.

سیستم 55Cancri

این سیستم دارای ۵ سیاره (۱ سیاره خاکی و ۴ سیاره غول) تایید شده می‌باشد. جرم ستاره مرکزی آن تقریباً $1/10^3$ جرم خورشید و نوع طیفی آن G8V می‌باشد.

جدول ۳: جرم و نیم محور اطول سیارات سیستم .55Cancri

	55Cancri e	55Cancri b	55Cancri c	55Cancri f	55Cancri d
جرم(جرم زمین)	۷/۶	۲۶۱/۲	۵۳/۵	۴۵/۶	۱۲۱۵/۷
نیم محور اطول(AU)	۰/۰۳۸	۰/۱۱۵	۰/۲۴	۰/۷۸۱	۵/۷۷

این سیستم نیز مانند سیستم HD10180 در دو حالت بررسی می‌شود. در حالت اول تمام سیارات به صورت یک سیستم منفرد در نظر گرفته می‌شوند. بنابراین سیاره اول در $n=1$ و ... و سیاره پنجم در $n=11$ قرار می‌گیرد. در نتیجه ۶ مدار خالی ($n=5-10$) در سیستم به وجود می‌آید. در حالت دوم، سیستم سیارات غول و خاکی جداگانه بررسی می‌شوند. بنابراین اولین سیاره غول در مدار $n=1$ و ... و چهارمین سیاره غول در مدار $n=7$ واقع می‌شود. در نتیجه مدارهای $n=4, 5, 6$ خالی هستند. با توجه به فاصله زیاد بین چهارمین و پنجمین سیاره ($0,781-5,77AU$)، انتظار می‌رود که این مدارها توسط سیارات غول دیگری اشغال شده باشند. مشابه سیستم قبلی به علت وجود تنها یک سیاره خاکی از شماره‌گذاری سیستم سیارات خاکی در .55Cancri اجتناب می‌شود. به دلیل به وجود آمدن مدارهای خالی زیاد در حالت اول و با توجه به مقادیر R-Square، ترجیح داده می‌شود که در بررسی این سیستم نیز سیارات غول و خاکی به صورت دو سیستم مجزا در نظر گرفته شوند. نتایج این بررسی در جدول زیر آمده است:

جدول ۴: پارامترهای به دست آمده از قانون مربعی برای سیستم .55Cancri

	فاکتور ^f	حداقل تعداد مدار پیش‌بینی شده در سیستم	شماره مدارهای اشغال شده(n)	R-Square
حالت اول	$2/21 \pm 0,31$	۱۱	۱,۲,۳,۴,۱۱	۰/۹۳۴۴
حالت دوم (سیستم مشتری‌گون)	$3/49 \pm 0,43$	۷	۱,۲,۳,۷	۰/۹۹۴۱

اگر در این سیستم نیز مشابه منظمه شمسی $k=4$ یعنی $v_0 \approx 24 \text{ km/s}$ انتخاب شود، آنگاه چون $nv_n \approx 102 \text{ km/s}$ تراکم سیارات غول این منظمه نسبت به سیارات غول منظمه شمسی بیشتر و نسبت به سیارات خاکی کمتر است که داده‌های رصدی این را تأیید می‌کنند.

نتیجه گیری

- از بررسی مدل بوهر جهت توصیف توزیع مدارهای سیستم‌های فرا خورشیدی HD10180 و 55Cancri با توجه به بررسی‌های انجام شده در مورد منظمه شمسی، نتیجه می‌شود که این مدل به خوبی می‌تواند توزیع مدارهای سیاره‌ای را توصیف کند. استفاده از این مدل زمانی کارآمدتر است که سیارات خاکی و مشتری‌گون به صورت سیستم‌های مجزا در نظر گرفته شوند.
- بررسی فوق، تأییدی است بر درستی این فرضیه که در سیستم‌های دارای ستاره‌مرکزی مشابه، مقدار سرعت ویژه v_0 یکسان می‌باشد.

مرجع‌ها

- [1] Antun Rubcic and Jasna Rubcic; "stability of Gravitationally-Bound Many-Body Systems"; FIZIKA B 4(1995) 1,11-28
- [2] Antun Rubcic and Jasna Rubcic; "Square Law For Orbits In Extra-solar Planetary systems"; FIZIKA A(Zagreb) 8 (1999) 2,45-50
- [3] Florentin Smarandache and Vic Christianto; "Schrodinger Equation and the Quantization of Celestial Systems"; progress in physics, V.2,(2006)
- [4] WilliamTifft; "Discrete States of Redshift and Galaxy Dynamics. I. Internal Motions in Single Galaxies"; The Astrophysical Journal,206:(1976)
- [5] WilliamTifft and W.J.Cocke ; "Global Redshift Quantization"; The Astrophysical Journal,287:492-502,(1984)
- [6] Halton Arp and Jack W.Sulentic; "Analysis of Groups of Galaxies with Accurate Redshifts"; The Astrophysical Journal,291:88-11 (1985)
- [7] Kasper Olsen and Jakob Bohr; "Pair-correlation analysis of HD 10180 reveals a possible planetary orbit at about 0.92 AU"; [arXiv:1009.5507v1 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1009.5507v1) (2010)

اثرات کوانتومی گرانش بر روی طیف یک جهنده‌ی کوانتومی

کوروش نوذری^۱, پوریا پدرام^۲, یاسمون نمکی روش^۳

^۱گروه فیزیک، دانشگاه مازندران

^۲ واحد علوم تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران

^۳ گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد ساری

چکیده

در این مقاله ما اثر اصل عدم قطعیت تعمیم یافته (GUP) بر روی طیف یک ذره‌ی جهنده‌ی کوانتومی را که به طور عمودی و کشسان بر روی یک سطح صاف بازتابنده در میدان گرانشی زمین جهش می‌کند، مطالعه می‌کنیم. ترازهای انرژی و تابع موج متناظر این سیستم را به صورت جملاتی از پارامتر (GUP) محاسبه کرده و سپس نتایج این بررسی را با نتایج بدست آمده از مکانیک کوانتومی مقدماتی مقایسه می‌کنیم. گرچه این اثرات به طور کلی کوچک می‌باشند اما امکان آشکارسازی آنها در آزمایش‌های آینده و حتی در رصد، می‌تواند مدخل مناسبی به فرمولیندی نظریه نهایی گرانش کوانتومی باشد.

The Effects of Quantum Gravity on the Spectrum of a Quantum Bouncer

K. Nozari¹, P. Pedram², Y. Namaki ravesh³

¹ Department of Physics, University of Mazandaran

² Plasma Physics Research Center, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran

³ Department of Physics, Islamic Azad University, Sari

Abstract

In this paper we study the effects of the Generalized Uncertainty Principle (GUP) on the spectrum of a particle that is bouncing vertically and elastically on a smooth reflecting floor in the Earth's gravitational field (a quantum bouncer). We calculate energy levels and corresponding wave functions of this system in terms of the GUP parameter. We compare the outcomes of our study with the results obtained from elementary quantum mechanics. Although this modification is too small to be measurable at present, we speculate on the possibility of extracting measurable predictions in the future. At that case, this may provide a direct test of underlying quantum gravity scenario.

مقدمه

نظریه ریسمان، گرانش کوانتومی حلقه، فیزیک سیاه چاله‌ها و نیز هندسه ناجابجایی همگی بر وجود یک کمینه طول قابل مشاهده از مرتبه طول پلانک دلالت دارند. وجود چنین طول بنیادی به این علت است که در مقیاس پلانک نوسان

هایی در متريک فضا-زمان زمينه وجود دارد. وقتی افت و خيزهای کوانتمی متريک زمينه و نیز میدان گرانشی در نظر گرفته شوند یک طول کمينه به طور طبیعی در نظریه وارد می-شود که از مرتبه طول پلانک است. به زبان نظریه ريسمان، يك ريسمان نمي تواند فاصله اي کوچکter از طول خود را بررسی کند) (به بيان ديگر ، يك ريسمان نمي تواند در طولی کوچکter از طول خودش زندگی کند!). وجود چنین کمينه طول قابل مشاهده اي منجر به اصلاح اصل عدم قطعیت هایزنبرگ می شود. در این راستا طی سالهای اخیر مسائل گوناگونی در چارچوب اصل عدم قطعیت تعیین یافته درنظر گرفته و بررسی شده اند [7-1]. این تحقیقات ویژگیهای جدیدی از ماهیت واقعی فضا-زمان را معلوم کرده اند: فضا-زمان در مقیاس پلانک جای جای-پذیر نیست و دارای يك ساختار کف گونه می باشد. همچنین به نظر می رسد که گرانش يك برهم کشن بنیادی طبیعت نیست و احتمالاً ثابت های بنیادی طبیعت واقعاً ثابت نیستند. به علاوه در حضور کمينه طول مشاهده پذیر مفهوم جایگزیدگی در نمایش فضای مختصات از دست می رود و ما مجبور به تعریف يك نمایش شبیه فضای مختصات خواهیم بود. از این منظر، برای وارد کردن اثرات کوانتمی گرانش در پذیده های مقیاس پلانک باید نظریه کوانتمی متعارف را اصلاح و دوباره فرمولبندی کنیم [3] .

در اینجا ما مسئله ي يك ذره به جرم m را در نظر می گيریم که به طور عمودی و کشسان روی يك سطح صاف بازتابنده در میدان گرانشی زمین جهش می کند. این مسئله را در حضور کمينه طول در چارچوب(GUP) حل می کنیم. ابتدا مروری بر فرمولبندی(GUP) کرده و معادله ي شرودینگر تعیین یافته را بدست می آوریم. با بررسی این معادله در فضای تکانه، طیف انرژی و ویژه حالت های تعیین یافته در این سیستم را به دست می آورديم و نتایج را با نتایج بدست آمده از مکانیک کوانتمی مقدماتی مقایسه می کنیم [5] .

کمينه طول در گرانش کوانتمی

در سالهای اخیر مکانیک کوانتمی با اصلاح روابط تبدیل کانونیک مورد بررسی قرار گرفته است و چنین کاری وجود يك کران پایین متناهی برای امکان تفکیک پذیری ΔX نقاط فضا-زمان را پیشنهاد می کند. رابطه ي جابجایی تغییر شکل یافته به صورت زیر نوشته می شود

$$[X, P] = i\hbar(1 + \beta P^2) \quad (1)$$

که بیانگر وجود يك کمينه طول تفکیک پذیر $\Delta X = \sqrt{(X^2) - \langle X \rangle^2} \geq \hbar\beta$ است. به این معنی که هیچ امکانی برای اندازه گیری مختصه ي X با دقت کوچکter از $\hbar\sqrt{\beta}$ وجود ندارد. از آنجا که کمينه فاصله قابل مشاهده ي در نظریه ريسمان، طول ريسمان است، نتیجه می گيریم که $\sqrt{\beta}$ متناسب با اين طول است [3]. اگر $\beta = 0$ را اختیار کنیم ، دوباره همان رابطه هایزنبرگ معمولی بدست می آید. استفاده از رابطه ي (1) برخی مشکلات عملیاتی را در حل مسائل کوانتمی وارد می کند. يك قسمت از این مشکلات مربوط به نقض مفهوم جایگزیدگی و نمایش فضای مختصات در این چارچوب است. نتایج رابطه ي جابجایی تعیین یافته بالا در رابطه ي عدم قطعیت به صورت زیر نشان داده می شود

$$\Delta X \Delta P \geq \frac{\hbar}{2}(1 + \beta(\Delta P)^2 + \gamma) \quad (2)$$

که β و γ کمیت های مثبت هستند و بوسیله ای مقدار چشمداشتی عملگر موقعیت و تکانه تعیین می شوند. همچنین داریم M_{PL} جرم پلانک و β_0 از مرتبه ای واحد است. این کمیت ها مربوط به حوزه ای انرژی پلانک هستند و در انرژی های کمتر از جرم پلانک یعنی $M_{PL} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ پارامترهای β و γ نامربوط اند و دوباره رابطه ای هایزنبرگ معمولی به دست می آید. این پارامترها می توانند در اصل از یک نظریه بنیادی مانند نظریه ریسمان به دست آیند. مقایسه رابطه های (۱) و (۴) نشان می دهد که $\gamma = \beta < P^2$ است. حال P و X را به صورت زیر تعریف می کنیم

$$\begin{cases} X = x \\ P = p(1 + \frac{1}{3}\beta p^2) \end{cases} \quad (۳)$$

که x و p از رابطه $[x, p] = i\hbar$ پیروی می کنند. از معادلات بالا می توان p را بعنوان عملگر تکانه در انرژی های پایین $p = -i\hbar \frac{d}{dx}$ و P را بعنوان عملگر تکانه در انرژی های بالا تفسیر کرد. حال هامیلتونی را به شکل زیر در نظر می گیریم

$$H = \frac{P^2}{2m} + V(x) \quad (۴)$$

که با استفاده از معادله (۳) به صورت زیر نوشته می شود:

$$H = H_0 + \beta H_1 + O(\beta^2) \quad (۵)$$

$$H_1 = \frac{P^4}{3m} \quad H_0 = \frac{P^2}{2m} + V(x)$$

با H تعریف شده به صورت فوق، معادله شرودینگر زیر در نمایش شبه موقعیت به دست می آید

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \beta \frac{\hbar^4}{3m} \frac{\partial^4 \psi(x)}{\partial x^4} + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (۶)$$

حضور جمله ای دوم به علت رابطه ای جابجایی تعمیم یافته (۱) است. این معادله دیفرانسیلی مرتبه ای چهار است که به طور کلی چهار حل مستقل دارد. بنابراین حل این معادله در فضای x و نیز جداسازی حل های فیزیکی در اصل کار ساده ای نیست. در ادامه، برای یک ذره جهنده (یک جهنده ای کوانتومی)، طیف انرژی و ویژه حالت های متناظر را تقریب مرتبه اول پارامتر (GUP) پیدا می کنیم.

طیف یک جهنده ای کوانتومی در حضور کمینه طول

یک ذره به جرم m را در نظر می گیریم که بطور عمودی و کشسان روی یک سطح سخت بازتابنده جهش می کند (یک جهنده ای کوانتومی) به طوری که

$$V(x) = \begin{cases} mgX & \text{if } X > 0 \\ \infty & \text{if } X \leq 0 \end{cases} \quad (۷)$$

و شتاب میدان گرانشی زمین است. هامیلتونی سیستم به صورت

$$H = \frac{P^2}{2m} + mgX \quad (۸)$$

نوشته می شود. همان طور که نشان داده ایم، در حضور کمینه طول مشاهده پذیر، معادله شرودینگر تعمیم یافته تا مرتبه اول پارامتر (GUP) به صورت زیر است

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \beta \frac{\hbar^4}{3m} \frac{\partial^4 \psi(x)}{\partial x^4} + mgx\psi(x) = E\psi(x) \quad (9)$$

در مورد یک جهنه‌ی کوانتومی، این معادله برای $\beta = 0$ کاملاً قابل حل است و جواب‌ها می‌توانند به شکل توابع آیری(Airy) نوشته شوند. علاوه بر این، ویژه مقادیر انرژی با مطالعه صفرهای تابع آیری به دست می‌آیند. با این وجود، در حضور کمینه طول با $\beta \neq 0$ حل کاملاً متفاوت است، زیرا ما باید یک معادله دیفرانسیل مرتبه چهار را حل کنیم. از طرف دیگر، به علت شکل خطی پتانسیل، این معادله می-تواند به شکل یک معادله دیفرانسیل مرتبه اول در فضای تکانه نوشته شود. چون این روش خیلی آسانتر است، ما یک متغیر جدید به شکل $x = -\frac{E}{mg}$ معرفی می‌کنیم و معادله بالا را در فضای تکانه به صورت زیر می‌نویسیم

$$\frac{p^2}{2m}\phi(p) + \beta \frac{p^4}{3m}\phi(p) + i\hbar mg\phi'(p) = 0 \quad (10)$$

که عکس تبدیل فوریه $\psi(z)$ است و پریم، مشتق نسبت به p را مشخص می‌کند. برای $\Phi(p)$ داریم

$$\phi(p) = \phi_0 \exp \left[\frac{i}{6m^2gh} (p^3 + \frac{2\beta}{5}p^5) \right] \quad (11)$$

چون β کمیت کوچکی است، می‌توانیم حل بالا را تا مرتبه اول β بسط دهیم و به دست آوریم

$$\phi(p) \simeq \phi_0 \exp \left(\frac{ip^3}{6m^2gh} \right) \left(1 + \frac{i\beta p^5}{15m^2gh} + O(\beta^2) \right) \quad (12)$$

حال، با استفاده از تبدیل فوریه، می‌توانیم حل فوق را در فضای موقعیت به شکل زیر بنویسیم

$$\psi(x) = Ai \left[\alpha \left(x - \frac{E}{mg} \right) \right] + \frac{4}{15} \beta m^2 g \left(x - \frac{E}{mg} \right) \{ 4Ai \left[\alpha \left(x - \frac{E}{mg} \right) \right] + \left(x - \frac{E}{mg} \right) Ai' \left[\alpha \left(x - \frac{E}{mg} \right) \right] \} \quad (13)$$

که $a = \left(\frac{2m^2g}{\hbar^2} \right)^{1/3}$ ، پریم مشتق نسبت به x را مشخص می‌کند و Ai نشان دهنده تابع آیری است. چون پتانسیل برای $x \leq 0$ نامحدود است، تابع موج باید در $x=0$ صفر شود. این شرایط باعث کوانتش انرژی ذره می‌گردد که از رابطه زیر تبعیت می‌کند

$$Ai \left(-\frac{\alpha E_n}{mg} \right) - \frac{4}{15} \beta m E_n \left[4Ai \left(-\frac{\alpha E_n}{mg} \right) - \frac{E_n}{mg} Ai' \left(-\frac{\alpha E_n}{mg} \right) \right] = 0 \quad (14)$$

در ادامه برای سادگی از واحدهای $2 = g = 2\hbar = 4m$ استفاده می‌کنیم. در نتیجه ویژه مقادیر انرژی، منفی ریشه‌های معادله‌ی جبری زیر می‌باشند

$$Ai(x) + \frac{2}{15} \beta x [4Ai(x) + xAi'(x)] = 0 \quad (15)$$

بنابراین ویژه مقادیر انرژی کوانتیده‌اند. همچنین ویژه توابع به صورت زیر داده می‌شوند

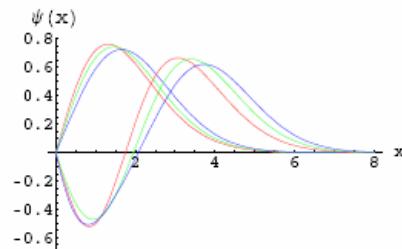
$$\psi_n(x) = Ai(x - E_n) + \frac{2}{15} \beta (x - E_n) \times [4Ai(x - E_n) + (x - E_n) Ai'(x - E_n)] \quad (16)$$

که E_n ‌ها باید معادله (14) را ارضاء کنند. شکل (1) نتایج ویژه توابع اولین حالت برانگیخته و نیز حالت پایه بهنجار شده را برای سه مقدار مختلف β نشان می‌دهد. همچنین ویژه مقادیر انرژی محاسبه شده برای ۱۰ حالت اول در جدول

(۱) نشان داده شده اند. این نتایج نشان می دهند که در حضور β ، ترازهای انرژی در تطابق با شکل تابع H_1 افزایش می یابند.

خلاصه

در این مقاله ما مسئله یک جهندی کوانتومی را در یک میدان گرانشی ثابت در چاچوب اصل عدم قطعیت تعیین یافته ناشی از گرانش کوانتومی در نظر گرفتیم. ما هامیلتونی تصحیح شده و معادله شرودینگر تعیین یافته را به عنوان یک معادله دیفرانسیلی از مرتبه چهار به دست آوردیم. سپس این معادله را در فضای تکانه حل کردیم و ویژه حالتها و ویژه مقادیر انرژی متناظر را تا اولین مرتبه از پارامتر GUP بدست آوریم. همان طور که انتظار داشتیم، یک جابجایی مثبت در طیف انرژی به علت رابطه جابجایی تعیین یافته به دست می آید. اگرچه اصلاحات فوق بسیار کوچک می باشند اما ردپای واضحی از وجود یک نظریه بنیادی گرانش کوانتومی ارائه می دهند.



شکل (۱): ویژه توابع اولین حالت برانگیخته و حالت پایه بهنجار شده برای یک ذره جهندی در چارچوب رابطه $\psi(x)$ برای $\beta=0$ (قرمز) و 0.1 (سبز) و $\beta=0.2$ (آبی).

جدول (۱): ده انرژی اول کوانتیزه برای یک ذره جهندی در چارچوب GUP

n	$\beta=0$	$\beta=0.1$	$\beta=0.2$
۰	۲.۳۳۸	۲.۴۲۸	۲.۵۷۰
۱	۴.۰۸۸	۴.۳۸۰	۴.۶۴۴
۲	۵.۵۲۱	۵.۹۴۷	۶.۱۰۷
۳	۶.۷۸۷	۷.۲۵۷	۷.۳۵۲
۴	۷.۹۴۴	۸.۴۲۰	۸.۴۸۳
۵	۹.۰۲۳	۹.۴۹۲	۹.۵۳۶
۶	۱۰.۰۴۰	۱۰.۴۹۹	۱۰.۵۳۲
۷	۱۱.۰۰۸	۱۱.۴۵۶	۱۱.۴۸۱
۸	۱۱.۹۳۶	۱۲.۳۷۱	۱۲.۳۹۱
۹	۱۲.۸۲۹	۱۲.۵۳۳	۱۳.۲۶۹

مراجع

- [1] K. Konishi et al. *Phys. Lett. B* **234**, 276 (1990).
- [2] R. J. Adler, P. Chen, D. I. Santiago, *Gen. Rel. Grav.* **33**, 2101 (2001).
- [3] A. Kempf, G. Mangano, and R. B. Mann, *Phys. Rev. D* **52**, 1108 (1995).
- [4] K. Nozari, *Phys. Lett. B* **629**, 41 (2005)
- [5] K. Nozari and S. Akhshabi, *Int. J. Mod. Phys. D*, **19**, 513 (2010)
- [6] P. Pedram, *Europhys. Lett.* **89**, 50008 (2010)
- [7] K. Nozari and T. Azizi, *Gen. Rel. Grav.* **38**, 735 (2006)
- [8] K. Nozari and P. Pedram, [arXiv: 1011.5673], to appear in *Europhysics Letters*

نوآوری‌های نجومی قوشچی در آستانه انقلاب علمی

ایرج نیکسرشت، صادق شهریار

پژوهشکده تاریخ علم، دانشگاه تهران، تهران

چکیده

در این مقاله گزاری کوتاه خواهیم داشت به مبانی فکری و نوآوری‌های قوشچی در دانش نجوم. این مطالعه شامل مدل‌های جایگزین برای مدل‌های سیاره‌ای بطلمیوسی و تصنیف کتب با ساختارهای جدید توسط قوشچی و نیز دیدگاه‌های او درباره فلسفه طبیعی و ارتباط آن با نجوم می‌باشد. در بسیاری از آثار قوشچی تلاش برای عبور از نجوم بطلمیوسی و فیزیک ارسطویی و نزدیک شدن به انگاره‌های مشابه با علوم جدید دیده می‌شود.

Qushji's astronomical innovations in the threshold scientific revolution

I. Nikseresht, S. Shahriar

Institute for History of Science, University of Tehran

Abstract

In this paper we have a short review to Qushji's astronomical intellectual principles and his innovations in Astronomy. This study includes Qushji's alternatives to Ptolemaic planetary models, his new books with different structures and also his new viewpoints in Natural Philosophy and its relation with Astronomy. In most of Qushji's works we can find his efforts for passing from Ptolemaic Astronomy and Aristotelian Physics and approaching new views like the modern sciences.

مقدمه

پیش از وقوع انقلاب علمی، نجوم بر اساس تفکرات ارسطو در فلسفه طبیعی بنا شده بود که معتقد به حرکت یکنواخت دایره‌ای افلاک و سیارات در آسمان بود و هیچ حرکت دیگری را برای آنها قائل نبود. مهم‌ترین منبع نجومی، کتاب ستრگ مجسطی نوشته بطلمیوس (قرن دوم میلادی) است که بر اساس این تفکر غالب ارسطویی بنا نهاده شده بود، اگرچه در پاره‌ای موارد از آن عدول می‌کرد؛ بطلمیوس در تبیین حرکات سیارات مجبور می‌شد برای فلك حامل سیاره حرکتی یکنواخت حول نقطه‌ای به‌جز مرکز عالم (در نقطه معدله مسیر) اختیار نماید و به این ترتیب از اصل اساسی فلسفه طبیعی ارسطو چشم پوشی نمود. مسلمانان تلاش بسیاری برای رفع این نقیصه نمودند و البته موفق به ارائه مدل‌های جایگزینی نیز گردیدند که تا حدودی مشکل معدله مسیر را پوشش می‌داد.^[۱] اما از طرفی دیگر به دلیل علاقه فلاسفه مسلمان به نوعی واقعیت‌گرایی (دادن جلوه واقعی به پدیدارها) و اختلاط گسترده نجوم آن دوران با فلسفه طبیعی ارسطوی، آنها به دامان اشتباه بزرگی غلتیدند و آن تصور فیزیکی (جسمانی) برای افلاکی بود که برای تبیین پدیدارها توسط بطلمیوس اختیار شده بودند. (البته این موضوع در فلسفه طبیعی یونانی سابقه‌ای طولانی داشت، اما مسلمانان و بخصوص بوعلی سینا و پیروانش آن را به صورت بسیار نظاممندی ارائه دادند.^[۲] در سال‌های انتها درخشش نجوم دوره اسلامی منتقدانی پیدا شدند که

نظام منسجم سینوی در مورد افلک را نیز زیر سئوال برداشت. قوشچی یکی از این دانشمندان بود. علاءالدین علی بن محمد سمرقندی معروف به «ملأ على قوشچی» حکیم، منجم، ریاضی‌دان و زبان‌شناس ایرانی است.^[۳] زندگی علمی قوشچی را می‌توان به دو دوره تقسیم نمود؛ دوره اول که در امتداد تلاش‌های مکتب مراغه به نقد مدل‌های بطلمیوسی می‌پردازد و در دوره دوم پس از کسب تجربیاتی بسیار ارزشمند در فعالیت‌های رصدی مکتب سمرقند پا را از این فراتر گذاشته و به نقد نظام حاکم ارسطوبی و زیر سئوال بردن لزوم به کارگیری آنها به عنوان مقدمات دانش نجوم پرداخته است. این دو نقد در قسمت‌های ۲ و ۳ ارائه خواهند شد.

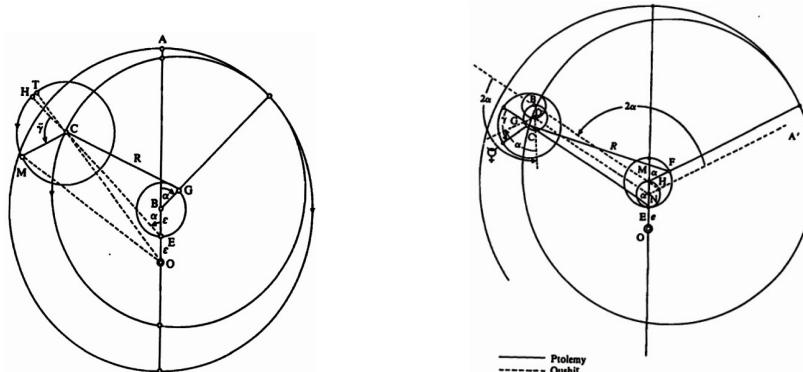
مدل‌های پیشنهادی جایگزین برای عطارد

پیچیده‌ترین مدل سیاره‌ای ارائه شده در مجسمه، مدل مربوط به سیاره عطارد می‌باشد که به دلیل نزدیکی آن به خورشید و زمین دارای ناهنجاری‌های خاصی در مدار حرکتی خود می‌باشد. بطلمیوس با استفاده از فلک خارج مرکز و فلک تدویر برای توجیه ناهنجاری‌های موجود در حرکت طولی این سیاره چاره‌ای اندیشید. ستاره‌شناسان مسلمان به دلیل پیچیدگی و اشکال‌های مدل بطلمیوسی این سیاره نسبت به ارائه مدل‌های جایگزین علاقه ویژه‌ای نشان دادند که از جمله مدل‌های جایگزین قوشچی معروف است. خلاصه مدل پیشنهادی بطلمیوس برای عطارد به شکل زیر است؛
 ناظر (شکل ۱) در نقطه A در مرکز عالم مستقر است. کره‌ای محاطی که کل پیکریندی را احاطه می‌کند (همان فلک مدیر) حول مرکزش یعنی نقطه B دوران دارد و به همراه خود فلک حامل به مرکز G را هم حرکت می‌دهد. به طوری که نقطه اوج فلک حامل A، نیز حرکت می‌کند. فلک حامل خود حول مرکزش، نقطه G، دورانی در خلاف جهت کره محاطی دارد. نقطه G، مرکز فلک حامل نیز در دایره‌ای با شعاع ε و مرکز B حرکتی در خلاف جهت فلک حامل دارد. ε نه تنها خروج از مرکز BE بلکه فاصله ناظر واقع در فلک معدل المسیر ε نیز هست. با دوران فلک حامل، مرکز فلک تدویر، نقطه C، نیز به جلو حرکت می‌کند به طوری که از دیدگاه E این حرکت یکنواخت جلوه می‌نماید و مقدار این حرکت به همان اندازه‌ای است که G در جهت خلاف از خط اوج و حضیض OA دور می‌شود. فلک تدویر خود حول مرکزش نقطه C، در جهت حرکت فلک حامل دوران می‌کند و با این دوران سیاره M نیز رو به جلو حرکت می‌کند. حرکت رو به جلوی سیاره M بر روی فلک تدویر به وسیله آنومالی (نابهنجاری) آن تعیین می‌شود که مبدأ اندازه‌گیری آن امتداد خط EC است که به نقطه H، یعنی نقطه اوج میانگین منتهی می‌شود.^[۴]

در مدلی که بطلمیوس برای عطارد طراحی کرد فلک حامل حول نقطه‌ای به جز مرکز خود دارای حرکتی یکنواخت بود و این ناقض اصول طبیعی ارسطوبی بود. از طرفی دیگر چنانکه که ملاحظه شد مرکز فلک حامل خود متحرک بود و این نیز چندان منطقی به نظر نمی‌رسید. خواجه نصیرالدین طوسی، قطب الدین شیرازی، ابن شاطر و دیگران مدل‌های گوناگونی برای رفع این مشکل ارائه نمودند. قوشچی نیز مدلی جایگزین قابل تأملی ارائه داد که شرح آن در ذیل می‌آید:
 در این مدل خروج از مرکز نسبت به مقدار مشابه در مدل بطلمیوس نصف شده و بدین ترتیب نقطه m مرکز مدیر انتخاب شده است. سرعت و جهت حرکت فلک مدیر قوشچی با بطلمیوس همانند است. در نتیجه مرکز حامل را به عوض نقطه F به نقطه H و نقطه اوج را به جای A به نقطه A' انتقال می‌دهد. قوشچی فرض می‌کند که حامل به طور مشابه در خلاف

جهت به دور مرکزش H می‌گردد و سرعتش دو برابر سرعت فلك مدیر است. چنان حرکتی خط $A' H A$ را به راستای HB انتقال می‌دهد. در نقطه B , که $HB=R$, تدویر کوچکتری در نظر گرفته می‌شود که شعاعش نصف مقدار خروج از مرکز بطلمیوسی است. حرکت این تدویر جدید از حیث مقدار و جهت برابر حرکت حامل است. پس نقطه D گویی با حرکت متشابهی به دور N حرکت می‌کند و سرعت میانگینش برابر سرعت میانگین خورشید است. وجود تدویر کوچک دیگری به مرکز D که در خلاف جهت خلاف تدویر اولی حرکت می‌کند و سرعتش معادل سرعت میانگین خورشید است، خط RA در راستای DG و نقطه G را نزدیک نقطه C نگه می‌دارد. مرکز تدویر اصلی عطارد نقطه G است و GE همواره BD را در راستای DN باقی می‌ماند. به عبارت دیگر حرکت خالص G چنان است که گوئی به طور مشابه به دور نقطه E (معدل-المسیر بطلمیوسی) انجام می‌شود. این مدل را قوشچی در مقاله‌ای تحت عنوان رساله فی حل اشکال معدل القمر للمسیر آورده است [۵].

لازم به ذکر است قوشچی در مقاله دیگری در مورد اصل الخارج یمکن فی السفلین کما فی غيرهما مدلی ارائه می‌دهد که در آن تنها از فلك خارج مرکز (بدون استفاده از فلك تدویر) برای تبیین حرکت دو سیاره پائینی یعنی زهره و عطارد استفاده شده که در تاریخ نجوم بی‌نظیر می‌باشد. [۶]



شکل (۱) مدل بطلمیوسی عطارد

نقض فلسفه طبیعی و کارکردهای آن در نجوم

همان‌طور که پیشتر اشاره شد فلسفه طبیعی با سابقه‌ای که از ارسسطو به جای مانده بود در نجوم اسلامی نیز ریشه دوانید. مسلمانان رفته رفته نظامی را بنانهادند که در آن طبیعتیات به شکل گسترهای در تئوری‌های نجومی حضور داشت. جهان به دو منطقه زیر فلك و بالای آن تقسیم می‌شد. جهان تحت فلك قمر مربوط به عالم کون و فساد بود و عناصر در آن وجود داشتند. مهم‌ترین ویژگی عناصر امکان از بین رفتن و ترکیب شدن با یکدیگر بود. از ترکیب عناصر مواد مرکب به وجود می‌آمد. بسیاط یا همان آب و باد و خاک و آتش به صورت مستقیم حرکت می‌کردند. اما در عالم فوق قمر دیگر از کون و فساد خبری نبود. افالاک و سیارات دارای یک نوع حرکت و آن هم تنها حرکت کامل یعنی حرکت دایره‌ای بودند.

فلسفه‌ای چون بوعلى سينا تلاش می‌کردند احکام مربوط به این دو جهان را کاملاً از هم جدا نمایند. از طرفی دیگر متكلمانی چون امام محمد غزالی می‌کوشیدند با نسبت دادن مستقیم علت روی دادن پدیده‌های سمایی به اراده الهی هرگونه نظام علی را منکر شوند.^[۷] این مساله دوران اسلامی را به صحنه بحث‌های بسیار عمیقی تبدیل نمود. قوشچی در اثر بسیار ارزشمند خود یعنی شرح تجرید الاعتقاد خواجه نصیرالدین طوسی ضمن اشاره به این که نسبت دادن پدیده‌های طبیعی به علل موجود در فلسفه طبیعی نافی اراده خداوند متعال نیست، در عین حال استفاده از مقدمات طبیعی در نجوم را بی‌مورد دانسته و دلیل استفاده مولفین کتب نجومی از این مقدمات را به عادتی اشتباه نسبت می‌دهد. به این ترتیب قوشچی مدعی شد که می‌توان نجوم را به‌طور کامل از آلایش به فلسفه طبیعی رهانید. قوشچی معتقد بود دانش نجوم بر چهار مبنای اساسی یعنی مشاهدات رصدی، قوانین انتزاعی، اصول هندسی و استدللهای عقلانی بنا نهاده شده است و لزومی به استفاده از مقدمات فلسفه طبیعی نیست و به این ترتیب یک بار دیگر به سنت بطلمیوسی «نجات پدیدارها» نزدیک شد.^[۸] حتی چهره برجسته‌ای چون خواجه نصیرالدین طوسی موفق نشده بود حیطه نجوم و فلسفه طبیعی را از یکدیگر جدا نماید. چنانکه در اثر ارزشمند خود یعنی التذکره فی علم الهیه ستاره‌شناسی را وامدار فلسفه طبیعی می‌خواند.^[۹] اگرچه بیان این دیدگاه گام بسیار ارزشمندی برای تبیین مجدد نجوم به عنوان یک دانش مستقل محسوب می‌شد، اما قوشچی پا را از این نیز فراتر می‌نهد و تقدیمی بسیار جدی به اصول فلسفه طبیعی در مورد افلاک وارد می‌نماید. یکی از مهم‌ترین گزاره‌های فلسفه طبیعی عبارت است از اینکه افلاک بسیط بوده و دارای حرکت دایره‌ای یکنواخت می‌باشند. این بساطت هم شامل فلک محددالجهات (فلک نهم) و هم شامل سایر افلاک می‌باشد.

قوشچی ضمن استدللهای بسیار محکمی در فصل دوم از مقصد دوم شرح تجرید الاعتقاد بساطت فلک محددالجهات را زیر سؤال می‌برد. همچنین استدلال می‌کند که نمی‌توان از بسیط بودن (احتمالی) فلک نهم بساطت سایر افلاک را استنتاج کرد. او با ارائه سلسه بحث‌های بسیار جالبی در رد نظرات امام فخر رازی دال بر اینکه افلاک حار و بارد نیستند (پس ممکن است بسیط نباشند) امکان گرم بودن افلاک را متنفی نمی‌داند. مجموعه این استدللهای می‌تواند منجر به آمیخته شده دو منطقه تحت قمر و فوق قمر (بخصوص از نظر خصوصیات اصلی) با یکدیگر گردد. اگرچه قوشچی هرگز به‌طور مستقیم اشاره‌ای به آن موضوع نمی‌کند.

نتیجه گیری

قوشچی اگرچه از ابتدا در راستای سنت نقد مدل‌های بطلمیوسی می‌کوشد با آوردن مدل‌های جایگزین همانند پیشینیان خود مشکل اساسی مدل‌های بطلمیوسی یعنی مساله معدل‌المسیر و عدول از طبیعت ارسطوی را حل کند، اما به‌نظر می‌رسد پس از یک دوره طولانی مطالعه و رصد در رصدخانه سمرقند به اندیشه‌های نوینی در مورد دانش نجوم دست پیدا می‌کند که مهم‌ترین آنها بازگشت به سنت نجات نمودهای بطلمیوسی در نجوم و جدا کردن حیطه نجوم از فلسفه طبیعی و نیز زیر سؤال بردن گزاره‌های اصلی فلسفه طبیعی درباره افلاک می‌باشد.

منابع و مأخذ

- [۱] حیدرزاده، توفیق، «نظام بطليموسی و مدل‌های غیر بطليموسی پیش کپرنيک»، مجله میراث جاواری، شماره ۳ و ۴، پائیز و زمستان ۱۳۷۵.
- [۲] ابن سينا، اشارات و تنبیهات، ترجمه و شرح حسن ملکشاهی، جلد اول، تهران، انتشارات سروش، چاپ سوم ۱۳۷۵ شمسی، ص. ۹۹-۱۰۵.
- [۳] Saliba ,George , “Reform of Ptolemaic Astronomy at the Court of Ulugh Beg, *Studies in the History of Exact Sciences in Honour of David Pingree, Edited by Charles Burnett, Jan Hogendijk, Kim Plofker and Michio Yano, Bills, leiden,2004.*,p.813.
- [۴] Saliba , George, “Arabic planetary theories after the eleventh century AD”, *Encyclopedia of the History of Arabic Science*, edited by Roshdi Rashed, Routledge London and New York, Volum 1, pp. 65-66.
- [۵] قوشچی، علاءالدین علی، رساله فی حل اشكال معدل القمر للمسير، نگاه کنید به :
- Saliba , George, “Ali Qūshjī’s reform of the ptolemaic model for mercury”. *Arabic sciences and philosophy*, 3, 1993, pp 161- 203.
- [۶] Ragep , F. Jamil, “Ali Qūshjī and Regiomontanus: eccentric transformations and Copernican revolution” , *Journal for the History of Astronomy*,36, Nov 2005,pp. 359-371.
- [۷] Giahi Yazdi, Hamid-Reza, “ Solar Eclipses Medieval Islamic Civilization: A Note on Cultural and Social Aspects”, *Tārīkh-Elm(Iranian Journal for the History of Science)*, 2008, p.77.
- [۸] قوشچی، علاءالدین علی، شرح تجربی الاعتماد، چاپ سنگی ایران، ۱۲۷۴ ه.ق (محل نگهداری کتابخانه دانشکده الهیات دانشگاه تهران) در قسمتی از فصل دوم از مقصود دوم این اثر می خوانیم:

....في علم الهيئة ليس مبنيا على المقدمات الطبيعية والالهية وما جرت به العادة من تصدير المصنفين كتبهم بها انما هو بطريق المتابعة للفلسفه وليس ذلك امرا واجبا بل يمكن اثباته من غير ابتناء عليها فان المذكور فيه بعض مقدمات هندسية لا يتطرق اليها شبهة وبعضه مقدمات حدسية كما ذكرنا وبعضه مقدمات يحكم بها العقل بحسب الاخذ بما هو الاليق... وبعضه مقدمات يذكرونها علي سبيل التردّد دون الجزم.

...و حاصل اینکه آنچه در علم هیئت ذکر میشود (به آن پرداخته میشود) بر اساس مقدمات طبیعی و الهی بنا نشده است و آنچه از روی عادت در مقدمه کتب مصنفین از این علوم (مقدمات طبیعی و الهی) آورده میشود به طریق متابعت از فلاسفه است و امری واجب نیست بلکه اثبات آنها (موارد مرتبط با نجوم) بدون ابتناء به آن (اصول) امکان پذیر است. پس آنچه در آنها ذکر میشود بعضی از آنها مقدمات هندسی هستند که در آنها شبھه ای وجود ندارد و بعضی مقدمات حدسی میباشند و همان گونه که گفتیم بعضی مقدماتی هیئتند که عقل به آنها حکم میکند بر حسب اخذ آنچه که بهتر و اولی میباشد... بعضی از آنها مقدماتی هستند که آنها را از روی تردید و نه به عنوان یک موضوع جزئی مطرح میکنند...

- [۹] Rgep, F , Jamil, *Nasir al-Din al-Tūsī's Memoir on Astronomy (al-Tadhkira fi `ilm al-hay' a)* , Edition, Translation, Commentary and Introduction. 2 vols. Sources in the History of Mathematics and Physical Sciences. New York: Springer- Verlag, 1993. p. 91.

نورسنجی و تحلیل منحنی نوری دوتایی گرفتی AB Andromedae

بهجهت زارعی، عباس عابدی، مرضیه مصطفایی، فخرالدین اکبریان، فاطمه زهرا زراعتگری، محمد فرحی نژاد، سمانه عباسی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

در این مقاله نتایج نورسنجی سیستم دوتایی گرفتی **AB And** در سه صافی **B**، **V** و **R** استاندارد جانسون ارائه شده است. پس از کاوش داده ها، منحنی نوری بدست آمده با استفاده از نرم افزار **Phoebe** مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته و در نهایت پارامترهای هندسی و فیزیکی نسبی و مطلق استخراج شده، و همچنین چند زمان کمینه ارائه شده است.

Photometry and Analyze Light Curves of Eclipsing Binary AB Andromedae

B. Zare'i, A. Abedi, M. Mostafai, F. Akbarian, F. Z. Zera'atgari, M. Farahinejad, S. Abasi

Department of Physics, Faculty of Sciences, University Of Birjand

Abstract

In this paper, photometric results of eclipsing binary AB And in three Johnson filters B, V and R have been presented. After data reduction, obtained light curves analyzed with Phoebe software. Finally geometrical and physical and absolute parameters derived and also some times of minima have been given.

مقدمه

سیستم دوتایی AB And (BD +36° 5017) به عنوان یک ستاره متغیر توسط گوتنیک و پراگر در سال ۱۹۲۷ کشف شد، این سیستم از نوع W UMa و دارای دوره تناوب ۳۳۱۸ روز می باشد استراو و دیگران (۱۹۵۰) مولفه های این دوتایی را در رده طیفی G5 و هیل و دیگران (۱۹۷۵) در رده طیفی G5n دسته بندی کرده اند [۱]. دوره تناوب متغیر این

سیستم اولین بار توسط اوسترهاوف (1950) [۲] عنوان شده است و همین تغییرات در منحنی نوری است که این دو تابی را برای بررسی مجدد به عنوان یک گرینه خوب مطرح می‌سازد.

نورسنجی این سیستم تا کنون توسط افرادی چون اوسترهاوف (1950)، وودوارد (1951) و هایندر (1951) گزارش شده است. منحنی نوری این سیستم نیز در صافی های B ، V و R جانسون به وسیله هایندر (1960)، کالچاو و تروتز (1965) [۱]، لاندولت (1969) [۳]، رایتنیک (1973) [۴]، لوسی (1973) [۱]، برتیر (1975) [۵]، توفک اوغلو (1977) [۶] و رویتیز-لیوانیو و رویتیز (1981) [۷] ارائه شده است. در دیگر بازه های طول موجی می‌توان به مطالعات جیمسون و آکینکی (1979) [۸] در فیلترهای L و K ، بل و دیگران (1984) [۹] در طول موج 4686Å و مائویم (1991) [۱۰] در فیلتر V اشاره کرد.

مشاهدات نورسنجی

این دو تابی در مدت سه شب، از آگوست تا نوامبر ۲۰۱۰ با استفاده از تلسکوپ ۱۴ اینچی اشمیت کاسکرین رصدخانه دکتر مجتهدی دانشگاه بیرجند که مجهز به فوتومتر SSP5A می‌باشد، در سه صافی V , B و R نورسنجی شد. در طی نورسنجی، ستاره $BD+36^{\circ}5020$ به عنوان ستاره مقایسه انتخاب شده و مدت زمان نوردهی ۱۰ ثانیه بوده است.

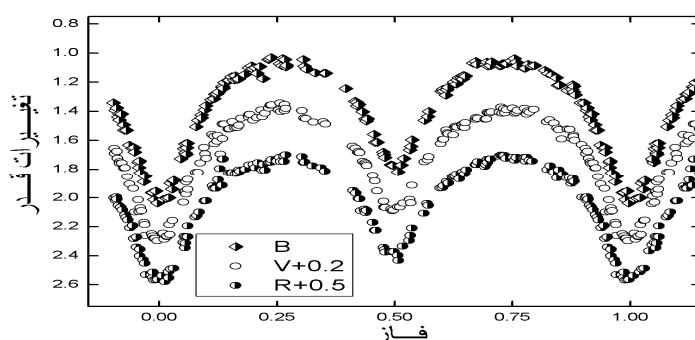
عملیات کاهش داده و تصحیح زمان به زمان ژولیانی خورشید مرکزی با استفاده از برنامه REDWIP انجام شده است. برای تعیین فاز

$\text{Min}=HJD$

مداری از افرمی زیر (پاریموچا و پریبولا (2000) [11]) استفاده شده است:

$$2451426.3875 + 0.3318925$$

و بدین ترتیب مطابق شکل ۱ منحنی تغییرات قدر بر حسب فاز مداری در سه صافی بدست آمده است.



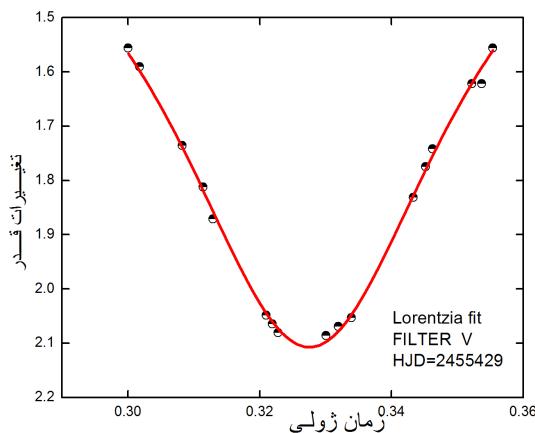
شکل ۱: منحنی تغییرات قدر بر حسب فاز در سه صافی

زمان‌های کمینه گرفت

با تطبیقتابع لورنتسی بر بخش گرفتی منحنی نوری، دو زمان کمینه اولیه و یک زمان کمینه ثانویه این سیستم در سه صافی R, V, B جانسون تعیین شده که مقادیر آنها در جدول ۱ آمده است. انطباق تابع لورنتسی بر گرفت نیز در شکل ۲ نشان داده شده است.

جدول ۱: زمان‌های کمینه

HJD	صافی	کمینه گرفت	خطای استاندارد
۲۴۵۵۴۲۹/۳۲۷۲۹	B	I	۰/۰۰۰۲۲
۲۴۵۵۴۲۹/۳۲۷۵۵	V	I	۰/۰۰۰۱۴
۲۴۵۵۴۲۹/۳۲۷۸۲	R	I	۰/۰۰۰۱۸
۲۴۵۵۵۰۴/۳۳۳۷۸	B	I	۰/۰۰۰۳۸
۲۴۵۵۵۰۴/۳۳۳۶۰	V	I	۰/۰۰۰۳۵
۲۴۵۵۵۰۴/۳۳۴۵۵	R	I	۰/۰۰۰۳۳
۲۴۵۵۵۰۶/۱۵۹۷۵	B	II	۰/۰۰۰۲۵
۲۴۵۵۵۰۶/۱۵۹۸۳	V	II	۰/۰۰۰۳۳
۲۴۵۵۵۰۶/۱۵۹۱۷	R	II	۰/۰۰۰۲۷



شکل ۲: تطبیق تابع لورنتسی بر کمینه گرفت در صافی V

تحلیل منحنی نوری

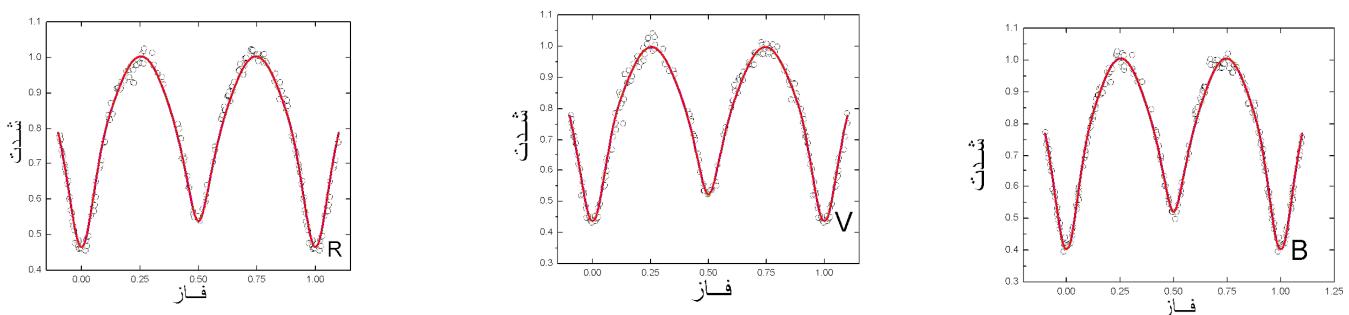
برای تحلیل منحنی نوری، نخست تغییرات قدر بر حسب فاز به تغییرات شدت بر حسب فاز تبدیل شده و سپس از پارامترهای اعلام شده توسط هریوانک (۱۹۸۸) [۱۲] به عنوان پارامترهای ورودی برای شروع اجرای نرم افزار Phoebe استفاده شده است.

- Over contact binary not in thermal contact این نرم افزار انجام شده که در حقیقت همان مدل LC می باشد. با اجرای این نرم افزار و ایجاد بهترین انطباق پارامترهای این سیستم استخراج شده اند که در جدول ۲ آمده اند.

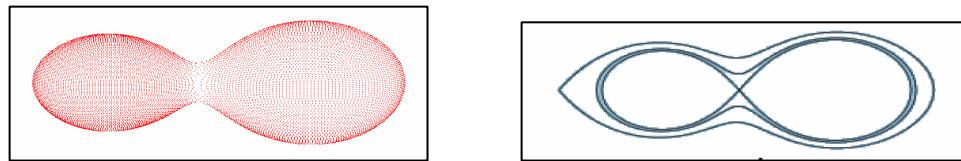
جدول ۲: پارامترهای استخراجی از اجرای نرم افزار Phoebe

پارامتر	B	V	R	B+V+R	پارامتر	B	V	R	B+V+R
i	۸۳/۰۷	۸۴/۰۶۷	۸۳/۰۶۷	۸۴/۱۴۷	X _{2b} =X _{1b}	۰/۶۴۵	۰/۶۴۵	۰/۶۴۵	۰/۶۴۵
q(M ₂ /M ₁)	۱/۷۳۵	۱/۷۴۱	۱/۷۳۵	۱/۷۳۴	y _{2b} =y _{1b}	۰/۲۲۶	۰/۲۲۶	۰/۲۲۶	۰/۲۲۶
T ₁	۶۱۵۳	۶۱۵۳	۶۱۵۳	۶۱۵۳	L ₁ /L ₁ +L ₂	۰/۴۹۲	۰/۴۶۱	۰/۴۴۷	۰/۴۹۳
T ₂	۵۶۹۷	۵۶۹۷	۵۶۹۷	۵۶۹۷	L ₂ /L ₁ +L ₂	۰/۵۰۷	۰/۵۳۸	۰/۵۵۲	۰/۵۰۶
Ω ₁	۴/۶۵۸	۴/۶۸۵	۴/۶۵۸	۴/۶۷۹	r ₁ (pole)	۰/۳۳۲	۰/۳۲۹	۰/۳۳۲	۰/۳۲۹
Ω ₂	۴/۶۵۸	۴/۶۸۵	۴/۶۵۸	۴/۶۷۹	r ₁ (side)	۰/۳۵۰	۰/۳۴۷	۰/۳۵۰	۰/۳۴۷
A ₁ =A ₂	۰/۵	۰/۵	۰/۵	۰/۵	r ₁ (back)	۰/۳۹۸	۰/۳۹۴	۰/۳۹۸	۰/۳۹۳
g ₁ =g ₂	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	۰/۳۲	r ₂ (pole)	۰/۴۲۲	۰/۴۲۱	۰/۴۲۲	۰/۴۲۰
X ₁ =X ₂	۰/۸۲۱	۰/۷۳۳	۰/۶۴۱	۰/۸۲۱	r ₂ (side)	۰/۴۵۲	۰/۴۵۰	۰/۴۵۲	۰/۴۴۹
Y ₁	۰/۱۹۹	۰/۲۶۴	۰/۲۷۳	۰/۲۰۰	r ₂ (back)	۰/۴۹۱	۰/۴۸۷	۰/۴۹۱	۰/۴۸۶
Y ₂	۰/۲۰۰	۰/۲۶۴	۰/۲۷۳	۰/۲۰۰	ΣW(o-c) ²	۰/۰۰۵	۰/۰۰۵	۰/۰۰۵	۰/۰۰۵

بهترین تطبیق منحنی نظری بر داده های مشاهداتی در شکل ۳ برای هر صافی به صورت جداگانه مشخص شده است.



شکل ۳: انطباق منحنی نظری بر داده های مشاهداتی



شکل ۴: الف: وضعیت قرار گیری ستاره ها نسبت به روج لوب ها ب: وضعیت تحولی ستارگان سیستم

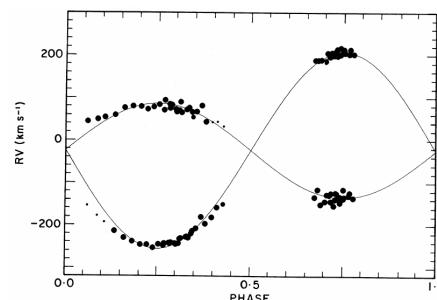
پارامترهای مطلق سیستم

بالاجرای نرم افزار **Phoebe** برای داده های سه صافی بطور همزمان ونتایج حاصله که در جدول ۲ آمده اند، و همچنین به کمک منحنی سرعت شعاعی این سیستم (هریوانک (۱۹۸۸)[۱۲]) که در شکل ۵ آمده است ونیز با استفاده از روابط موجود(هیلدیچ)(۲۰۰۱)[۱۳]، پارامتر های

مطلق این سیستم بدست آمده اند که در جدول ۳ مشاهده می شود:

جدول ۳: پارامترهای مطلق سیستم

	ستاره ۱	ستاره ۲
$M(M\odot)$	۰/۴۴۶	۰/۹۳۸
$R(R\odot)$	۰/۸۰۲	۱/۰۱۶
$T(^\circ K)^*$	۶۹۰۲	۴۶۲۷
M_{bol}	۷/۸۴۱	۴/۷۸۲
$L(L\odot)^*$	۰/۰۹۳	۰/۴۲۸



شکل ۵: منحنی سرعت شعاعی

* این ستاره ها دارای پوش همرفت می باشند بنابراین دما و درخشندگی با تصحیحات ارائه شده اند

نتیجه گیری

نتایج ارائه شده برای مقادیر q و a توسط افراد مختلف برای مقایسه با نتایج تحقیق حاضر در جدول ۴ ارائه می گردد:

جدول ۴ پارامترهای اعلام شده توسط دیگران

تابع	رایتنیک(۱۹۷۳)	[۹] روکینسکی(۱۹۷۶)	برتیر(۱۹۷۵)	بل(۱۹۸۲)	هریوانک(۱۹۸۸)
i	۸۰	۸۸	۸۷/۳	۸۶/۵	۸۵
q	۰/۶۸	۰/۶۲	۰/۵۳	۰/۵۵	۰/۵۲۴
1/q*	۱/۴۷	۱/۶۱	۱/۸۸	۱/۸۱	۱/۹۱

* دراین تحقیق با توجه به اینکه سیستم از نوع W UMa می باشد طبق تعاریف استاندارد، نسبت جرم (M_2/M_1) به صورت یک عدد بزرگتر از واحد در نظر گرفته شده است، بنابراین مولفه های اولیه و ثانویه با تعاریف قبلی دیگران متفاوت شده است.

عدم تقارن مشاهده شده در منحنی نوری این دوتایی می تواند با قرارگیری یک لکه سرد بر روی ستاره ای ثانویه (ثانویه طبق تعریف این تحقیق) مرتفع شود (نظیر بل و همکاران (۱۹۸۴)[۹]). این لکه ناشی از فعالیت مغناطیسی این ستاره می باشد، همان گونه که یکی از عوامل نوسان پریودی این سیستم را فعالیت مغناطیسی مطرح کرده اند (Demircan دیگران (۱۹۹۴)[۱]). البته یکی دیگر از عوامل موثر بر عدم تقارن منحنی نوری را جریان های گازی انتقالی از یک ستاره به ستاره دیگر بر شمرده اند (Kal澈ao و Trottz (۱۹۶۵)[۱]).

مراجع

- [1] O. Demircan, E. Derman, A. Akalin, S. Selam, Z. Muyesseroglu "UBV photometry of contact binary AB Andromedae" *Astr. Astrophys. Suppl. Ser.* **106**. (1994). 37
- [2] P. T. Oosterhoff "On the variation in the period AB Andromedae" *BAN* **11**. (1950). 217
- [3] A. U. Landot "Photoelectric light elements for the eclipsing binary AB Andromedae" *AJ* **74**, (1969). 1078
- [4] P. V. Rigternik "An analysis of eclipsing binary, AB Andromedae" *Astr. Astrophys. Suppl* **12**. (1973). 313
- [5] E. Berthier "A study of W UMa-type eclipsing binary by the method of light curves-synthesis- Application to V 566 OPH and AB And" *A & A* **40**. (1975). 27
- [6] Tufekeoglu "Photoelectric Minima of U Oph, AB And and X Tri" *Inf. Bull. Var. Stars.* No. **1368**. (1977c). 20
- [7] H. Rovithis-Livianio, P. Rovithis "The eclipsing binary AB Andromedae" *Astrophys. Space. Sci* **31**. (1981). 409
- [8] R. F. Jameson, R. Akinici "1.2 and 2.2 micron light curves of W UMa-type stars" *ANRAS* **188**. (1979). 421



[9]S. A. Bell, R. W. Hilditch, D. J. King "Asymmetric light curves of contact binary AB Andromedae" *Mon. Not. R. Astr.Soc.* **208**. (1984). 123

[10]L. Maupome, E. Rodriguse, H. A. Horbat et al "Photoelectric observations of W UMa stars U Peg and AB And" *Rev. M ex A & A* **22**. (1991).235

[11]S. Parimucha, T. Pribulla, M. Vanko "New photoelectric light curves of AB Andromedae", *IBVS* No. 4834. (2000)

[12]B. J. Hrivank, "Radial velocity studies and absolute parameters of contact binaries. I. AB Andromedae" *APJ* **335**. (1988). 319

[13]R. W. Hildith; "*An Introduction to Close Binary Stars*"; Cambridge University Press. (2001) 46

برخی جنبه ها و نتایج پدیده شناختی وجود کمینه طول در گرانش کوانتومی

کوروش نوذری^۱، سپیده نامداری^۲

^۱گروه فیزیک دانشگاه مازندران

^۲گروه فیزیک دانشگاه آزاد اسلامی واحد ساری

چکیده

نظریه ریسمان، گرانش کوانتومی حلقه، نسبیت خاص دوگان و فیزیک سیاهچاله ها همگی وجود طول کمینه ای از مرتبه طول پلانک را نشان می دهند. وجود طول کمینه موجب اصلاح اصل عدم قطعیت می شود که آن را اصل عدم قطعیت تعمیم یافته (گرانشی) (GUP) می نامیم. با تغییر اصل عدم قطعیت روابط جابجایی و در نتیجه معادلات حرکت نیز تغییر می کنند. همچنین طول کمینه نتیجه افت و خیر کوانتومی متريک و خیر کوانتومی متريک فضا زمان است و به فضا زمان ساختار فازی (کف گونه یا فراکتالی) می دهد. به دليل ساختار فازی فضا زمان در مقیاس پلانک، بسیاری از مفاهیم مکانیک کوانتومی از جمله حالات همدوس سیستم های مکانیک کوانتومی تغییر می کنند. در این مقاله به بررسی دینامیک نوسانگر هارمونیک با استفاده از معادلات حرکت هایزینبرگ می پردازیم. سپس نشان می دهیم که قضیه اهرنفست در چارچوب GUP برقرار نیست و در پایان حالات همدوس سیستم های گرانش کوانتومی را مورد بررسی قرار خواهیم داد.

مقدمه

اندازه گیری ها در گرانش کوانتومی تحت تاثیر اصل عدم قطعیت تعمیم یافته هستند و نمی توان در گرانش کوانتومی اندازه گیری با دقت بیش از دقت طول پلانک انجام داد. وقتی افت و خیزهای کوانتومی میدان گرانشی را در نظر بگیریم، افت و خیز کوانتومی متريک فضا زمان را خواهیم داشت که دليل وجود مقیاس طول کمینه هستند که در دینامیک نوسانگر هارمونیک موثر است. تحول زمانی نوسانگر هارمونیک در چارچوب اصل عدم قطعیت تعمیم یافته و در مرجع [۱] بررسی شد. در این مقاله نیز تحول زمانی نوسانگر را با استفاده از تکانه تعمیم یافته پیشنهاد شده در مرجع [۴] در چارچوب GUP مورد بررسی قرار می دهیم. با بررسی قضیه اهرنفست خواهیم دید و در این چارچوب به دليل نقض مفهوم جایگزینی در گرانش کوانتومی، این قضیه برقرار نیست. در پایان مفهوم همدوسی و حالات همدوس دوباره بررسی می کنیم.

اصل عدم قطعیت تعمیم یافته

گرانش در سطح کوانتومی موجب افت و خیز کوانتومی زمینه متریک فضا زمان می شود و عدم قطعیت تعمیم یافته را نتیجه می دهد. بنابراین اندازه گیری ها در گرانش کوانتومی باید توسط GUP دوباره بررسی شوند. در سطح گرانش کوانتومی فضا زمان ناجابجایی است. GUP منجر به طول کمینه ای از مرتبه طول پلانک می شود. اصل عدم قطعیت یافته و رابطه جابجایی متناظر با آن را می توان به صورت زیر فرمول بندی کرد [1-7]

$$(1) \quad \Delta x \geq \frac{\eta}{\Delta p} + const.G\Delta p \quad L_p = \sqrt{\frac{G\eta}{c^3}} \quad \Delta x \geq \frac{\eta}{\Delta p} + a'L_p^2 \frac{\Delta p}{\eta} \quad , \quad [x, p] = i\eta(1 + \beta p^2).$$

نتیجه مهم اصل عدم قطعیت تعمیم یافته این است که اندازه گیری مکان فقط با دقت طول پلانک میسر است و نمی توان فاصله های کمتر از طول پلانک را بررسی کرد. نوسانگر هارمونیک را با معرفی عملگرهای خلق و فنا به شکل زیر تعریف می کنیم.

$$(2) \quad a = \sqrt{\frac{m\omega}{2\eta}}(q + i\frac{P}{m\omega}) \quad , \quad a^+ = \sqrt{\frac{m\omega}{2\eta}}(q - i\frac{P}{m\omega})$$

که q مختصه تعمیم یافته و P تکانه تعمیم یافته هستند. تکانه تعمیم یافته را به شکل زیر انتخاب می کنیم. [4, 8]

$$(3) \quad P = p + f(p)$$

یک تابع کلی است که باید برای ساده کردن مشخصات سیستم نوسانگرهای هارمونیک انتخاب شود

$$(4) \quad f(p) = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-\beta)^r}{2r+1} p^{2r+1} \quad \rightarrow \quad P = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \arctan(\sqrt{\beta} p) = \left\{ \sqrt{\beta} p - \frac{(\sqrt{\beta} p)^3}{3} - \frac{(\sqrt{\beta} p)^5}{5} + \dots \right\}$$

$$(5) \quad [q, f(p)] = -i\eta\beta p^2 \quad , \quad [q, P] = i\eta$$

در حالت حدی $\beta \rightarrow 0$ تکانه تعمیم یافته به تکانه معمولی کاهش می یابد.

GUP معادلات حرکت نوسانگر هارمونیک در چارچوب

معادله حرکت مشاهده پذیر A در تصویر هایزنبرگ مکانیک کوانتومی به صورت

(7)

$$\dot{A} = \frac{i}{\eta} [H, A]$$

می باشد که H هامیلتونی نوسانگر هارمونیک می باشد. می توانیم با استفاده از روابط جابجایی معادلات حرکت را به دست آوریم.

(8)

$$\dot{x} = \frac{i}{\eta} \left[\frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2, x \right] \Rightarrow \dot{x} = \frac{P}{m} = \frac{1}{m} (p + \beta p^3)$$

(9)

$$\dot{P} = \frac{i}{\eta} \left[\frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2, P \right] \Rightarrow \dot{P} = -\frac{1}{2} m \omega^2 (2x + \beta x p^2 + \beta p^2 x)$$

که در حد $\beta \rightarrow 0$ نتایج مکانیک کوانتومی معمولی حاصل می شود. با استفاده از لم بیکر- هاسدورف معادلات تحول زمانی x و P به شکل

$$x(t) = x(0) \cos \omega t + \frac{p(0)}{m\omega} \sin \omega t + \omega \left[\beta \frac{p^3(0)}{m\omega} (\omega t) - \frac{1}{2} (p(0)x(0)p(0)) + \frac{3}{2} [x(0)p^2 + p^2(0)x(0)] \right] (\omega t)^2 - \frac{5}{6} \frac{p^3(0)}{m\omega} - \frac{5}{12} m \omega [x^2(0)p(0) + p(0)x^2(0)] - \frac{1}{2} m \omega x(0) (p(0)x(0)) (\omega t)^3 +$$

$$(\frac{11}{24}) [x(0)p^2(0) + p^2(0)x(0)] + \frac{5}{12} p(0)x(0) - \frac{1}{3} m^2 \omega^2 x^3(0)) (\omega t)^4,$$

(10)

$$P(t) = p(0) \cos \omega t - m\omega x(0) \sin \omega t + \beta \left[-\frac{1}{2} m \omega [x(0)p^2(0) + p^2(0)x(0)] \right] (\omega t) -$$

$$(p^3(0) - \frac{1}{4} m^2 \omega^2 [p(0)x^2(0) + x^2(0)p(0) + 2x(0)p(0)x(0)]) (\omega t)^2 +$$

$$\left(\frac{2}{3}m\omega[x(0)p^2(0) + p^2(0)x(0)] + \frac{1}{2}p(0)x(0)p(0) - \frac{1}{3}m^3\omega^3x^3(0)(\omega t)^3 \right) \quad (11)$$

می باشد. در حد $\beta \rightarrow 0$ نتایج مکانیک کوانتومی معمولی به دست می آیند. جمله متناسب با β نشان دهنده این واقعیت است که در رژیم GUP تحول زمانی عملگرهای X و P کاملاً نوسانی نیست و نوسانگر مدت زیادی هارمونیک باقی نمی ماند. با محاسبه مقدار انتظاری این عملگرها می بینیم وابستگی پیچیده ای به جرم نوسانگر وجود دارد. این وابستگی به دلیل اصل عدم قطعیت تعییم یافته به وجود آمده است. توجه کنید برای محاسبه مقدار انتظاری به حالت فیزیکی نیاز داریم در حالیکه ویژه حالت عملگر مکان به دلیل وجود طول کمینه، که مفهوم جایگزینی را از بین می برد، یک حالت فیزیکی نیست. بنابراین حالت فیزیکی $|\alpha\rangle$ که ویژه حالت فضای تکانه است را به کار می بریم

$$\begin{aligned} \langle \alpha | P(t) | \alpha \rangle = & \frac{p_\alpha(0)}{m} \cos(\omega t - \omega x_\alpha(0) \sin(\omega t + \beta[-\frac{1}{2}\omega(x_\alpha(0)p_\alpha^2(0) + p_\alpha^2(0)x_\alpha(0))(\omega t) - \\ & (\frac{p_\alpha^3(0)}{m} - \frac{1}{4}m\omega^2[p_\alpha(0)x_\alpha^2(0) + x_\alpha^2(0)p_\alpha(0) + 2x_\alpha(0)p_\alpha(0)x_\alpha(0)])(\omega t)^2 + \\ & (\frac{2}{3}\omega[x_\alpha(0)p_\alpha^2(0) + p_\alpha^2(0)x_\alpha(0)] + \frac{1}{2m}p_\alpha(0)x_\alpha(0)p_\alpha(0) - \frac{1}{3}m^2\omega^3x_\alpha^3(0))(\omega t)^3]) \end{aligned} \quad (12)$$

قضیه اهرنفست و حد کلاسیکی

در مکانیک کوانتومی معمولی قضیه اهرنفست با معادله زیر توصیف می شد

$$m \frac{d^2 \langle x \rangle}{dt^2} = \frac{d \langle P \rangle}{dt} = -\langle \nabla V(x) \rangle. \quad (13)$$

برقراری تساوی زیر به معنای اعتبار این قضیه در چارچوب اصل عدم قطعیت تعییم یافته می باشد.

$$\frac{d \langle x \rangle}{dt} = \frac{\langle P \rangle}{m} \quad (14)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \langle x(t) \rangle = & -\omega \langle x(0) \rangle \sin \alpha t + \frac{\langle p(0) \rangle}{m} \cos \alpha t + \beta \left[\frac{\langle p^3(0) \rangle}{m} - (\langle p(0) \rangle \langle x(0) \rangle \langle p(0) \rangle) + \frac{3}{2} [\langle x(0) \rangle \langle p^2(0) \rangle + \right. \\
 & \left. \langle p^2(0) \rangle \langle x(0) \rangle] \right] \omega^2 t - \frac{5}{2} \frac{\langle p^3(0) \rangle}{m \omega} - \frac{5}{4} m \alpha \langle x^2(0) \rangle \langle p(0) \rangle + \langle p(0) \rangle \langle x^2(0) \rangle - \frac{3}{2} m \omega \langle x(0) \rangle \langle p(0) \rangle \langle x(0) \rangle \omega^3 t^2 + \\
 (15) \quad & \left(\frac{11}{6} [\langle x(0) \rangle \langle p^2(0) \rangle + \langle p^2(0) \rangle \langle x(0) \rangle] + \frac{5}{3} \langle p(0) \rangle \langle x(0) \rangle \langle p(0) \rangle - \frac{4}{3} m^2 \omega^2 \langle x^3(0) \rangle \right) \omega^4 t^3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{p(t)}{m} \right\rangle = & \frac{\langle p(0) \rangle}{m} \cos \omega t - \omega \langle x(0) \rangle \sin \omega t + \beta \left[-\frac{1}{2} \omega (\langle x(0) \rangle \langle p^2(0) \rangle + \langle p^2(0) \rangle \langle x(0) \rangle) \right] (\omega t) - \\
 & \left(\frac{\langle p^3(0) \rangle}{m} - \frac{1}{4} m \omega^2 [\langle p(0) \rangle \langle x^2(0) \rangle + \langle x^2(0) \rangle \langle p(0) \rangle + 2 \langle x(0) \rangle \langle p(0) \rangle \langle x(0) \rangle] \right) (\omega t)^2 + \left(\frac{2}{3} \alpha \langle x(0) \rangle \langle p^2(0) \rangle + \right. \\
 (16) \quad & \left. \langle p^2(0) \rangle \langle x(0) \rangle \right) + \frac{1}{2m} \langle p(0) \rangle \langle x(0) \rangle \langle p(0) \rangle - \frac{1}{3} m^2 \omega^3 \langle x^3(0) \rangle (\omega t)^3.
 \end{aligned}$$

اما می بینیم که این دو فقط در حد $\beta \rightarrow 0$ برابر هستند پس معادله (12) نیز در چارچوب GUP معتبر نیست. دقت کنید به سبب فضا زمان ناجابجایی در مقیاس پلانک و از بین رفتن مفهوم جایگزینیگی، به دلیل وجود طول کمینه، است که اعتبار این قضیه از دست رفته است.

حالات همدوس در فضا زمان فازی

در مکانیک کوانتومی معمولی حالت همدوس را حالت کوانتومی نوسانگر هارمونیکی تعریف کردیم که عدم قطعیت توزیع شده بین عملگرهای مکان X و تکانه P را کمینه می کرد. حالت همدوس حالت بهنجار است که ویژه حالت عملگر λ باشد

$$a|\lambda\rangle = \lambda |\lambda\rangle \quad , \quad \langle \lambda | \lambda \rangle = 1 \quad , \quad |\lambda\rangle = e^{-\frac{|\lambda|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle = e^{-\frac{|\lambda|^2}{2}} e^{\lambda a^+} |0\rangle. \quad (17)$$

در اینجا حالات همدوس تعمیم یافته را به روش کره فازی تعریف می کنیم. در روش کره فازی یک مدل ماتریسی توسط رابطه

(18)

$$[x_k, x_l] = \frac{iR}{\sqrt{j(j+1)}} \in_{klm} x_m \quad , \quad \delta^{lk} x_l x_k = R^2$$

تعریف شده است که \hat{J} می تواند صحیح یا نیم صحیح باشد. در اینجا حالت $R=1$ را در نظر می گیریم. در این روش هیچ حالتی که در یک زمان همه عدم قطعیت های هایزنبرگ را اشباع کند وجود ندارد

(19)

$$\Delta x_1 \Delta x_2 = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{j(j+1)}} |< x_3 >| \quad , \quad \Delta x_2 \Delta x_3 = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{j(j+1)}} |< x_1 >| \quad , \quad \Delta x_3 \Delta x_1 = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{j(j+1)}} |< x_2 >|$$

برای حل مسئله می توانیم از تغییر شکل عملگرهای خلق و فنا استفاده کنیم

(20)

$$z = \frac{x_1 - ix_2}{1 - x_3} \quad , \quad z^+ = \frac{x_1 + ix_2}{1 - x_3}$$

که از روابط زیر پیروی می کنند

(21)

$$[z, z^+] = f(z z^+) \quad , \quad f(z z^+) = a \chi [1 + |z|^2 - \frac{1}{2} \chi (1 + \frac{a}{2} |z|^2)]$$

(22)

$$\chi = \frac{2}{\alpha} [1 + \frac{\alpha}{2\xi} - \sqrt{\frac{1}{\xi} + (\frac{\alpha}{2\xi})^2}] \quad , \quad \xi = 1 + \alpha |z|^2 \quad , \quad \alpha = \frac{1}{\sqrt{j(j+1)}} \quad , \quad z = f(a^+ a + 1) a$$

تابع f عملگر خلق و فنا عمیم یافته z و z^+ را به عملگرهای خلق و فنا a و a^+ ارتباط می دهد. حالا می توان ویژه حالت عملگر فنا Z را به عنوان حالت همدوس تعریف کرد که به صورت زیر می باشد

(23)

$$|\zeta> = N(|\zeta|^2)^{-\frac{1}{2}} \exp[\zeta f^{-1}(a^+ a) a^+] f^{-1}(a^+ a) |0>$$

که $N(\zeta)^{-\frac{1}{2}}$ ضریب بهنجارش تابع موج است.

خلاصه

گرانش کوانتومی حلقه، نظریه ریسمان و هندسه ناجاچایی وجود طول کمینه‌ای از مرتبه طول پلانک را نشان می‌دهند که دقیق اندازه‌گیری مکان را محدود می‌کند و نمی‌توان نقاط فضازمان را با دقیق بیش از طول پلانک تفکیک کرد. این تفکیک پذیری محدود اشاره به فضا زمان فازی دارد. طول کمینه، $\eta\sqrt{\beta}$ ، منجر به اصلاح عدم قطعیت هایزنبرگ می‌شود که موجب مقاومت جدیدی در مکانیک کوانتومی می‌شود. ما نتایج این رابطه را برای سیستمی که شامل نوسانگرهای هارمونیک کوانتومی باشد مطالعه کردیم. دیدیم که با وجود گرانش عملگرهای خلق و فنا هیچ تفاوتی از شکل استاندارد خود ندارد فقط تکانه تبدیل به تکانه تعیین یافته شده بود اما معادلات حرکت سیستم متفاوت هستند و فقط در حد $0 \rightarrow \beta$ به نتایج مکانیک کوانتومی معمولی کاهش می‌یابند. یک نتیجه مهم این بود که با وجود گرانش کوانتومی به دلیل جمله شامل β هیچ نوسانی شامل هارمونیکی نخواهیم داشت. از مقدار انتظاری عملگر تکانه دیدیم وابستگی جرمی پیچیده‌ای وجود دارد. همچنین نشان دادیم که قضیه اهرنفست در رژیم GUP به دلیل طول کمینه معتبر نیست. سرانجام حالات همدوس سیستم‌های کوانتومی در هندسه ناجاچایی دوباره بررسی شده است [8].

مراجع

- [1] K.Nozari and T. Azizi; *Gen. Rel. Grav.* **38** (2006)325
- [2] K.Nozari and T. Azizi; *Physics Letters B* **629** (2005) 41
- [3] K.Nozari and S. Akhshabi, *Int. J. Mod. Phys. D* **19** (2010) 513
- [4] P. Narayana Swamy; [*arXiv: quant-ph/0610079*]
- [5] K.Nozari and B. Fazalpour; *Chaos, Solitons and Fractals*, **34** (2007)224-24
- [6] A.Kempf, G. Mangano and R.Mann, *Phys.Rev.D* **52** (1995)1108
- [7] K.Nozari and P. Pedram, *Euro physics Letters* (in press), [*arXiv: 1011.5673*]
- [8] K.Nozari and S. Namdari, Entropic Force and the Generalized Uncertainty Principle, Work in progress