

مجموعه مقالات

یازدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

۱۳۸۵ بهمن ۱۹

قزوین

دانشگاه بین المللی امام خمینی(ره)

بسم الله الرحمن الرحيم

سپاس خدای را که توفیق برگزاری یازدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم در دانشکده علوم پایه دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره) را به ما داد. هر ساله در چنین گردهمایی جمعی از اختفیضیکدانان اعم از اعضای هیئت علمی و دانشجویان تحصیلات تکمیلی از دانشگاهها و پژوهشگاههای سراسر کشور برای ارائه آخرین نتایج پژوهشی‌های خود حضور می‌یابند.

در گردهمایی یازدهم، بیش از ۶۵ پژوهشگر با ارائه ۴۲ مقاله به صورت سخنرانی و پوستر موجب رونق این جمع شدند. همچون سال گذشته مقالات ارائه شده باید حد اکثر ۴ صفحه بوده و محدودیتی برای زبان ارائه مقالات وجود نداشت، گرچه مناسب به نظر می‌رسد برای هماهنگی بهتر، در سالهای بعد مقالات فقط به زبان فارسی ارائه شوند.

حمایت و راهنمایی آقای دکتر جمشید قبری ریاست محترم انجمن نجوم ایران مشوق ما برای برگزاری گردهمایی بود. آقایان دکتر مهدی خاکیان، دکتر هاشم حامدی وفا، تلاشی ستودنی در کمیته علمی داشتند. کمیته اجرایی این گردهمایی به ریاست آقای دکتر مجید سلیمانی، معاونت محترم پژوهشی دانشکده علوم پایه و همت کارشناسان گروه فیزیک، آقای جعفر حسنا و مریم قمی و یاری دانشجویان دانشگاه بین المللی امام خمینی(ره) خانم ها: مینا موحدی نیا، محبوبه غیاثوند، سمیه عبدالهی، فهیمه صفایی فخر و آقایان: پیمان فرازمند و مهدی عباسی مهر نقش مهمی در برگزاری این گردهمایی داشته اند، که بدین وسیله از آنان سپاسگزارم. به دلیل اختصار، از ذکر نام دیگر یاران از مجموعه کارکنان و دانشجویان کوشای دانشگاه معدورم و بدین وسیله قدردان زحمات آنان هستم. حمایت ویژه آقای دکتر غفوری فرد، ریاست محترم دانشگاه، مساعدت های آقای دکتر زندیه معاونت پژوهشی دانشگاه، و آقای دکتر محمد اخویزادگان ریاست محترم دانشکده علوم پایه و یاری اعضای محترم گروه فیزیک مشوق ما برای برگزاری این گردهمایی بودند.

داود پورمحمد

دبير گردهمایی

فهرست

صفحه

- ۱ گرفت کلی خورشید ۲۹ مارس ۲۰۰۶ - علی عجب شیری زاده
- ۵ بررسی تأثیر گرانش ستاره مرکزی بر روی ساختار سحابیهای سیاره نما - سمیه شیخ نظامی
- ۹ مشاهده و حل منحنی نوری و سرعت شعاعی ستاره دوتائی گرفتی **V1425 Cyg** - مسعود جعفری
- ۱۳ بررسی مقایسه‌ای الگوریتم‌های یافتن تهی‌جاه‌ها در ساختار بزرگ مقیاس عالم - زینب شفیعی
- ۱۶ **WAVELET ANALYSIS OF SOLAR MACRO-SPICULE RECURRENCES** - احسان توابی
- ۲۰ تحلیل مقدماتی منحنی نور ۱۳ سیستم دوتایی از پروژه اروس - کاظم نقیسی
- ۲۴ وقوع ناپایداری حرارتی هم فشار در اثر گرمایش پخش شدگی در ابرهای مولکولی - محسن اصغر نژاد
- ۲۸ تحلیل منحنی سرعت ستاره‌های دوتایی طیفی با استفاده از روش برازش غیرخطی - رزیتا محبی
- ۳۲ **Dynamical Evolution of Magneto-Acoustic Mode in a Spherical Shell: Application to roAp Stars** - شهرام عباسی
- ۳۶ **Strange Stars** - محسن بیگدلی
- ۴۰ همگرایی گرانشی عدسی‌های چندگانه - نکیسا نورایی
- ۴۴ بررسی ساختار غبار در سحابی سیاره نمای **NGC 7662** با استفاده از نرم افزار **DUSTY** - علی بستانی
- ۴۸ بررسی تشکیل ساختار برای مدل انرژی تاریک متغیر با زمان - قادر درستی
- ۵۲ تأثیر خودگرانش بر ساختار تعادلی یک قرص ضخیم غیر چرخان در اطراف جسم فشرده مغناطیسی مرکزی - ساره عطایی

The Effects of Density Stratification on Oscillations and Damping of Standing
MHD Quasi Linear Modes in Solar Coronal Loops

- کیومرث کرمی

آهنگ برافزایش وابسته به شعاع در قرصهای ضخیم- کاظم فاقعی

استفاده از داده‌های EGRET در تخمین طیف پرتوهای کیهانی اولیه
خوشکهکشانی Virgo - حمید ارجمند

آزمونی برای گرانش کوانتمی با استفاده از داده‌های تابش پر انرژی کیهانی - داود ساداتیان

بررسی ساختار دینامیکی شاره مغناطیسی نسبیتی در اطراف ستارگان پر جرم غیردوار - زهرا شیخ بهایی

اثر چگالی متغیر طولی در نوسانات حلقه‌های تاج خورشید- حسین صفری

محاسبه ضخامت بهینه آلومینیوم و سرب برای آشکارسازی پرتوی گاما از
طریق تبدیل به زوج الکترون-پوزیترون در گستره 2-100 MeV - علیرضا فرهمندی

عمق اپتیکی در کوتوله‌های سفید - فرزان مومنی

تفکیک و ردیابی ساختارهای سطح خورشید در تصاویر رصدی با توان تفکیک بالا- هاشم حامدی و نا

بررسی تشکیل ساختار در عالم در رژیم خطی برای مدل واپاشی خلاء - قادر درستی

بررسی توزیع چگالی ماده در نواحی فرو چگال با استفاده از تقریب کروی - سپهر اربابی بیدگلی

جستجوی ستاره‌های مشابه خورشید با استفاده از
داده‌های اخترسنجی GCRV و HIPPARCOS - علی کوهپایی

آشکارسازی بهمنهای گستردۀ هوایی از طریق آرایه‌ای از آشکارسازهای چرنکوف- فرزانه شیدایی

- مطالعه‌ی خواص فیزیکی ستاره‌ی کوتوله‌ی سفید در فضای فاز گسترش یافته - روح ... علامی ۱۰۹
- بررسی تعداد ذرات ثانویه بهمن های هوایی ناشی از پرتوهای گامایی به غایت پرانرژی - امیر شاه مرادی ۱۱۳
- نورسنجی و حل منحنی های نوری و سرعت شعاعی ستاره دوتایی گرفتی **VW Cep** - پرویز آسايش ۱۱۷
- بررسی ناهمسانگردی در زاویه‌ی سمتی پرتوهای کیهانی و مطالعه‌ی میدان مغناطیسی زمین - مهدی خاکیان ۱۲۱
- ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی کم انرژی و خواص محیط بین ستاره‌ای محلی (**LISM**) - زینت زرینی ۱۲۴
- مطالعه نظریه دید در مکان یابی رصدخانه سنتندج - کیومرث کرمی ۱۲۸
- مطالعه پارامترهای هواشناسی و لرزه شناسی در مکان یابی رصدخانه سنتندج - کیومرث کرمی ۱۳۲
- پاسخ‌های تحلیلی جریان برافراش غیرتقارن محوری با غلبه‌ی پهن‌رفت - علیرضا خصالی ۱۳۶
- وابستگی زمانی برافراش شبکه‌ی چرخان مغناطیده‌ی پلی‌تروپ - علیرضا خصالی ۱۴۰
- ناپایداری گرمایی غیر خطی در ابرهای مولکولی و شکل گیری کپه‌های کوچک - حسینعلی محمدی تفکیک آلگوریتمی ستاره‌های متغیر از نوع قیفاووسی و دوتایی‌ها در داده‌های **EROS I** و **MACHO** - هانیه یزدانفر ۱۴۳ ۱۴۶
- جستجوی منابع قوی رادیویی گستردۀ در **Dec 30- Dec 50** - امین معتمدی نسب ۱۴۹
- مقایسه تعداد لک‌های خورشیدی با شار دریافتی توسط تلسکوپ رادیویی دانشگاه شهید چمران - وحیده کامرافر ۱۵۳
- فعالیت‌های رصدخانه‌ی البرز - محمود بهمن آبادی ۱۵۷

گرفت کلی خورشید ۲۹ مارس ۲۰۰۶

عجب شیری زاده علی

^۱ دانشگاه تبریز دانشکده فیزیک گروه فیزیک نظری و اختیار فیزیک تبریز ایران

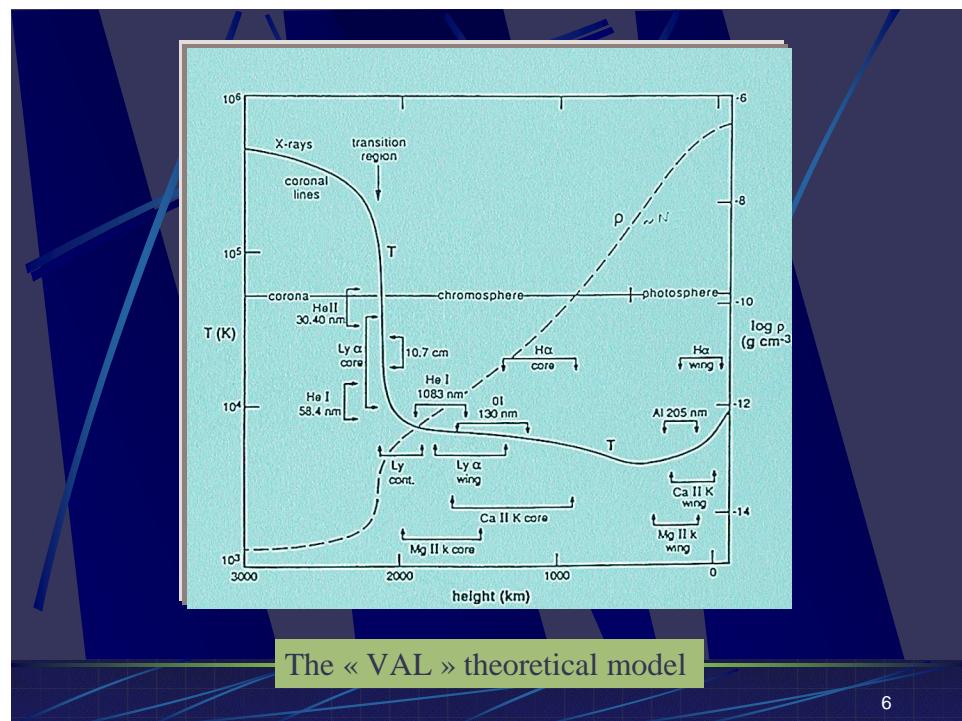
^۲ مرکز تحقیقات نجوم و اختیار فیزیک مراغه مراغه ایران

چکیده:

بزرگ ترین گرفت کلی خورشیدی در مورخه ۲۹ مارس ۲۰۰۶ در اغلب نقاط دنیا از جمله در مصر بوقوع خواهد بیوست. این پدیده نادر را صد ها میلیون نفر در تمام دنیا (افریقا اروپا و آسیا) مشاهده خواهند کرد. از نقطه نظر علمی چه باید کرد؟

اخیرا چندین ماموریت فضائی جهت مطالعه تاج خورشیدی پرتاب گردیده است (*Yohkoh*; *SoHO*; *TRACE*). چندین *GEuros* در اینده نزدیک بزودی پرتاب خواهد گردید: (*Stereo*; *SolarB*; *Coronas*; *SDO*). پر اهمیت ترین مسائل فیزیک خورشیدی که هنوز هم پا بر جا هستند عبارتند از: ۱- علت افزایش دما در بالای فوتوفسفر چیست و منشاء گرمایش تاج چیست؟

۲- مبدأ اتلاف جرم (باد خورشیدی ذرات پرانرژی و غیره) در خورشید چیست؟ ساز و کارهای بکار رفته در میدان مغناطیسی **B** توسط نظریه پردازان تا بحال در نظر گرفته شده است ولی ان را نمی توان مستقیما اندازه گیری کرد (تقریبات بکار می رود). در این مقاله با در نظر گرفتن نقش پلاسمای در باد خورشیدی و در ساختارهای تاج درونی و بیرونی و میانی اندازکشان انجام میدان مغناطیسی نشان داده خواهد شد. با در نظر گرفتن مدل تئوری **VAL** برای اتمسفر خارجی خورشید شکل ۱.

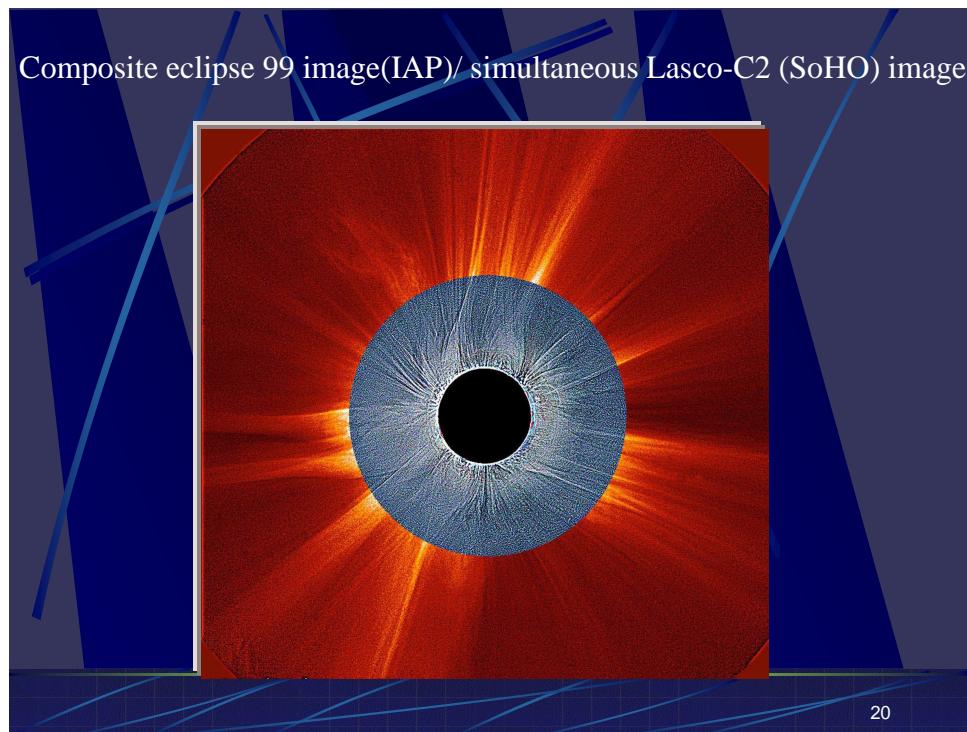


شکل ۱: الگوی نظری **VAL** در مورد اتمسفر خارجی خورشید

تصاویر *Lasco C2(SoHO)* که نشانگر جریان پلاسمای در فواصل بیشتر از ۲،۳ برابر شعاع خورشید است مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته و جستجوی پاسخ سؤالاتی که تا حال جواب داده نشده است در رصد گرفت کلی یاد شده در بالا جستجو خواهد گردید و نتایج مورد انتظار از گرفت ۲۹ مارس ۲۰۰۶ تعبیر و بررسی می گردد.

مقدمه

ساختارهای داخلی تاج بوسیله نیروهای مغناطیسی شکل می گیرند و جریان پلاسمای (باد خورشیدی) دائم خورشید را ترک میکند. در اثنای گرفت کلی خورشید این جریانات پلاسمائی قابل تجزیه و تحلیل می گردد. گرفتهای کلی خورشید تنها فرصت ذیقیمت برای مطالعه تاج خورشیدی در نور مرئی (W-L) از سطح تا چندین برابر شعاع ان بشمار می رود. مطالعه این مورد (تاج درونی و میانی) را نمی توان بوسیله تصاویر رصد شده از فضا که از طریق کرونوگراف فضایی انجام داد شکل ۲.



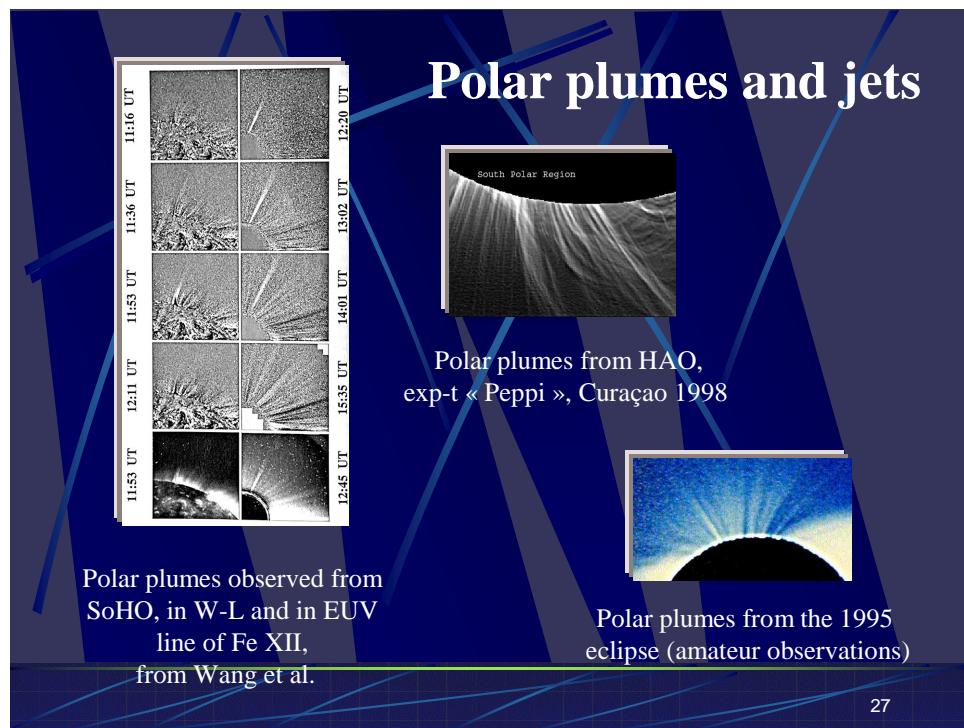
شکل ۲ : تصویر ترکیبی گرفت کلی ۹۹ درایران بطور همزمان با

Lasco -C2 (SoHO)

امروزه بیشترین مقدار فوتون یعنی عالی ترین نسبت signal/noise را با بکارگیری CCD انجام داد: تجزیه و تحلیل ساختارهای ریز (تقریبات میدان **B** ، دینامیک و غیره) با حد تفکیک موقتی و دائمی امکان پذیر می گردد(ر.ک. شکل ۲). مثالهای دیگر نظیر گرفت کلی خورشید ۱۹۹۱ Hawaii را می توان ملاحظه کرد که ساختارهای ریز اندازه در آن دیده می شوند. چه می توان انجام داد؟ چندین پیشنهاد.

لبه Streamer ها، ناپیوستگی های مغناطیسی، انشعابات، جدائیها در تاج خورشیدی موردهای فیزیکی مهم می

باشند. تحلیل ساختارهای دمائی نیز از مهمترین اهداف است که در مسئله گرمایش تاج بایستی در نظر گرفته شود. از قبیل ساختارهای مشاهده شده در $\text{H}\alpha$ (T=0.01MK)، در چندین خط نشری : FeXIV ، FeX (T=1MK) و در (T=2MK) W-L (densities) تجزیه و تحلیل تلاطم ها نیز بهنگام گرفت کلی میسر می گردد که از کلید های پاسخ به گرمایش تاج می باشد (گرفت کلی IRAN-IAP ۱۹۹۹). این گرفت با هماهنگی قبلی بطور همزمان با EUV EIT/SoHO تصاویر در Fe XII و HeII خطوط نشری گرفته شده است. همچنین پرک های قطبی و فورانها را که از ساختارهای بسیار مهم تاج بشمار می روند. در شکل ۳ گرفت های رصد شده از زمین و فضا از محل های متفاوت دیده می شوند.



شکل ۳: پرک های قطبی و فورانها در تاج خورشیدی .

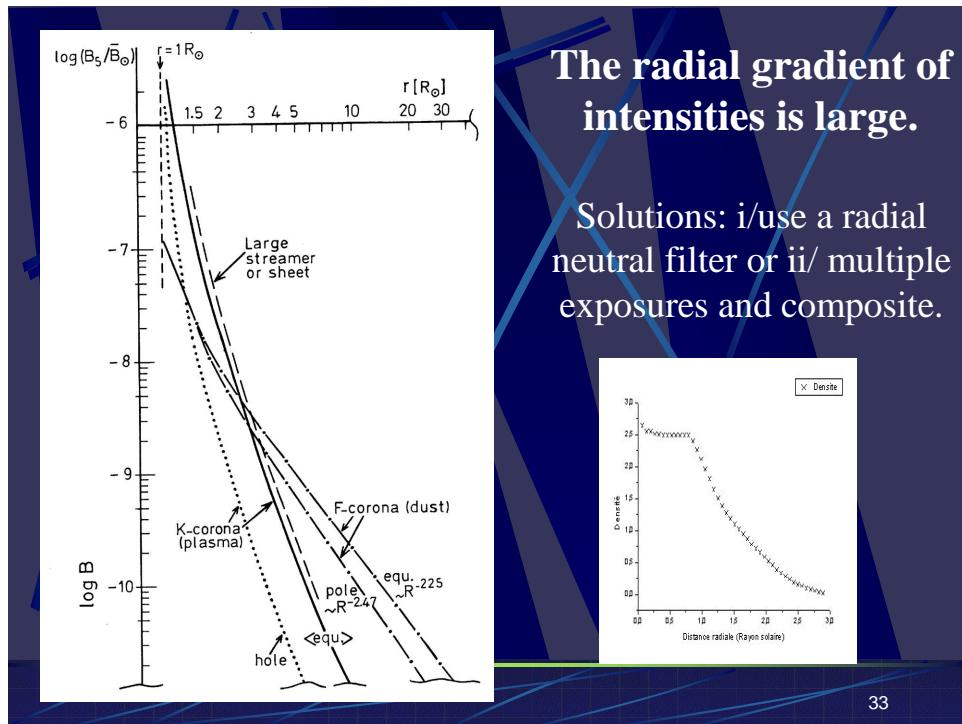
همچنین گرفت کلی رصد شده با بکار گیری اسپکتروگراف در ۲۰۰۱ و در انگولا (Ch. Viladerich & S. Koutchmy) جهت پیدا کردن چگالی الکترونهای ازاد و توزیع ماده خورشیدی در مسافت‌های چندین برابر شعاع خورشید و سرعت گسترش فورانها در حضور میدان مغناطیسی علاوه بر سرعت امواج صوتی و الفون نتایج مهمی را ارائه کرده است. چگونه باید عمل کرد ؟

نتیجه گیری

بایستی شرایط خیلی مخصوصی را در رصد گرفت های کلی در نظر گرفت :

- ۱- گراشیب شدتهای شعاعی بر حسب فاصله از لبه خورشید در تاج بسیار تند است شکل ۴. برای حل این مشکل از فیلتر های شعاعی یا از زمانهای نور دهی های متفاوت و ترکیب تصاویر باید استفاده کرد.

- ۲- شفافیت طیفی جو زمین و طیف کروموفر را باید در مقدار نظر داشت.
- ۳- از فیلترهای تداخلی بسیار باریک مخصوص استفاده کرد.
- ۴- بایستی تابع تراپرد مدولاسیون مجموعه تجهیزات رصدی و اثرات مزاحمتی اتمسفر زمین را نیز بخاطر داشت.

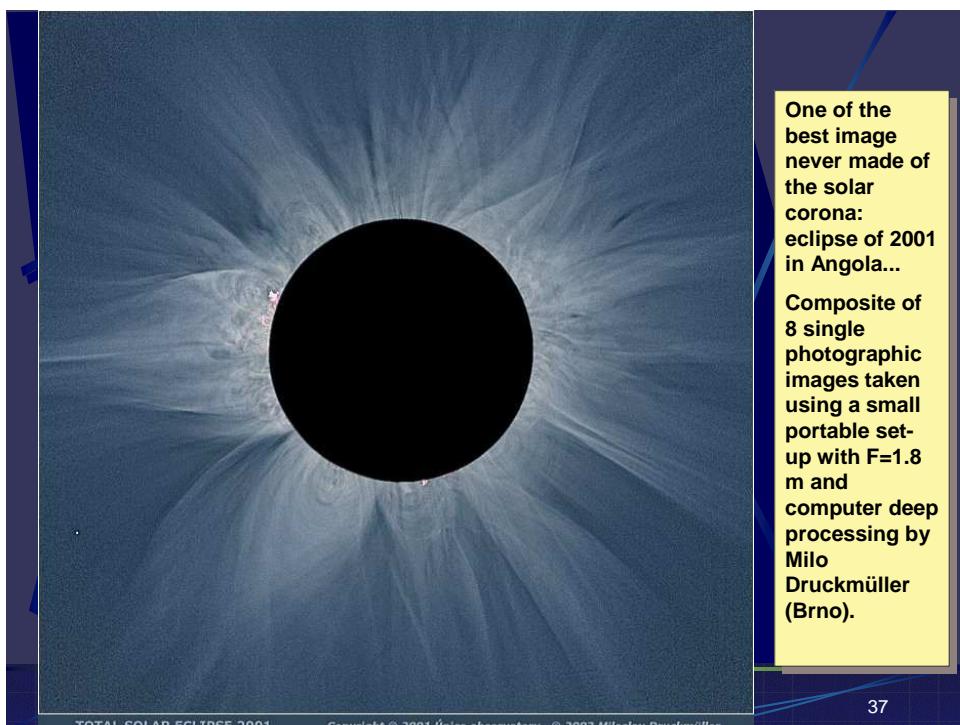


شکل ۴ : تغییرات شدت بر حسب فاصله از لبه خورشید .

۱. شکل ۵ مثالی از یک سری زمانی برداشته شده با CCD که در آن از فیلتر تداخلی باریک و سایر موارد تصحیحی ذکر شده در بالا رعایت شده است. این تصویر یکی از بهترین تصاویر برداشته شده تا بحال از

گرفت های کلی خورشید است که در انگولا در ۲۰۰۱ رصد گردیده است. ان ترکیب ۸ تصویر انفرادی

است :



شکل ۵ : تصویر پردازش شده بوسیله (Milo Druckmuller) با کانون

m1.8

بررسی تأثیر گرانش ستاره مرکزی بر روی ساختار سحابیهای سیاره نما

دکتر جمشید قنبری، سمیه شیخ نظامی

دانشگاه فردوسی مشهد - دانشکده علوم

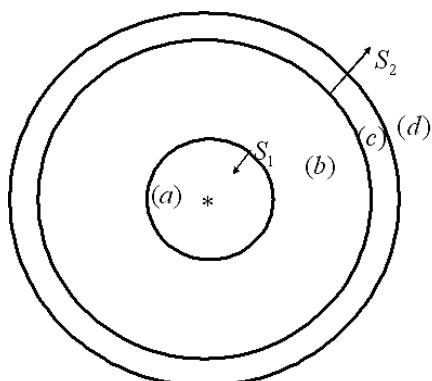
چکیده

سحابیهای سیاره نامامحیطهای گازی هستند که درنتیجه تأثیراتی هایی که بر روی محیط اطراف ستاره ای می باشد؛ بنابراین می توان از تقریب لایه نازک برای بررسی دینامیک آنها استفاده نمود.تا کنون درکلیه کارهای انجام شده اثر گرانش بر ساختار سحابی سیاره نما چشم پوشی شده است. دراین مقاله سعی بر این است تا علاوه بر وجود آثاری چون میدان مغناطیسی ، چگالی محیط و فشار حرارتی اثر گرانش ستاره مرکزی نیز بر ساختار سحابی سیاره نما موردنبررسی قرار گیرد.

مقدمه

نظریه دو بادستاره ای اندرکنش کننده برای ستارگان پر جرم توسط (Weaver et.al ۱۹۷۷) و برای سحابیهای سیاره نما توسط (Kwok et.al ۱۹۷۸) توسعه یافت. مطابق شکل بر اثر اندرکنش دوباد ستاره ای چهار ناحیه متفاوت

تشکیل می شود که عبارتند از:(۱) ناحیه اول شامل باد ستاره ای سریع که موج ضربه داخلی آنرا محدود می کند،(۲)ناحیه شامل باد ستاره ای ضربه دیده که وسعت زیادی دارد و حباب گاز را تشکیل می دهد،(۳) ناحیه ضربه دیده توسط موج ضربه ای خارجی که سحابی سیاره نما می باشد و ضخامتش نسبت به ابعاد حباب گازی بسیار نازک است،(۴) مواد باد ستاره ای کند می باشد مدلهای ISW به خوبی بیشتر سحابیهای سیاره نمای کروی و بیضوی را توضیح می دهد.



شکل (۱)

اما محدوده وسیع سحابیهای سیاره نمای دو قطبی واشکال دیگر آنها مثل مدلهای با تقارنهای در راستاهای متفاوت با مدل ISW قابل توضیح نیستند لذا امروزه مدلهای بادهای ستاره ای اندرکنشی تحت عنوان مدلهای GISW توسعه یافته اند.از جمله در این کارما یکی از مدلهای تعمیم یافته بادهای ستاره ای اندر کنشی را به کار برده ایم.لذا سیستمی را در نظر می گیریم که وابسته به زمان است و در کنار پدیده های متفاوتی که در قبل بررسی شده ، مثل فشار حرارتی لایه سحابی ، میدان مغناطیسی ستاره مرکزی (موجود در باد ستاره ای) گرانش ستاره مرکزی را نیز وارد خواهیم کرد. از آنجا که ضخامت لایه سحابی، نسبت به ابعاد سحابی سیاره نما بسیار کوچک است می توان از تقریب لایه نازک استفاده کرد.در مرحله نخست برای سادگی لایه گازی سحابی را دارای تقارن کروی در نظر می گیریم.میدان

مغناطیسی را نیز با استفاده از فرضهای ساده کنند (Chevalier, 1994) در راستای سمتی در نظر میگیریم واز مولفه شعاعی میدان مغناطیسی صرفنظر می کنیم. لایه سحابی سیاره نما را به شکلی در نظر می گیریم که مرزها با زمان تغییر می کنند (Giuliani, 1982). فرمولبندی مسأله استفاده میکنیم.

برای منظورنمودن اثرگرانش ستاره مرکزی در معادله بقاء تکانه ازنمایش تانسوری (Marceel Goossense, 2003)

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{v}\vec{v} + \vec{P}) - \rho g - Q\vec{E} - \vec{J} \times \vec{B} = 0$$

$$Q\vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} = \nabla \cdot \vec{M}$$

$$\rho g_i = \sum_{ik} \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}$$

در این روابط p تانسور فشار، M تانسور ماسکول، I تانسور واحد و T تانسور گرانش است. اگر از نمایش (Giuliani, 1982) استفاده کنیم می توان نوشت:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho \vec{v} dv = \int \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{u}) dv - \int \nabla \left[\rho \vec{v} \vec{v} - \frac{BB}{4\pi} + I \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) - T \right]$$

حال بایستی جملات معادله فوق را روی مرزهای المان انتخابی باز کنیم. که ازروش (Giuliani, 1982) استفاده خواهیم کرد از طرفی شکل تانسور گرانش به صورت زیر است که Θ زاویه قطبی می باشد:

$$T_{ik} = -\frac{1}{4\pi G} \left[g_i g_k - g^2 \frac{\delta_{ik}}{2} \right]$$

باید به این نکته توجه نمود که در هر مرز T فرق می کند. نهایتا پس از محاسبات طولانی و نیز با تقریب مرتبه اول برای $\frac{\Delta}{R}$ معادله بقاء تکانه به شکل زیر در می آید:

$$\mu \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\rho_a (u_\perp - v_{a\perp})(\vec{v} - v_a) + \vec{e}_\perp (P_i + \frac{B_i}{8\pi}) - (v_{II} - u_{II})\mu \frac{\cos \xi}{R} \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + \frac{g^2}{4\pi G} [(\cos 2\xi) e_\perp + (\sin 2\xi) e_{II}]$$

که در این روابط u سرعت حرکت مرز ρ_a و v_a به ترتیب جگالی و سرعت باد ستاره ای کندمی باشد. ازانجا که انتظار داریم مرز با سرعت ثابت حرکت کد (Chevalier, 1982) می توان نوشت. حال برای بدون بعد نمودن معادلات از کمیتها زیر استفاده می کنیم: $W = W_0 V(\theta)$, $V_{II} = W_0 U(\theta)$, $\lambda = V_a / W_0$, $u_\perp = v_\perp$

$$\tan \xi = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \theta}$$

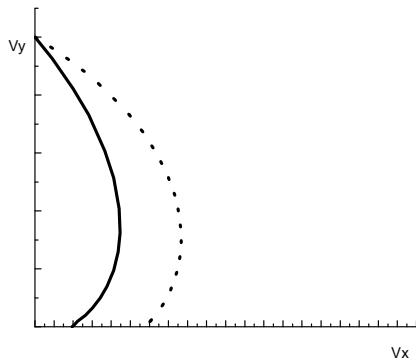
$$\Omega v^2 = (v - \lambda) \cos \xi - \frac{\cos \xi}{\sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (v \sin \Omega (u + v \sin \xi)) \right]$$

$$0 = -\cos^2 \xi \left(1 - \frac{\lambda}{v} \right)^2 + (1 - \lambda)^2 f(x) + (u + v \sin \theta) \Omega \frac{\cos \xi}{v} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos \xi) - u \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{g^2}{4\pi G \rho_a t_1 W_0^2} [\cos 2\xi - f(x)]$$

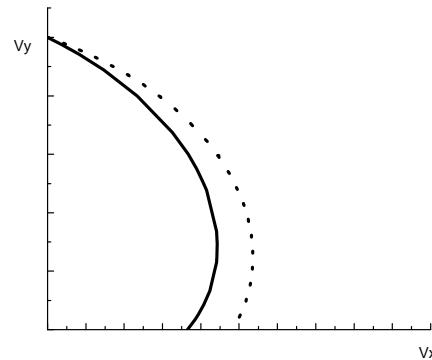
$$(1 - \lambda)(u + \lambda \sin \xi) - (u + v \sin \xi) \Omega \left[\frac{\partial v}{\partial \theta} + v \cos \xi \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right) \right] - \frac{g^2}{4\pi G \rho_a t_1 W_0^2} (\sin 2\xi) = 0$$

چون در نقطه $\theta = 0$ تکینگی داریم برای رفع این مشکل به صورت زیر عمل میکنیم. چهارتابع $V(\theta), U(\theta), \Omega(\theta), \zeta(\theta)$ را حول نقطه صفر بسط می‌دهیم.

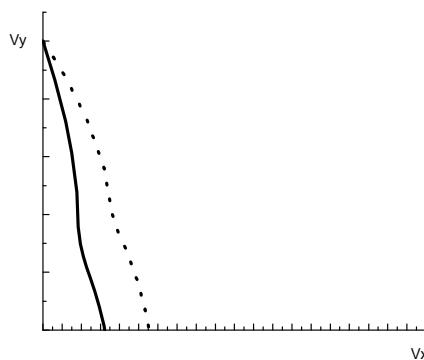
$$V = 1 + a_1\theta^2, U = C_1\theta, \Omega = \Omega_0, \zeta = d_1\theta$$



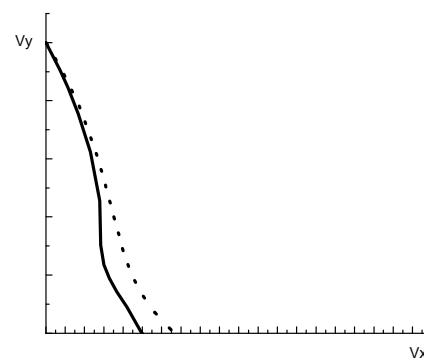
$$a = 10, \lambda = 0$$



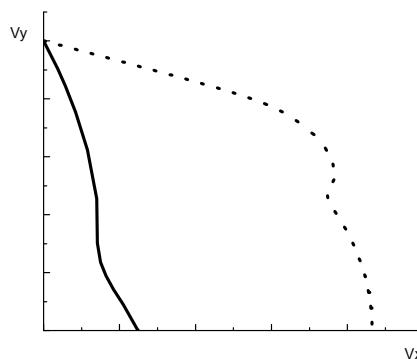
$$a = 1, \lambda = 0$$



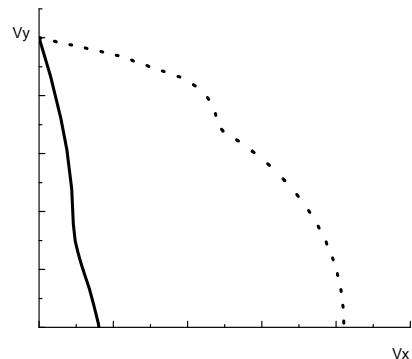
$$a = 100, \lambda = 0.5$$



$$a = 100, \lambda = 0.25$$



$$a = 100, \lambda = 0.25$$



$$a = 100, \lambda = 0.5$$

در نمودارهای فوق محور قائم محور قطبی و محور افقی محور استوانه ای است که ۴ نمودار اول تغییر دینامیکی پوسته در حضور گرانش را نشان می دهد و ۲نمودار دیگر تحول زمانی پوسته سحابی در زمانهای مختلف را نشان می دهد. با توجه به منحنیهای بدست آمده برای پوسته می توان گفت که:

۱) حضور گرانش ستاره مرکزی تاثیر قابل ملاحظه ای در چگونگی توسعه سحابی داشته است. وجود فشار منفی گرانشی ستاره مرکزی سرعت توسعه لایه سحابی را در محیط میان ستاره ای کم می کند..

۲) کمیت a نسبت چگالی انرژی مغناطیسی به چگالی انرژی جنبشی را کنترل می کند. افزایش a به معنی افزایش سهم میدان مغناطیسی در مقایسه با آثار جنبشی است. همچنین عامل شکستن تقارن کروی ، وجود میدان مغناطیسی و کمپت a است. همچنانکه ملاحظه می شود هرچه مقدار a افزایش یابد ، شکل پوسته از حالت متقارن کروی فاصله می گیرد . لذا این عدم تقارن منجر به تولید یک پوسته نا متقارن و فرورفته در نزدیک استوا می گردد

۳) کمیت λ نسبت سرعت مواد محیطی به سرعت حرکت پوسته در امتداد قطب را معین می کند، برای حالتی مربوط به a بالا، با افزایش λ فرورفتگی ایجاد شده در پوسته از استوابه سمت قطب متقل می شود.

برای یک مقدار مشخص از a ، ملاحظه می شود، با افزایش مقدار λ عدم تقارن کمتری به چشم می خورد ، زیرا موادی که دارای حرکت کننده هستند (در شعاعهای کمتر) فشار لبه کمتری را متحمل می شوند.

۴) بعلاوه از نمودارها مشخص می شود که با گذشت زمان سحابی در محیط میان ستاره ای منبسط شده و مطابق با همان چیزی است که انتظار داشتیم زیرا با گذشت زمان انرژی درونی سحابی اضافه شده و باعث انبساط سحابی می شود.

Marcel Goosens & Kluwer Academic, 2003 ISBN, 1402014295

Giuliani, J.L.Jr.1982, APJ ,**256**,624.

Kwok ,S,Purton,R & Fitzgerald ,P.M.1978,APJ,**219**,L125

Chevalier,R.a & Luo ,D.1994, APJ,**421**,225

Pascoli G. 1985. Astron. Astrophys. **147**, 257

Pascoli G. 1992. Publ. Astron. Soc. Pac. **104**,350

Pascoli G. 1997. Ap. J. **489**, 946

مشاهده و حل منحنی نوری و سرعت شعاعی

ستاره دوتائی گرفتی V1425 Cyg

مسعود جعفری^۱، بهرام خالصه^۲ و رضا پژوهش^۳

^۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

^۲ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد

^۳ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده

نور سنجی ستاره دوتائی گرفتی V1425 Cyg طی یازده شب در اوخر مهر ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری رصدخانه ابوریحان شیراز در دور صافی B و V انجام گرفت. با کمک این داده ها و داده های طیف سنجی هیل و خالصه (۱۹۹۳)، منحنی های سرعت شعاعی و نوری این سیستم دوتایی به طور هم زمان با استفاده از برنامه ویلسون (۱۹۹۱) مورد تحلیل قرار گرفت. نتایج این بررسی نشان داد، سیستم دوتایی V1425 از نوع بتا لیرا بوده و جرم مولفه های اول و دوم به ترتیب $M = 4.61M_{\odot}$ و $M = 2.96M_{\odot}$ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $R = 3.599R_{\odot}$ و $R = 3.275R_{\odot}$ است.

۱. مقدمه

ستاره دوتائی V1425 Cyg یک دوتائی با دوره تناوب $1/252387$ روز میباشد. این دوتائی اولین بار توسط استرودمیر و نیگ^۷ (۱۹۶۰) کشف گردید. اولین بار منحنی نوری این سیستم توسط تات^۸ (۱۹۷۰) بدست آمد. اولین طیف سنجی این سیستم توسط چامبلیس^۱ (۱۹۸۱) بدست آمد ولی او قادر به تعیین نسبت جرمی و عناصر مداری سیستم نگردید.

نور سنجی های بعدی این سیستم توسط گودار^۳ و همکارانش (۱۹۸۸) و لی^۶ (۱۹۸۹) انجام گردید. لی^۶ با تحلیل منحنی نوری اش توسط برنامه ویلسون (۱۹۷۱) به دو جواب تقریباً یکسانی دست یافت. یکی از جوابها پیشنهاد می کرد که V1425 Cyg از نوع سیستم جدا از هم می باشد و جواب دیگر، V1425 Cyg را یک سیستم نیمه جدا با مولفه اول که تقریباً حد روج خودش را پر کرده می باشد، در نظرمی گرفت. بنابراین او نتیجه گرفت که این سیستم از نوع آنگول معکوس می باشد.

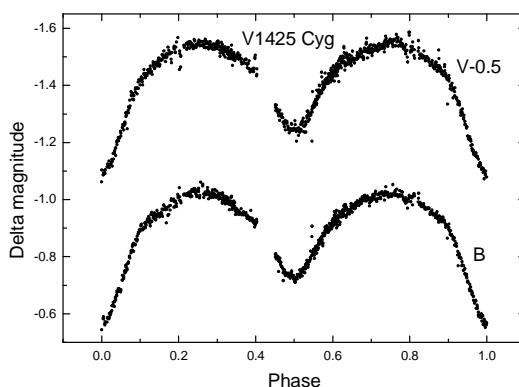
مشاهدات طیف سنجی بعدی این سیستم توسط هیل و خالصه^۴ (۱۹۹۳) انجام گردید. آنها نسبت جرمی این سیستم را 0.641 بدست آورده و با تحلیل داده های لی^۶ و گودار^۳ از طریق اجرای برنامه Light 2 نتیجه گرفتند که آرایش این سیستم از نوع نیمه جدا بوده که مولفه اول آن 9.90% حد روج خودش را پر نموده است. بعدها دیگر منسی^۲ و همکارانش (۱۹۹۶) منحنی های نوری صافی های B و V مربوط به داده های گودار^۳ و همکارانش را از طریق برنامه ویلسون^{۱۰} (۱۹۹۲) تحلیل نمودند. تجزیه و تحلیل آنها نشان داد که هر چند مولفه اولیه این سیستم 9.92% حد روج خودش را پر نموده ولی مولفه دوم این سیستم کاملاً حد روج خودش را پر کرده است و در نتیجه این سیستم آنطوری که لی^۶ تصور می نمود از نوع آنگول معکوس نمی باشد و همچنین نتایجی که آنها بدست آورده بنتایج هیل و خالصه^۷ نزدیک بود.

۲. مشاهدات و نور سنجی

نورسنجی ستاره دوتائی گرفتی V1425 Cyg طی یازده شب در اوخر مهر ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری کاسگرین مجهز به نور سنج و تکثیر کننده RCA 4509 رصد خانه ابوریحان بیرونی شیراز در دو صافی B و V انجام گردید و در هر صافی ۹۳۴ داده مشاهده شد. در این مشاهده ستارگان BD+55°2534 و BD+54°2488 بعنوان ستارگان مقایسه وکترل بکار برده شدند. همچنین برای محاسبه فاز سیستم از عنصر نوری زیر که توسط لی^۶ ارائه گردیده، استفاده شد.

$$\text{HJD(min)} = 2445969 + 1/2523879 E$$

منحنی های نوری در دو صافی B و V در شکل ۱ آورده شده است.



شکل ۱: منحنی های نوری مشاهده شده دوتائی V1425 Cyg در صافیهای V و B

۳. تحلیل هم زمان منحنی های نوری و سرعت ساعی

در این مقاله طیف سنجی و نورسنجی ستاره دوتائی V1425 Cyg توسط برنامه ویلسون^{۱۱}(M1998) مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. براساس مشاهداتی که روی این سیستم در صافی های B و V انجام شد، اختلاف قدرها به شدتها تبدیل گردید و حاصل بصورت داده های نورسنجی برای ورودی برنامه ویلسون استفاده گردید. برای تحلیل منحنی سرعت ساعی نیز از تمام ۱۸ داده بدست آمده توسط هیل و خالصه^۷ استفاده شد. در ضمن دو منحنی سرعت ساعی و دو منحنی نوری بطور همزمان برای تعیین پارامترهای هندسی و فیزیکی سیستم بکار برده شده اند.

همانطور که قبل بیان گردید این سیستم نیمه جدا بوده و مولفه دوم، حد روج خودش را پر نموده است. لذا مدد برای تحلیل همزمان منحنی های سرعت ساعی و نوری این سیستم انتخاب می گردد. در این مدد پارامترهای L₂ و Q₂ نمی توانند پارامترهای آزاد انتخاب شوند. چون شکل منحنی های نوری طبیعی است، لذا در اینجا فرض شده که جسم سومی وجود ندارد و سیستم فوق فاقد هر گونه لکه می باشد. در ضمن بخاطر جو تابشی این سیستم، برای ضرائب انعکاس و تاریکی گرانشی مقدار واحد در نظر گرفته شده است.

بنابراین مدد برنامه ویلسون برای این سیستم بکار برده شد و پارامترهایی که در این برنامه تا رسیدن به یک جواب همگرا آزاد انتخاب شدند، عبارتند از: زاویه میل مداری Ω ، نسبت جرمی q ، دمای سطحی مولفه دوم T_2 ، پتانسیل

سطح روج مولفه اول Ω_1 ، تابندگی مولفه اول L_1 ، نیم محور مدار a ، سرعت مرکز جرم سیستم v و ضرائب تاریکی X_1 و X_2 .

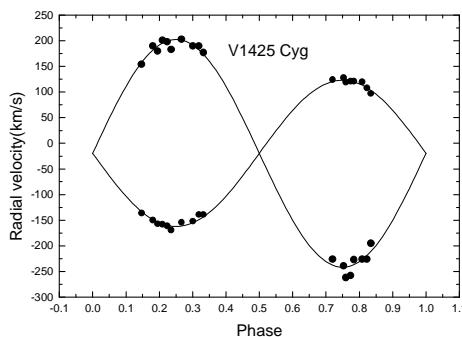
همچنین دربرنامه ویلسون مربوط به این سیستم، قانون تقریب تاریکی لبه خطی و لگاریتمی برای هر دو مولفه استفاده گردید و برای قانون تاریکی لبه لگاریتمی که با رابطه ۱ داده می‌شود بهترین نتیجه بدست آمد.

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

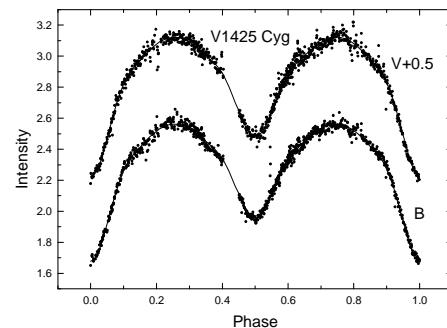
پارامترهای x و y در رابطه اخیراز برنامه **vhlimb** که مربوط به وانهام^۹ می‌باشد، بدست آمد. در نهایت جواب پذیرفته شده برای این سیستم در جدول ۱ درج گردیده است و منحنی‌های نوری و سرعت شعاعی نظری آنها نیز در شکل‌های ۲ و ۳ نشان داده شده‌اند.

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
i	$70/178 \pm 0/209$	$X_{\gamma V}$	$0/605$	$L_{\gamma V}/(L_1 + L_2)$	$0/664 \pm 0/006$
$a(R_{\text{sun}})$	$9/589 \pm 0/019$	$X_{\gamma}(\text{bol})$	$0/743$	$L_{\gamma B}/(L_1 + L_2)$	$0/317$
$v(\text{km s}^{-1})$	$-19/54 \pm 0/252$	$X_{\gamma}(\text{bol})$	$0/716$	$L_{\gamma V}/(L_1 + L_2)$	$0/336$
Ω_1	$3/391 \pm 0/015$	$y_{\gamma}(\text{bol})$	$0/066$	$R_{\gamma}(R_{\text{sun}})$	$3/599$
Ω_2	$3/1129$	$y_{\gamma}(\text{bol})$	$0/077$	$R_{\gamma}(R_{\text{sun}})$	$3/275$
$A_1 = A_{\gamma}$	۱	$M_{\gamma}(M_{\text{sun}})$	$1/64$	$r_{\gamma}(\text{pol})$	$0/309$
$g_1 = g_{\gamma}$	۱	$M_{\gamma}(M_{\text{sun}})$	$0/055$	$r_{\gamma}(\text{pol})$	$0/319$
$T_{\gamma}(k)$	۱۴۶۰۰	$M_{\gamma}(\text{bol})$	$-2/02$	$r_{\gamma}(\text{side})$	$0/374$
$T_{\gamma}(k)$	11798 ± 57	$M_{\gamma}(\text{bol})$	$-0/89$	$r_{\gamma}(\text{side})$	$0/334$
$X_{\gamma B}$	$0/897$	$M_{\gamma}(M_{\text{sun}})$	$4/61$	$r_{\gamma}(\text{back})$	$0/392$
$X_{\gamma V}$	$0/993$	$M_{\gamma}(M_{\text{sun}})$	$2/96$	$r_{\gamma}(\text{back})$	$0/366$
$X_{\gamma B}$	$0/583$	$L_{\gamma B}/(L_1 + L_2)$	$0/783 \pm 0/006$	$(\Sigma \omega r^{\gamma})$	$0/134$

جدول ۱: پارامترهای بدست آمده برای ستاره دوتایی V1425 Cyg



شکل ۳: دوایر تو پر برای نقاط سرعت شعاعی مشاهده شده و خطوط پیوسته برای منحنی‌های نظری برآش شده نظری برآش شده می‌باشند.



شکل ۲: دوایر تو پر برای نقاط نورسنجی مشاهده شده و خطوط پیوسته برای منحنی‌های نظری برآش شده می‌باشند.

همچنین کمینه های نوری اول و دوم این ستاره با استفاده از روش کوی^۵(۱۹۵۶) بدست آمدکه در جدول ۲ درج گردیده شده اند.

J.D.(Hel.)	خطا	مینیمم نوری	صافی
۲۴۵۳۶۴۱/۱۸۷۹	± ۰.۰۰۶۹	I	B
۲۴۵۳۶۳۷/۴۳۱۱	± ۰.۰۰۱۸	I	B
۲۴۵۳۶۳۹/۳۱۱۴	± ۰.۰۰۰۱	II	B
۲۴۵۳۶۴۱/۲۰۱۶	± ۰.۰۰۴۹	I	V
۲۴۵۳۶۳۷/۴۳۱۵	± ۰.۰۰۲۵	I	V
۲۴۵۳۶۳۹/۳۱۱۷	± ۰.۰۰۰۱	II	V

جدول ۲: کمینه های نوری اول و دوم ستاره دوتائی V1425 Cyg در دو صافی V و B

۴. خلاصه

در مقاله حاضر ، منحنی های نوری و سرعت شعاعی V1425 Cyg براساس مشاهدات نورسنجی در رصدخانه ابو ریحان بیرونی شیراز در سال ۱۳۸۴ وداده های سرعت شعاعی هیل و خالصه^۴ تحلیل شده است. نتایج این تحلیل نشان می دهد که جرم مولفه های اول و دوم به ترتیب $M = 4/6M_{\odot}$ و $2/96M_{\odot}$ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $R = 3/599R_{\odot}$ و $3/275R_{\odot}$ می باشد. همچنین دمای مولفه دوم این سیستم $k^{\circ} = 11798 \pm 57$ می باشد. نتایج بدست آمده در توافق خوبی با نتایج هیل و خالصه^۴ می باشد.

۵. سپاسگزاری

لازم می دانیم که از همکاری صمیمانه آقایان محمد نیکنام و علیرضا چنانی در رصدخانه ابو ریحان بیرونی دانشگاه شیراز کمال امتحان و تشکر را داشته باشیم.

مراجع

- Chambliss, C.R.: *Inf. Bull. Var. Stars* , No.2051(1981)
- Degirmenci, O.L., Gulmen, O., Sezer, C., Gudur, N. and Erdem, A.: *Astrophys. Space Sci.* 241, 327(1996)
- Gudur, N., Gulmen, O., Sezer, C., Eker, Z. and Keskin, V.: *Astrophys. Space Sci.* 146, 83(1988)
- Hill, G., Khaleseh, B.: *Astron. Astrophys.* 276, 57(1993)
- Kwee,K.K.,van Worden, H.: *Bull. Astr. Inst. Neth.* 12, 327(1956)
- Lee, Y.S.: *Astrophys. J.* 338, 1016(1989)
- Strohmeier,W.,Knigge,R.: *Veroff. Remeis-Sternwarte. Bamberg* V, No.8(1960)
- Tate, R.C.: *Inf. Bull. Var. Stars*, No. 438(1970)
- Van Hamme,W., AJ,106,2096(1993)
- Wilson, R.E.: private communication(1992)
- Wilson, R.E.: private communication(*the latest version of Wilson program(1998) for eclipsing binary stars can be found at: ftp.ufl.astro.pub/wilson/lcdcprog*).

بررسی مقایسه‌ای آلگوریتم‌های یافتن تهی جاها در ساختار بزرگ مقیاس عالم

اربابی بیدگلی، سپهر^۱ توسلی، سعید^۲ تولیت کاشانی، طهمورث^۳ رحمانی، هادی^۴ شفیعی، زینب^۵ شقاچیان، محبویه^۶ شیخ بهایی، زهرا^۷ عنبرانی، امیر^۸ واسعی زاده، کاوه^۹ (اعضای تیم به ترتیب الفبا)

^۱ پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

^۲ دانشکده علوم دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

علی‌رغم گذشت نزدیک به ۳۰ سال از نخستین کشف تهی جاها، هنوز تعریفی از آنها که مورد توافق اکثریت کیهان‌شناسان باشد وجود ندارد. تهی جاها بزرگترین ساختارهایی هستند که در عالم یافت می‌شوند و بخش مهمی از ساختار بزرگ مقیاس عالم را تشکیل می‌دهند که سراسر کیهان را فراگرفته است و به مراتب کمتر از میانگین عالم حاوی ماده و کهکشان هستند. برای توصیف میزان تهی جاها در عالم و بررسی آماری خواص آنها در نقشه‌های انتقال به سرخ مانند توزیع بزرگی، میانگین چگالی و شکل هندسی، تعریف مشخصی از تهی جا مورد نیاز است. تعریف تهی جا وابسته به روشی است که برای یافتن آنها در نقشه‌های رصدی یا شبیه سازی به کار می‌رود و تاکنون بیش از ۱۰ روش مختلف یافتن تهی جا مطرح شده و برای بررسی نقشه‌های متفاوت مورد استفاده قرار گرفته است. در این طرح پژوهشی در نظر داریم روش‌های موجود را مورد مطالعه قرار دهیم، آنها را باسازی کرده و مقایسه آماری نتایج آنها را در یک نقشه واحد انجام دهیم و اولین گام را برای ارائه یک تعریف جامع برداریم.

مقدمه

تهی جاها. با آغاز تهیه نقشه‌های انتقال به سرخ در دهه ۱۹۷۰، کیهان‌شناسان در مقایسه‌های بزرگتر از خوشه‌های کهکشانی که تا آن زمان شناخته شده بودند، با ساختارهایی در توزیع کهکشانها و ناهمگنی‌های غیرمنتظره‌ای در این توزیع مواجه شدند. از جمله، نواحی بسیار عظیمی در این نقشه‌ها دیده می‌شدند که ظاهرًاً فاقد کهکشانهای پرنور بودند. در دهه‌های ۱۹۸۰ و ۱۹۹۰ با به دست آمدن نقشه‌های گسترده‌تر و ژرف‌تر وجود شبکه‌ای از ساختارها ثابت شد که تمامی عالم را فرامی‌گیرد و ساختار بزرگ مقیاس عالم نام گرفت. برای مطالعه نواحی خالی از کهکشان در نقشه‌هایی که از رصد و شبیه سازی‌های تشکیل ساختار در عالم تهیه شده است، روش‌های گوناگونی ارائه و به کار گرفته شده که در نحوه تعریف و تشخیص تهی جاها، تفاوت‌های قابل ملاحظه‌ای دارند. این تفاوت‌ها شامل در نظر گرفتن و یا نگرفتن حداقل اندازه، شکل هندسی کروی یا دلخواه و خالی بودن کامل آنها یا استثناء قائل شدن برای کهکشانهای به اصطلاح میدانی است.

طرح مقایسه آلگوریتم‌های تشخیص تهی جاها

این مطالعه در سه مرحله انجام می‌گیرد. مرحله اول و دوم شامل گردآوری، باسازی و پیاده سازی روشها و آلگوریتم‌هایی می‌شود که تاکنون در بیش از ۳۰ مقاله در بررسی نقشه‌های ۲ بعدی و ۳ بعدی رصدی و شبیه سازی مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین در مرحله اول نمونه‌های ۲ بعدی حاصل از برنامه‌های گسترده نقشه برداری انتقال به سرخ 2dFGRS و SDSS آمده سازی می‌شوند. برخلاف مطالعات گذشته تهی جاها که با استفاده از روش‌های مختلف در بررسی کاتالوگ‌های متفاوت به کار گرفته شده‌اند، در اینجا همه آلگوریتم‌ها بر نمونه‌های واحد از این نقشه‌ها اعمال شده و مورد بررسی‌های آماری قرار می‌گیرند. در مرحله دوم، مانند مرحله اول همین فرایند اما در ۳ بعد تکرار شده، و مطالعه تهی جاها در نقشه‌های ۳ بعدی حاصل از بزرگترین شبیه سازی ساختار عالم Millenium Simulation که حاصل چند ماه محاسبه با ابرایانه بوده اضافه می‌شود. مرحله سوم شامل ارائه

تعریف جامع و برنامه ریزی روش و آلگوریتم جدیدی است که با تنظیم چند پارامتر برای تهی جا های مورد نظر، مانند ۲ یا ۳ بعدی یا شکل منظم یا دلخواه، قابلیت به دست آوردن نتایج آلگوریتم های گذشته را داشته باشد. انتشار این آلگوریتم تمییز یافته به همراه سایر آلگوریتمهای تهیه شده به زبان فورتران و در اختیار قرار دادن آن در دست کیهانشناسان با هدف کمک به تعریف یک استاندارد بین المللی انجام خواهد گرفت.

آلگوریتم های متداول در یافتن تهی جا ها

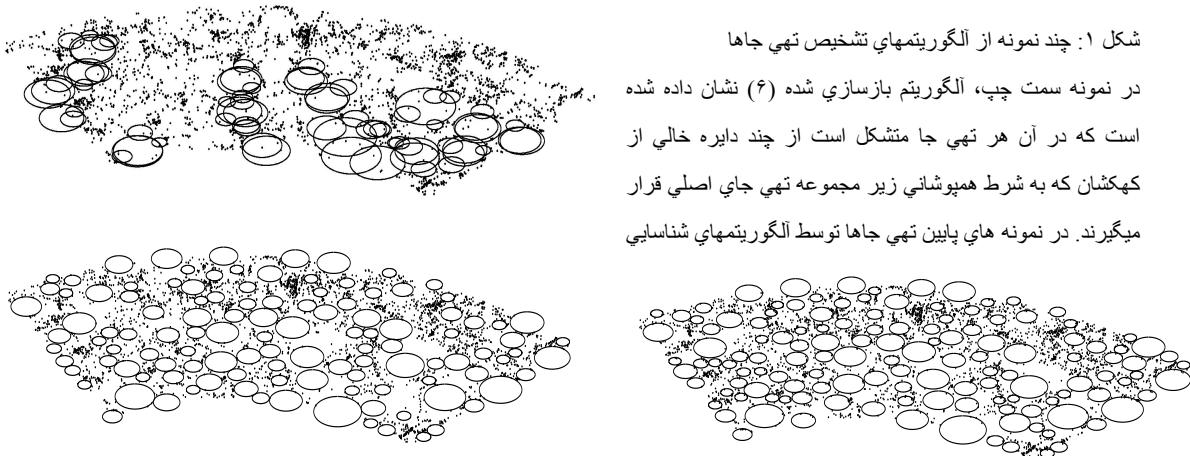
تعدادی از روشهایی که تا کنون در یافتن تهی جاها مورد استفاده قرار گرفته اند در جدول ۱ قید شده اند. تفاوت های مذکور در این روش ها اگرچه در مقالات با استدلالهای مختلف توجیه شده اند، اما عمدتاً ناشی از دیدگاه های شخصی هستند و به علت نبودن معیارهای تعریف شده از سلایق پیروی می کنند. بازسازی و پیاده سازی این آلگوریتمهای مختلف در این کارگروهی در ایران تا کنون تا ۸۰٪ انجام شده و نتایج آن به صورت چند هزار خط برنامه فورتران آماده نوشته شده، صحت کار برنامه ها آزمایش شده و آماده استفاده می باشد. همچنین تعداد زیادی از نمونه های محدود به حجم و دارای تصحیحات لازم از نقشه بزرگ 2dF GRS آماده سازی شده است (۱). این گروه هم اکنون مشغول اجرای آنلاین انتشار داده های خود را شامل ۸۰۰۰ درجه مربع زاویه فضایی در اختیار منجمین بزرگ دیگری به نام SDSS پنجمین انتشار داده های خود را شامل ۲dF GRS می باشد. اخیراً نقشه قرار داده و اینکه تا چه حد می توان از این نقشه برای انجام محاسبات^۳ بعدی استفاده کرد در حال بررسی می باشد.

جدول ۱ : برخی از روشهای متداول برای یافتن تهی جاها در نقشه های انتقال به سرخ

مرجع	نقشه مورد بررسی	تعريف تهی جا	روش یافتن
۲	کهکشانها و خوشه های CfA1 نقشه CDM، شبیه سازی	مناطقی کاملاً خالی کروی بدون شرط اندازه	روش ۱: برآش کرده های خالی با حد اکثر شعاع روش ۲: تخمین اندازه تهی جاها میانگین فواصل خالی از کهکشان در امتداد خطوط تصادفی
۳	دو ترکیب نقشه ZCAT و CRVG و SRC	مناطق کاملاً خالی با شکل نزدیک به کانونکس بدون شرط اندازه	قرار دادن کهکشانها در شبکه، یافتن بزرگترین مریع های خالی و الحاق سلوهای خالی به آنها به شرط طول بیشتر از ۲/۳
۴	نقشه های شبیه سازی	مناطق کاملاً خالی با شکل دلخواه و بزرگتر از یک پارامتر قابل تنظیم	قرار دادن کهکشانها در شبکه، محاسبه فاصله هر سلوول تا نزدیکترین کهکشان، تعیین بیشینه های محلی فاصله و الحاق سلوهای خالی به این مراکز و ادغام بخش های به دست آمده از تهی جاها به روش FOF
۵ و ۶	UZC PSCz و 2dF GRS	مناطق دارای کهکشانهای میدانی با شکل دلخواه، بزرگتر از ۲۰ Mpc/h	تقسیم کهکشانها به دو نوع میدانی و دیواری، تعیین بزرگترین کرده های خالی در بین کهکشانهای دیواری، الحاق به شرط همپوشانی
۷	2dF GRS	مناطقی کاملاً خالی کروی بزرگتر از ۱۰ Mpc/h	روش ۱: یافتن بزرگترین کرده های خالی با قرار دادن تعداد زیادی کرده به صورت تصادفی، گسترش کرده های خالی روش ۲: قرار دادن کهکشانه در شبکه، تعیین فاصله نزدیکترین کهکشان، یافتن بیشینه های محلی گسترش کرده ها تا احاطه توسط ۳ کهکشان، حذف کوچکتر در صورت همپوشانی

آلگوریتم های ۲ بعدی و ۳ بعدی

نقشه های ۲ بعدی مقاطع ساختارهای بزرگ مقیاس هستند و تهی جاهای میان آنها نیز طبعاً برشی از تهی جای واقعی در عالم ۳ بعدی می باشند. بررسی های آماری تهی جاهای مانند توزیع بزرگی وتابع احتمال مستلزم نقشه های انتقال به سرخی است که بخش گسترده ای از فضا را در ۳ بعد پوشش بدهد به گونه ای که تأثیر مرزهای نواحی رصد شده به کمترین حد مطلوب برسد. نقشه های به اندازه کافی بزرگ که در آن بتوان تهی جاهای ۳ بعدی را مطالعه کرد تا کنون وجود ندارد. ولی با استفاده از برش هایی با شکل و اندازه مطابق با نقشه های رصدی در ۲ بعد از شبیه سازی های چند جرمی نزدیک به واقعیت می توان نشان داد که نقشه های ۲ بعدی تا حد قابل قبولی خواص آماری تهی جاهای ۳ بعدی را نشان می دهند.



شکل ۱: چند نمونه از آلگوریتمهای تشخیص تهی جاهای در نمونه سمت چپ، آلگوریتم بازسازی شده (۶) نشان داده شده است که در آن هر تهی جا مشکل است از چند دایره خالی از کهکشان که به شرط همپوشانی زیر مجموعه تهی جای اصلی قرار میگیرند. در نمونه های پایین تهی جاهای توسط آلگوریتمهای شناسایی

همانطور که شکل ۱ نشان می دهد، نکته جالب توجه این است که ممکن است دو روش با وجود تعریف های مساوی از تهی جا، یعنی در اینجا دایره های خالی از کهکشان، به علت تفاوت در شیوه محاسبات، تهی جاهای مختلفی به دست دهند. هدف ما از اجرای این طرح مقایسه شاخص های آماری توزیع تهی جاهای است که در نتیجه به کار بردن روش های مختلف متفاوت به دست می آیند.

مرجع ها

۱. تهی جا ها در نقشه انتقال به سرخ 2dF GRS، امیر عنبرانی، سپهر اربابی بیدگلی، مقاله نامه دهمین همایش سالانه نجوم، زنجان ۱۳۸۴
2. Einasto J., Einasto M., Gramann M., MNRAS (1989), 238, 155
3. Kauffmann G., Fairall A., MNRAS (1991) 248, 313
4. Aikio J., Mähönen P., ApJ (1998), 497, 534
5. Hoyle F., Vogeley M., ApJ (2002), 566:641- 651
6. Hoyle, F., Vogeley M., Rojas, Goldberg, AAS meeting 205, 94.04
7. Patiri, S.G., Betancort-Rijo, J. E., Prada, F., Klypin, A., Gottlöber, S., MNRAS (2006), 369, 335
8. Müller V., Arbabi-Bidgoli S., Einasto J. & Tucker D., MNRAS (2000), 318, 280
9. Arbabi-Bidgoli S., Müller V., MNRAS (2002), 332, 205
10. Stavrev, K.Y., Astron. Astrophys. Suppl. Ser. (2000), 144, 323

WAVELET ANALYSIS OF SOLAR MACRO-SPICULE RECURRENCES

A. Adjabshirizadeh^{*}, S. Koutchmy^{**}, E. Tavabi^{*}

^{*} Department of Theoretical Physics and Astrophysics, Tabriz University, 51664 Tabriz, Iran,
(E-mail: a-adjabshirizadeh@tabrizu.ac.ir and tavabi@tabrizu.ac.ir)

^{**}Institut d'Astrophysique de Paris & UPMC, 98 Bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France
(E-mail:koutchmy@iap.fr).

Abstract

We study the temporal behavior of the intensity of spicules and macro-spicules at the solar limb as observed by TRACE (Transition Region and Corona Explorer) in the 1600 Å channel and obtain some evidence of spicule oscillations, using the wavelet analysis techniques.

The time-frequency analysis provided by the wavelet analysis shows a temporal behavior of spicules with recurrences at periods of about 200-260 seconds with a typical lifetime of 10 minutes. Finally, we discuss two scenarios regarding the origin of spicule oscillations.

Key words. Sun: spicule oscillations-Method: wavelet analysis

1 Introduction

Sandwiched between the solar photosphere and the corona is the chromosphere, an irregular layer of hot plasma at temperatures of 6,000-60,000 K. Most of chromospheric radiation in quiet sun regions comes from spicules and macro-spicules, which are jet-like chromospheric structures, that erupt from the lower chromosphere at speeds of around 25 km/s, reaching heights of 6500 to 20,000 km before fading out of view or falling back towards the solar surface and have diameters, all along their length, of only 100-200 km and a temperature of about 10^4 K. Spicules are usually seen all around the limb of the sun; on the disk they are historically called mottles in quiet sun regions but they should not be confused with the fibrils of lower altitudes (see Athay 1986). They usually show a group behavior and are concentrated between supergranule cells (see e.g. the review of Sterling 2000). At any given time, there are at least 60,000 to 70,000 spicules on the solar surface (Zirin, 1988) although Athay gave a much larger number. Typical lifetime of spicules are 5-15 minutes and comparable to those of the photospheric granules. Macro-spicules or spikes appear to be giant spicules.

Macro-spicules were discovered from the Skylab He II (304 Å) imaging experiments. Their temperature structure ($\log T > 4$) extends into the transition region (TR) temperatures and their heights extend into the corona (Bohlin et al. 1975).

The mechanism of spicule formation and evolution is not well understood (for the propulsive mechanisms, see reviews of Sterling 2000; Lorrain & Koutchmy 1996; Filippov, Koutchmy and Vilinga 2006). The investigation of solar spicules is necessary in order to understand the transition region (TR) and the coronal heating (Kudoh & Shibata 1999). Magneto-acoustic waves propagate upward along the magnetic field lines and transfer energy from the photosphere to the upper atmosphere where it may get dissipated by resonant absorption (Walsh & Ireland 2003; Kudoh & Shibata 1999). The propagation of MHD waves through the chromosphere with shorter period than the spicule lifetime can be traced through spicule observation (Kukhianidze et al., 2006). The existence of 5 minutes oscillations in spicules, reported first by Kulizhanishvili & Nikolsky (1978) and more recently the existence of 3-5 minutes oscillations in dark mottles by De Pontieu et al., (2003), seem confirmed with periods that we obtained in this article using a different method. This diagnostic can be improved by the use of the wavelet analysis, which is a very powerful tool to obtain information on the temporal behavior of an oscillatory signal (see Baudin, Bocchialini and Koutchmy 1997).

2 Observations and Image Processing

The data used in this work consist of long sequences of observation of spicule from the Transition Region

and Corona Explorer (TRACE) 1600 \AA° UV continuum channel on 2002 July 6. The 1600 \AA° channel has a temperature sensitive range of $4.0 - 10 \times 10^3\text{ K}$ (Handy et al. 1999). Duration is 58 minutes from 7:09 to 8:07 UT, with spatial resolution of respectively $1'' (= 0.5''\text{ pixel}^{-1})$. The time interval between successive frames was 15 s. Since the images were taken by the TRACE satellite, we do not have Earth's atmosphere seeing effect (especially image motion and distortion) and therefore images were carefully aligned. The images can be found at the TRACE Web site: (<http://trace.lmsal.com/trace-cat.html>).

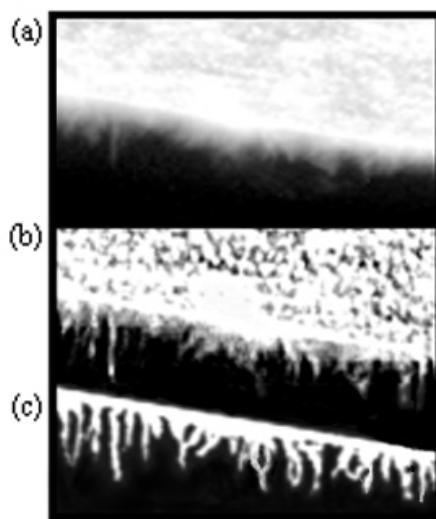


Fig.1: Jet-like structures in the upper photosphere from observations taken in 1600 \AA° UV channel, before (a) and after (b) denoised using Daubechies-4 and after (c) using the unsharp mask. In (c) we can see spicules and macro-spicules with possible small loops at their feet.

3 Time Series Analysis using the Wavelet Transform

The temporal information is obtained by computing the correlation of input signal $f(t)$ with a mother wavelet function ψ , which is a function of finite duration in time (where duration has to be precisely defined, see Baudin et al., 1994 & Christopoulou et al., 2003):

$$\text{CWT}(s, t_0) = \int f(t)\psi(s,t)dt \quad (3-1)$$

Where s is the wavelet scale and variation of t allows the translation of the analyzing wavelet in time. The variation of these two parameters leads to the time/frequency localization. Several different mother wavelet functions can be selected, but when applied to an oscillatory signal the best choice is the Morlet wavelet (Grossmann & Morlet 1984). The Morlet wavelet is just a sine wave modulated by a Gaussian window:

$$\psi\left(\frac{k}{s}\right) = \cos\left(\frac{kt}{s}\right) \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{s}\right)^2\right] \quad (3-2)$$

A wavelet coefficient CWT (Continue Wavelet Transforms) depends on two parameters, the time t and the scale s . Thus it will provide information around time t and around frequency $\nu = 1/s$. The global wavelet spectrum is an averaged power spectrum for all the scales and frequencies. It is similar to a smooth Fourier power spectrum and it is defined as the squared modulus proportional to the energy of the signal. This information will be displayed in two-dimensional plots, showing variations of the energy with time and frequency. One of the main problems of this method is to optimize the resolution in both time and frequency domains; the parameter k of Eq. (3-2) of the wavelet allows the resolution to be set to the required values. For larger values of k , we get a better frequency resolution but poorer time localization, in agreement with the Heisenberg's relation (Baudin et al., 1994). We choose $k=6$ which is a good compromise between time and frequency resolution, so as to be able to study the temporal variation which satisfactory time localization and a frequency resolution significantly accurate.

4 Discussion-Results

In this section we analyze the time behavior of the oscillation power spectrum averaged over the entire spicule.

In Eq. (3-1), f is the averaged power spectrum given by:

$$f = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N I_n^2 \quad (4-1)$$

Where I is the intensity of pixel and N is the total number of pixels over the selected spicule. Because spicule oscillations are spatially two-dimensional phenomena, we risk a reduction of the signal, since oscillations with different phase relation will cancel each other. However, wavelet analysis minimizes this risk since its basic property of time/frequency localization permits the discrimination of different oscillations even if their amplitude is low. The wavelet analysis of the oscillations averaged over the entire spicule can give us a first account of the frequencies of the significant oscillating modes, as well as whether they are continuously present with time or some of them appear only in different parts of the time series. The results for the two different spicules are shown in figure 2-a, b.

In this figure the left plots show the results of the CWT: The horizontal axis is the time in second, while the vertical axis is the frequency(mHz); Brighter color corresponds to higher power (95% confidence) of the wavelet coefficients. The right plots show, from a precise investigation of the power variations, periodic time of spicule oscillations. We have investigated 20 different spicules and obtained that nearly 30% of them show periodic behavior.

Our results verify that the intensity power spectrum shows distinct peak for periods of about 200-260 seconds, with frequency around 4.5 mHz (spicules show a typically range of lifetimes from 500 to 600 s, for 3 cycles). Spicules rise rapidly and reach to their maximum height (after about 1-2 minutes), remain about 1 minute in this phase, and then start to fall back down.

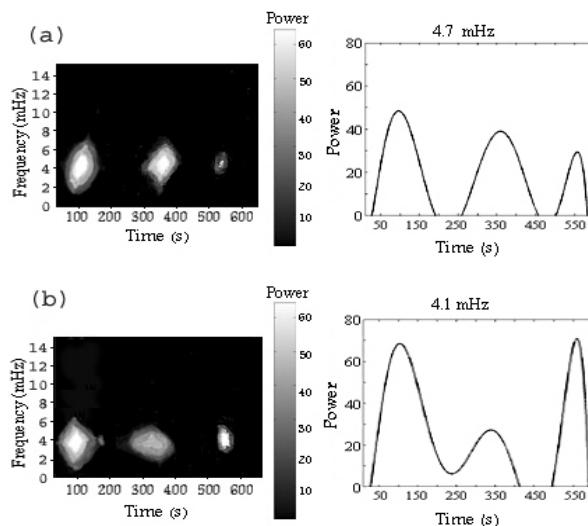


Fig. 2-a, b: Left plots show time/frequency variation of the power spectrum for two different spicules and right plots, the power spectrum curves (power spectrum vs. time) and show that most of spicule oscillations are not steady harmonic wave, but wave trains of finite duration.

An important question is: What is the cause of these periodic flows? Based on this consideration, our suggested scenarios are the following:

(i)The periodic upward & downward motion of spicule could be due to the nonstationary character of granular motion (see Baudin et al. 1997) i.e., spicules can be oscillated when granules move respect to each other.

(ii)These oscillations seem to be related to p -modes, but it is evident that if spicules are driven by p -modes, crucial details about their formation are still missing. Clearly, not all spicular flows are periodic, whereas most photospheric oscillations are. In addition, the horizontal scale for amplitude coherence of p -modes (≈ 8000 km) is well beyond the width of fibrils (De Pontieu 2003).

However, we should be remark about the increasing of the local acoustic cut-off period (P_c) inside the

spicule because of the higher temperatures and, more importantly, the inclination of spicule. Pc dramatically increases from 180s, in the upper photosphere, to more than 300s inside the spicules (see De Pontieu et al. 2004). So, spicules and macro-spicules allow significant leakage and propagation of p -modes (periods of $\approx 5\text{min}$) from the photosphere into the chromosphere and TR.

Several authors have studied the temporal variation of the intensity of the TR and chromospheric spectral lines. Doyle et al. (1998) found that the intensities of the TR spectral line ($\text{O V } 626.73 \text{ \AA}^\circ$) show oscillations with dominate periods around 250s with lifetime was approximately 10-15min and for the chromospheric spectral line ($\text{HeI } 584 \text{ \AA}^\circ$) oscillations appear with periodicity of 220s and typical lifetimes were about 10-20 min. Moreover, slightly different values of periods and lifetimes of the intensity oscillations for the transition region and chromosphere have been reported by Hansteen et al. (2000); Banerjee et al. (2001) and more recently by Gomory et al. (2006).

However, our results suggest that a majority of the chromosphere and TR oscillations are directly associated with periodic flows in spicular structures, because their periods and lifetimes are equal.

Acknowledgements. TRACE is a mission supported by NASA and Lockheed. The authors are most grateful to F. Baudin for useful discussions and critical reading of the manuscript. Image processing wavelet software was provided by O. Koutchmy (<http://www.ann.jussieu.fr/koutchmy/index-newE.html>).

References

- Banerjee, D., O'Shea, E., Doyle, J.G. and Goossens, M., 2001, *Astron.&Astrophys.*, **371**, 1137
- Baudin, F., Bocchialini, K. and Koutchmy, S., 1996, *Astron.&Astrophys.*, **314**, L9
- Baudin, F., Molowny-Horas, R. and Koutchmy, S., 1997, *Astron.&Astrophys.*, **326**, 842
- Baudin, F., Gabriel, A., and Gilbert, D., 1994, *Astron.&Astrophys.*, **285**, L29
- Bohlin, j.d., et al., 1975, *ApJ*, **197**, L133
- Birge, L., Massart, P. 1997,"from mode selection to adaptive estimation," in D-Pollard(ed), *Festchrift for L Le Cam*, Springer, pp.55-88.
- Christopoulou, E.B., Skodras, A., Georgakilas, A.A., Koutchmy, S., 2003, *ApJ*, **591**, 416
- De Pontieu, B., Erdelyi, James,S.P., nature, **430**, L536
- De Pontieu, B., Erdelyi, R. and De Wijn, A.G., 2003, *ApJ*, **595**, L63
- Doyle,J.G., Van den Oord, G.H.J., o'shea, E., & Banerjee, D., 1998, *Solar Phys.*, **181**, 51
- Filippov, B., Koutchmy, S., Vilinga,J., A&A, 2006, *Astron. Astrophys.* (in press)
- Gomory, P., Rybak, J., Kucera, A., Curdt, W. and Wohl, H., 2006, *Astron.&Astrophys.*, **448**, 1169
- Grossmann, A., Morlet, J., 1984, *SIAM J.Math.Anal.*, **15**, 723
- Handy, B.N. et al., 1999, *Solar Phys.*, **187**, 229
- Hansteen, V.H., Betta, R. & Carlsson, M., 2000, *Astron.&Astrophys.*, **360**, 742
- Lorrain, P. and Koutchmy, S., 1996, *Solar Phys.*, **165**, L115
- Karovska, M. & Habbals, S.R., 1994, *ApJ*, **431**, L59
- Kudoh, T., & Shibata, K., 1999, *ApJ*, **514**, 493
- Kukhianidze, V., Zagarashvili, T.V., Khutishvili, E., 2006, *Astron.&Astrophys.*, **449**, L35
- Kulidzhanishvili, V.I. and Nikolsky, G.M., 1978, *Solar Phys.*, **59**, 21
- Sterling, H.C., 2000, *Sol. Phys.*, **196**, 79
- Walsh, R.W., & Ireland, J., 2003, *Astron.&Astrophys. Rev.*, **12**,1
- Zirin, H.:1988, *Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press, Cambridge

تحلیل مقدماتی منحنی نور ۱۳ سیستم دوتایی از پروژه اروس

نفیسی، کاظم^{۱,۲}، کیاست پور، احمد^۱، ریاضی، نعمت الله^۲

^۱ دانشگاه اصفهان ^۲ دانشگاه شیراز ^۳ دانشگاه بیرجند

چکیده

سیزده سیستم دوتایی گرفته از بانک اطلاعاتی پروژه اروس توسط یک روش نیمه تحلیلی و بر اساس برخی فرضیات ساده سازی مورد تحلیل مقدماتی قرار گرفتند و پارامترهایی چون فروغمندی نسبی، میل مداری، شعاعهای نسبی و دماهای سطح مولفه های آنها بطور تخمینی بدست آمدند. منحنی نور سیستمهای دوتایی بر اساس پارامترهای بدست آمده ترسیم شدند و با منحنی نور رصدی مقایسه شدند. در اکثر موارد تطابق بسیار خوبی بین منحنیهای نور تحلیلی و رصدی وجود دارد. برخی عدم تطابق ها ناشی از نوعی عدم تقارن در کمینه های منحنیهای رصدی است. درصد از منحنیهای مقید، توسط روش نیمه تحلیلی ارائه شده قابل تحلیل بوده اند.

مقدمه

با گسترش تکنولوژی ساخت CCD و کاربرد آن در نورسنجی، منحنیهای نور دوتایی های گرفته زیادی بدست آمده اند که باید مورد تجزیه و تحلیل قرار گیرند. هم اکنون پروژه های بین المللی متعددی نظری اوگل، ماجو و اروس وجود دارند که اگرچه هدف اصلی آنها حل مسایل دیگر اختوفیزیکی از قبیل آشکارسازی ریز عدسهای گرانشی است، ولیکن در بانک اطلاعاتی آنها هزاران منحنی نور دوتایی گرفته به عنوان محصول فرعی جمع آوری شده است [1,2,3]. تحلیل این منحنیهای نور دارای اهمیت زیادی است. مثلا می توان از آنها در فاصله یابی استفاده کرد [4]

یا می توان اطلاعات به دست آمده را برای مطالعه پارامترهای ستاره ای و تحول ستاره ها به کار برد [5].

کدهای کامپیوتری ارزشمندی برای تحلیل منحنی نور سیستمهای دوتایی گرفته با درجات پیچیدگی مختلف وجود دارند (به عنوان مثال کد W-D Binary Maker 2 و ...). این کدها پیچیدگیهایی از قبیل اثر بیضی واری، اثر انعکاس، بیضی بودن مدارها و وجود جسم سوم را نیز تحلیل می کنند. از طرفی استفاده از این کدها مستلزم تخمینهای اولیه معقول و نسبتاً صحیح برای پارامترهای سیستم است که معمولاً در دسترس نیست.

روش ساده ای برای یافتن سریع مقادیر تخمینی پارامترهای سیستمهای دوتایی گرفته جزیی توسط نفیسی و همکاران ارائه شده است [6,7]. این پارامترها عبارتند از فروغمندی نسبی، شعاع، زاویه انحراف مداری و دمای سطحی ستاره ها. این روش در شرایط ویژه ای قابل اعمال است، از جمله اینکه ستاره ها کروی (سیستمهای جدا) و مدارها دایره ای باشند. کارایی این روش با مقایسه نتایج حاصل از آن، با نتایج حاصل از کد ویلسون- دوینی قبلاً مورد بررسی قرار گرفته است [6]. در این مقاله با اعمال روش نیمه تحلیلی فوق بر روی منحنی نور ۱۳ سیستم دوتایی از بانک اطلاعاتی پروژه اروس، برخی پارامترهای آنها استخراج شده اند.

داده های مشاهده ای

پروژه اروس کاتالوگی شامل منحنی نور ۷۹ سیستم دوتایی گرفته با دو صافی مختلف از ناحیه میله ابر بزرگ مازلان ارائه داده است [1]. همه نورگیریها با تلسکوپ بازتابی $10/4$ متری با نسبت کانونی f/10 و CCD های

۵۷۹ × ۴۰۰ پیکسلی انجام شده است. زمان نورگیری با صافی قرمز ۸ دقیقه و با صافی آبی ۱۵ دقیقه است. نورگیریها در دو صافی مختلف متناوباً با آهنگ تکرار ۲۵ دقیقه ای در شباهی صاف در خلال دسامبر ۱۹۹۱ تا آوریل ۱۹۹۲ صورت پذیرفته است. طول موج متوسط پاسخ صافیهای B_E و R_E به ترتیب برابر nm ۴۹۰ و ۶۷۰ است. رابطه تبدیل بین پاسخ صافیهای B_E و R_E و صافیهای B و V جانسون به صورت زیر است:

$$(B_J - V_J) = 0.92(B_E - R_E) \quad \sigma = 0.10 \text{ mag} \quad (1)$$

متاسفانه در بسیاری از منحنيها، پراکندگی داده ها بقدرتی زیاد است که تحلیل دقیق آنها ممکن نیست. پراکندگی داده ها در برخی از آنها، حتی از عمق کمینه ثانویه بیشتر است (به عنوان نمونه EROS 1015). برخی از منحنيها نیز مربوط به سیستمهای گرفتی بهم چسبیده یا نیمه جدا (مثلا 1004 EROS) و / یا با مدار بیضی هستند که از حوزه کاربرد روش ما خارج اند (مثلا 1041 EROS). در برخی دیگر، به دلایل منحنی نور در یکی از صافیها ارائه نشده است (مانند سیستمهای 1039 EROS 1071, EROS 1043, EROS 1025). از میان سیستمهای قابل تحلیل توسط روش ما، ۱۳ سیستم انتخاب شدند و تحلیل مقدماتی بر روی آنها انجام گرفت.

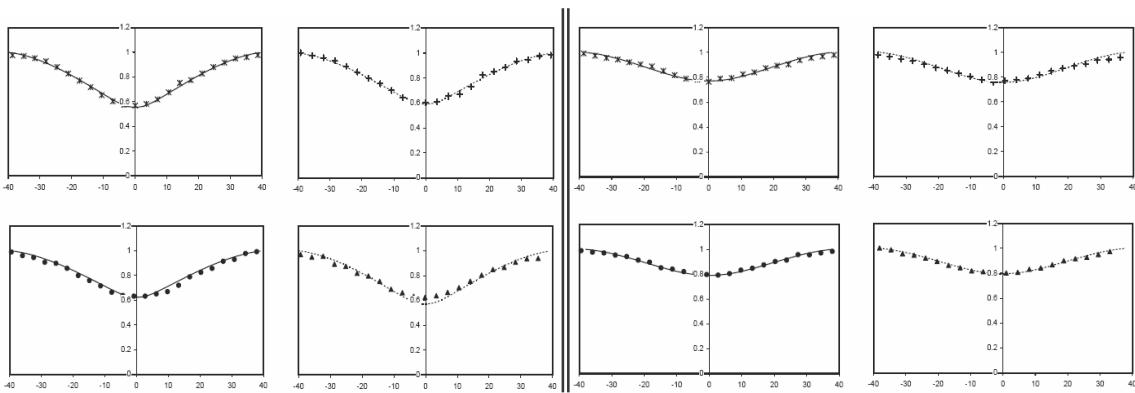
تحلیل داده ها

در جدول ۱ داده های استخراج شده از منحنيهای برگزیده جمع آوری شده است. در این جدول ستونهای با عنوانیں Max ، Pri و Sec به ترتیب قدر سیستمهای دوتایی را در زمان بیشینه نور، کمینه اولیه و کمینه ثانویه نشان می دهند. زاویه خروج از کمینه، ϕ_1 ، درج شده در این جدول، میانگین ϕ_1 برای دو صافی است که تاحدودی به روش آزمون و خطأ، برای حصول به بهترین انطباق داده های رصدی و نظری بدست آمده است.

جدول ۱ : پارامترهای انتخاب شده از منحنيهای نور برگزیده

EROS	Filter B_E			Filter R_E			Φ_1
	Max	Pri	Sec	Max	Pri	Sec	
1012	15.918	16.058	16.452	16.065	16.636	16.572	40.6
1017	14.976	15.260	15.233	15.103	15.405	15.352	38.7
1025	16.994	17.482	17.151	17.100	17.561	17.268	39.9
1036	15.387	15.900	15.667	15.559	15.959	15.899	33.1
1044	15.162	15.076	15.056	15.273	15.703	15.625	29.1
1045	16.404	17.184	16.514	16.419	17.005	16.539	25.1
1046	15.783	16.982	16.132	15.735	16.829	16.118	25.2
1052	16.050	16.605	16.380	16.170	16.676	16.558	21.1
1054	15.093	15.270	15.250	15.271	15.454	15.395	26.6
1058	16.252	17.510	16.449	16.404	17.435	16.649	27.1
1062	16.239	17.446	16.415	16.288	17.353	16.495	30.2
1065	16.017	17.240	16.328	16.117	17.254	16.450	25.5
1066	15.360	15.800	15.740	15.525	15.970	15.884	0.8.3

به دلیل پراکندگی بیش از حد برخی منحنیها، انتخاب صحیح پارامترهای فوق کار ساده‌ای نبود. از طرفی شکل منحنی تحلیلی که سرانجام از روش ما حاصل می‌شود، و عمق کمینه‌های اولیه و ثانویه آن، به پارامترهای ذکر شده به شدت حساس است. بنابراین معیار انتخاب صحیح این پارامترها، تطبیق هرچه بهتر داده‌های رصدی بر منحنی تحلیلی است. البته قابل ذکر است که، بهر حال، چون داده‌های رصدی مربوط به سیستمهای واقعی و منحنی تحلیلی نتیجه مدل ساده سازی شده است، تطبیق کامل مورد انتظار نیست. به عنوان مثال منحنی تحلیلی حاصل از روش ما در



ناحیه کمینه‌ها کاملاً متقاضن است در حالیکه منحنیهای نور سیستمهای واقعی بطور کامل متقاضن نیستند. شکل ۱ نمونه‌هایی از منحنیهای نور را در کمینه‌های اولیه و ثانویه به همراه منحنی تحلیلی نشان می‌دهد.

شکل ۱: منحنی نور سیستم EROS 1017 (چپ) و EROS 1012 (راست). خطوط پیوسته مربوط به منحنی تحلیلی و نقاط، داده‌های رصدی هستند. بالا: کمینه‌های اولیه، پایین: کمینه‌های ثانویه، سمت راست: صافی قرمز و سمت چپ: صافی آبی

محاسبه فروغمندیها، میل مداری و شعاعهای نسبی

با استفاده از پارامترهای استخراج شده، و بکارگیری روش نیمه تحلیلی [6]، پارامترهای سیستمهای دوتایی بدست آمده‌اند. نتایج حاصل در جدول ۲ آمده است. در این جدول L_{IB} و L_{IR} فروغمندی مولفه اولیه سیستم با جدول ۲: فروغمندیها، میل مداری، شعاعهای نسبی، و دمایهای سطحی حاصل از تحلیل مقدماتی منحنیهای نور

EROS	L_{IB}	L_{IR}	i	r_1	r_2	T ₁			T ₂		
						Main S.	Giant	Super G.	Main S.	Giant	Super G.
1012	0.6240	0.5730	86.8	0.3537	0.2984	11318	11114	13393	8279	8475	7965
1017	0.3350	0.3534	73.5	0.2683	0.3951	8912	9038	9103	10019	9990	11102
1025	0.5938	0.5674	72.3	0.2897	0.3929	10349	10274	11743	8818	8957	8930
1036	0.5016	0.4105	79.3	0.2487	0.3191	11769	11638	21630	8003	8220	7515
1044	0.7410	0.7644	82.9	0.3107	0.1875	9160	9254	9567	11095	11357	13843
1045	0.3161	0.2573	74.5	0.1112	0.3772	11761	17118	22215	8635	8795	8594
1046	0.61179	0.5867	76.6	0.2598	0.3187	10484	10389	11979	8672	8828	8661
1052	0.6834	0.6269	85.0	0.2005	0.1686	10918	10765	12726	8209	8412	7848
1054	0.8644	0.8913	78.2	0.3409	0.1427	9165	9258	9575	19250	18591	22927
1058	0.6715	0.6001	85.3	0.1905	0.2709	12204	11896	14803	7828	7054	7251
1062	0.7029	0.6546	83.8	0.2152	0.2964	10936	10781	12756	8117	8326	7695

۱۰۶۵	۰.۶۰۴۶	۰.۵۸۰۷	۸۴.۴	۰.۱۸۶۲	۰.۲۴۸۰	۱۰۲۴۶	۱۰۱۸۷	۱۱۵۶۴	۸۸۵۹	۸۹۹۳	۹۰۰۶
۱۰۶۶	۰.۸۳۵۰	۰.۸۴۲۷	۸۶۸	۰.۱۰۵۰	۰.۰۴۹۶	۱۰۶۶	۹۴۹۲	۱۰۰۸۴	۱۰۳۹۹	۱۰۳۱۶	۱۱۸۳۰

صافیهای آبی و قرمز است که به فروغمندی کل سیستم بهنجار شده است. i زاویه میل مدار، r_1 و r_2 شعاع مولفه های اولیه و ثانویه نسبت به شعاع مدار است. با استفاده از ملاک کامل بودن گرفت سیستم دوتایی، $\cos i < |r_1 - r_2|$ و استفاده از داده های سه ستون آخر جدول، ملاحظه می شود که همه سیستمهای مورد بررسی دارای گرفت جزئی هستند. البته نمی توان این مطلب را برای سیستمهای EROS1044 و EROS1046 و EROS1066 با اطمینان کامل بیان کرد، زیرا برای آنها مقدار $\cos i$ خیلی نزدیک به مقدار $|r_1 - r_2|$ است.

محاسبه دمای سطح مولفه ها

همچنین از روش ارائه شده در مرجع [6]، می توان $B_E - R_E$ را بدست آورد و با استفاده از رابطه (۱) $V_J - B_J$ را محاسبه کرد. سپس از روابط دما - نمار رنگ، به دمای مولفه ها پی برد. البته در این زمینه یک ابهام وجود دارد و آن رده فروغمندی مولفه ها است. بنابراین با در نظر گرفتن سه امکان رشته اصلی، غول و ابرغول، دمای هریک از مولفه های سیستم های برگزیده را بدست آورده و در جدول ۲ درج کرده ایم.

نتیجه گیری

مزیت اصلی روش نیمه تحلیلی ارائه شده در مرجع [6] ساده بودن آن و سرعت عملی است که برای محقق در تخمین پارامترهای سیستم دوتایی فراهم می آورد. بدین ترتیب برای تحلیل مقدماتی انبوهی از داده های خام که اخیراً توسط برخی از پژوهه های بین المللی در اختیار اخترشناسان قرار گرفته است و هر روز بر حجم آنها افزوده می شود، روش مفید و مناسبی است. در این مقاله ۱۳ سیستم دوتایی فرا کهکشانی (در ابر بزرگ مازلان) از بانک اطلاعاتی پژوهه اروس با این روش تحلیل شدند و پارامترهای آنها بدست آمدند. سپس منحنیهای نور بدست آمده توسط این روش در کمینه های اولیه و ثانویه، با منحنیهای حاصل از داده های رصدی مقایسه شد. بجز مواردی که نوعی عدم تقارن در کمینه های منحنیهای رصدی بود، انطباق قابل قبولی بین منحنیهای رصدی و نظری وجود داشت. از ۷۹ منحنی نور در دسترس [1]، تعداد ۲۵ منحنی نور دارای پراکندگی بسیار زیاد داده ها هستند بطوریکه با هیچیک از روشهای متداول قابل تحلیل نیستند. از ۵۴ منحنی نور مفید باقیمانده، تعدادی دارای مدار بیضی یا مربوط به سیستمهای بهم چسبیده یا نیمه جدا هستند که از حوزه روش ما خارجند. با اینحال ۲۴ در صد از منحنیهای مفید، توسط روش ما قابل تحلیل بوده اند که در صد قابل قبولی است.

مرجع ها

11. Grison, P., et al., *Astron. Astrophys. Supl. Ser.* **109** 447 (1995).
12. Alcock, C., et al., *AJ* **114** 326 (1997).
13. Rucnski, S.M., *AJ* **115** 1135 (1998).
14. Guinan, E.F., *ASP Conference Series*, **38** San Francisco (1993).
15. Bell, S.A., et al., *MNRAS* **265** 1047 (1993).
16. Naficy, K., Riazi, N., and Kiasatpour, A., *AJ* **130** 1862 (2005).
۱۷. نفیسی، کاظم، کیاست پور، احمد و ریاضی، نعمت الله، نهمین گردهمایی نجوم و اخترفیزیک، زنجان (۱۳۸۳).

وقوع ناپایداری حرارتی هم فشار در اثر گرمایش پخش شدگی در ابرهای مولکولی

نژاد اصغر، محسن

گروه فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

چکیده

اهمیت گرمایش ناشی از پخش شدن ذرات یونیده از لاپلاسی ذرات خنثی ابر مولکولی (گرمایش پخش شدگی) را مورد مطالعه قرار داده و تاثیر آنرا در ایجاد ناپایداری حرارتی هم فشار بررسی کردیم. بدین منظور از یک ابر مولکولی لایه ای به صورت یک بعدی استفاده کرد و نسبت گرمایش پخش شدگی را به گرمایش ناشی از پرتوهای کیهانی بدست آوردیم. نتایج نشان می دهد که در زمان $t=0$ ، گرمایش پخش شدگی در برخی از نواحی ابر می تواند از گرمایش پرتوهای کیهانی بیشتر بوده و همچنین تابعیت آن به چگالی ابر در نواحی مختلف لایه، نشان می دهد که از مرکز ابر تا قبل از لبه، بستر مناسبی برای ایجاد ناپایداری حرارتی هم فشار و شکل گیری کپه های کوچک وجود دارد.

مقدمه

منحنی های تراز بdst آمده از ابرهای مولکولی، نواحی چگال تری را در ساختار کلی ابر نشان می دهند. ساختار کپه ای در ابرهای مولکولی به قدری پیچیده است که نمی توان طبقه بندی دقیقی از ابعاد کپه ها بdst آورد (Myers 1999). امروزه نه تنها وجود کپه ها در ابرهای مولکولی پذیرفته شده است، بلکه مطالعه بر روی شدت نور ستارگان واقع در پشت ابر، از وجود ساختارهای بسیار ریزی از مرتبه AU 5-50 نیز حکایت می کند (e.g. see Boisse et al. 2005).

بر طبق نظریه شکل گیری کپه های کوچک موجود در ابرهای مولکولی می توانند ادغام شده و کپه های بزرگتری را بوجود آورند تا آنجا که رمیش اتفاق افتاده و یک ستاره متولد گردد. بدین ترتیب، برای بیان یک نظریه جامع و خود سازگار تولید ستارگان، یافتن منشأ شکل گیری کپه های بسیار کوچک دارای اهمیت بسیار زیادی است. از آنجایی که فرایند ناپایداری حرارتی، به سرعت اتفاق افتاده و می تواند یک ناحیه ابر را چگال تر از اطراف خود کند، (Nejad-Asghar & Ghanbari 2003, 2006) این فرایند را به صورت خطی بررسی کرده و شرایط خاصی که می تواند ناپایداری حرارتی در ابرهای مولکولی اتفاق افتد را بdst آورده.

Stiele et al. (2006) کار نژاد اصغر و قنبری را دوباره انجام داده و با اصلاح یک قسمت مقاله، بر روی پارامترهای لازم برای وقوع ناپایداری حرارتی، به طور مفصل تری بحث کردند. آنها چند تابع سرمایش نوعی را در نظر گرفته و کسری از گرمایش پخش شدگی مورد نیاز برای ایجاد ناپایداری حرارتی را تعیین کردند. در این مقاله، با در نظر گرفتن یک ابر مولکولی لایه ای، اهمیت نسبی گرمایش پخش شدگی را بdst آورده و نشان می دهیم که وجود این گرمایش، عامل مهمی در وقوع ناپایداری حرارتی هم فشار می باشد.

ابر مولکولی لایه ای

لایه ای یک بعدی از ابر مولکولی را در نظر می گیریم که هر لایه آن تحت تأثیر نیروی خود گرانش، فشار مغناطیسی و فشار گاز قرار داشته باشد. میدان مغناطیسی فقط به ذرات یونیده گره خورده است و تاثیر آن بر ذرات خنثی، به صورت غیر مستقیم، در اثر نیروی اصطکاک برخورده بر واحد حجم به صورت

$$\mathbf{f}_d = \gamma \rho_i \rho \mathbf{v}_d \quad (1)$$

می باشد که در آن $\rho_i = C \rho^{1/2}$; $C = 9.5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-3/2} \cdot \text{kg}^{1/2}$ و $\gamma = 3.5 \times 10^{10} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ کشش برخوردی است (Shu 1992). از آنجایی که $\rho << \rho_i$ می باشد، لذا از ρ صرفنظر کرده و معادله بقای جرم را با رابطه

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2)$$

بیان می کنیم. با فرض ابر همدما، معادله اندازه حرکت عبارت است از

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (a^2 \rho + \frac{B^2}{2\mu_0}) \quad (3)$$

که در آن a سرعت صوت همدما بوده و شتاب گرانشی g از رابطه

$$\frac{\partial g}{\partial x} = -4\pi G \rho \quad (4)$$

بدست می آید. میدان مغناطیسی فقط به ذرات یون گره خورده است و تغییرات آن با معادله

$$\frac{dB}{dt} = -B \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (B v_d) \quad (5)$$

بیان می شود که در آن v_d سرعت سوق یون ها بوده و از صرفنظر کردن شتاب در معادله اندازه حرکت حاکم بر یون ها، به صورت

$$v_d = -\frac{1}{\gamma C \rho^{3/2}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) \quad (6)$$

تعیین می شود.

معادلات (2)، (3) و (5) را می توان با تعریف متغیر σ به صورت

$$\sigma \equiv \int_0^x \rho(x', t) dx' \quad (7)$$

ساده کرد (Shu 1983). در حالت شبه - ایستا، تغییرات چگالی و سرعت سوق در زمان $t = 0$ با روابط

$$\rho_{(x,t=0)} = \frac{\rho_0}{\cosh^2(x/x_\infty)} \quad (8)$$

$$v_d = \frac{2\alpha_0 a^2}{\gamma C \rho_0^{1/2} x_\infty} \sinh(x/x_\infty) \quad (9)$$

بیان خواهند شد که در آن ρ_0 چگالی در مرکز ابر، α_0 نسبت فشار مغناطیسی به فشار گاز اولیه و پارامتر x_∞ به صورت $a\sqrt{(1+\alpha_0)/2\pi G \rho_0}$ تعریف شده است.

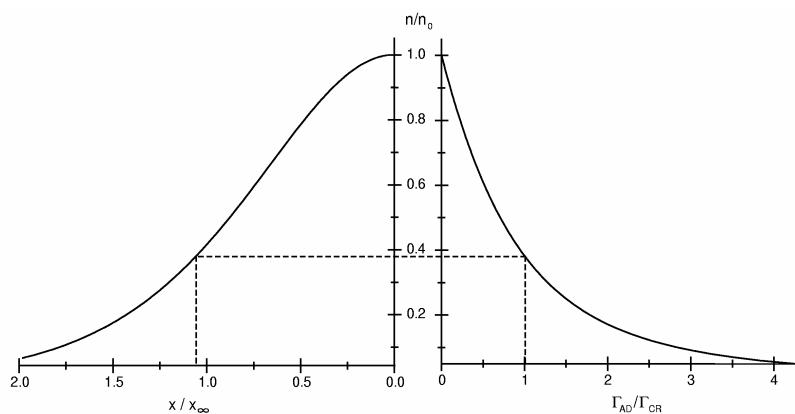
آهنگ سرمایش خالص و ناپایداری حرارتی هم فشار

محاسبات انجام شده توسط Goldsmith (2001) نشان می دهد که آهنگ سرمایش، Λ ، وابستگی پیچیده ای به دما و چگالی دارد. یک رابطه پیشنهادی توسط ایشان به صورت

$$\Lambda_{(n,T)} = \Lambda_{(n)} \left(\frac{T_{\text{gas}}}{10 \text{ K}} \right)^{\beta_{(n)}} \text{ J.s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \quad (10)$$

می باشد که مقدار ضریب $\beta_{(n)}$ در جدول ۲ مقاله فوق ارائه شده است. ما در این مقاله از روابط

برازش شده به صورت



شکل ۱: اهمیت نسبی گرمایش پخش شدگی در لایه های مختلف ابر مولکولی به ازای $a = 0.3 \text{ km.s}^{-1}$ ، $\alpha_0 = 1$

$$\cdot n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$$

$$\log\left(\frac{\Lambda_{(n)}}{\text{J.s}^{-1}.\text{kg}^{-1}}\right) = -8.98 - 0.87\left(\log\frac{n}{n_0}\right) - 0.14\left(\log\frac{n}{n_0}\right)^2 \quad (11)$$

$$\beta_{(n)} = 3.07 - 0.11\left(\log\frac{n}{n_0}\right) - 0.13\left(\log\frac{n}{n_0}\right)^2 \quad (12)$$

استفاده می کنیم که در آن $n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$ انتخاب شده است.

میدان مغناطیسی یک ابر مولکولی فقط به ذرات یونیده وابسته بوده و تاثیر آن بر ذرات خشی، به صورت غیر مستقیم، در اثر نیروی اصطکاکی برخوردار می باشد. آهنگ گرمای حاصل از این نیروی اصطکاکی (بر واحد جرم)،

$$\Gamma_{\text{AD}} \equiv \frac{\mathbf{f}_d \cdot \mathbf{v}_d}{\rho} = \gamma C \rho^{1/2} v_d^2 \quad (13)$$

را گرمایش پخش شدگی نامیده و برای بررسی اهمیت نسبی آن، از سرعت سوق لایه ابر خود گرانش و همدم استفاده می کنیم. بدین منظور از روابط (۸) و (۹) استفاده کرده و نسبت گرمایش پخش شدگی به گرمایش ناشی از پرتوهای کیهانی، $\Gamma_{\text{CR}} \approx 3.12 \times 10^{-8} \text{ J.s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ ، را به صورت

$$\frac{\Gamma_{\text{AD}}}{\Gamma_{\text{CR}}} = \frac{\alpha_0^2}{1 + \alpha_0} \left(\frac{a}{300 \text{ m.s}^{-1}}\right)^2 \left(\frac{n_0}{10^{12} \text{ m}^{-3}}\right)^{1/2} \frac{1 - n/n_0}{(n/n_0)^{1/2}} \quad (14)$$

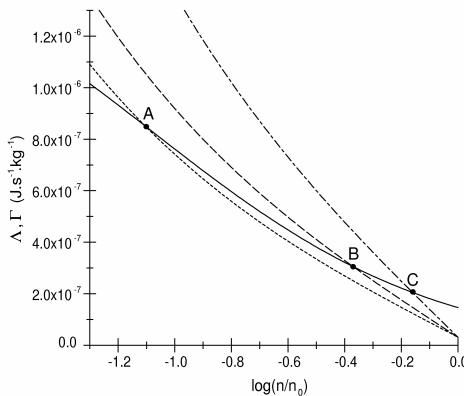
بدست می آوریم که نمودار آن به ازای $a = 0.3 \text{ km.s}^{-1}$ ، $\alpha_0 = 1$ و $n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$ در شکل ۱ ترسیم شده است. تغییرات چگالی نسبی بر حسب فاصله نیز برای مقایسه نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می گردد، در نواحی بیرونی ابر، گرمایش پخش شدگی از اهمیت زیادی برخوردار است.

ملاک ناپایداری حرارتی هم فشار به صورت

$$\frac{d\Lambda}{dn} > \frac{d\Gamma}{dn} \quad (15)$$

می باشد که در نقطه تعادل محاسبه می شود. نمودار آهنگ سرمایش و گرمایش در ابر مولکولی لایه ای در شکل ۲

نشان داده شده است.



شکل ۲: آهنگ سرمایش ابر مولکولی در دمای ۵۰ K (خط پر) و گرمایش به ازای $\Gamma_{AD} / \Gamma_{CR}$ برابر با ۸ (نقطه چین)، ۱۰ (خط چین) و ۱۵ (نقطه-خط چین)

نتیجه گیری

از مقایسه شکل های ۲ و ۳ مشاهده می گردد که نقاط A، B و C مربوط به ناحیه ای از ابر بوده که گرمایش پخش شدگی از اهمیت بالایی برخوردار است. از آنجایی که در این نقاط، شیب سرمایش بزرگتر از شیب گرمایش است، ملاک (۱۵) برآورده شده و هر سه نقطه ناپایدار حرارتی هم فشار خواهند بود. بنابراین، گرمایش پخش شدگی می تواند عامل مهمی در وقوع ناپایداری حرارتی هم فشار و شکل گیری کپه ها در ابرهای مولکولی باشد.

سپاسگزاری

قسمتی از نتایج این مقاله، بر اساس طرح تحقیقاتی شماره ۳۱۵۹ دانشگاه علوم پایه دامغان می باشد.

مراجع

18. Boisse, P., Le Petit, F., Rollinde, E., Roueff, E., Pineau des Forets, G., Andersson, B.G., Gry, C., & Felenbok, P., 2005, *Astron. Astrophys.*, **429**, 509
19. Goldsmith, P.F., 2001, *Astrophys. J.*, **557**, 736
20. Myers, P.C., 1999, Proceedings of the 3rd Cologne-Zermatt Symposium, edited by V. Ossenkopf, J. Stutzki, G. Winnewisser, GCA-Verlag Herdecke
21. Nejad-Asghar, M., & Ghanbari, J., 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **345**, 1323
22. Nejad-Asghar, M., & Ghanbari, J., 2006, *Astrophys. Space Sci.*, **302**, 243
23. Shu, F., 1992, The Physics of Astrophysics, University Science Books, Mill Valley, CA., Vol II, page 360
24. Shu, F., 1983, *Astrophys. J.*, **273**, 202
25. Stiele H., Lesch H., Heitsch F., 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **372**, 862

تحلیل منحنی سرعت ستاره های دوتایی طیفی

AI Phe, GM Dra, HD 93917, V502 Oph

با استفاده از روش برآش غیرخطی

کیومرث کرمی^۱، رزیتا محبی^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه کردستان

^۲ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

در این مقاله منحنی های سرعت شعاعی ستاره های دوتایی طیفی مطالعه می شوند. یک روش جدید جهت تخمین المانهای مداری معرفی می شود. در این روش نخست بر روی داده های تجربی اندازه گیری شده برای سرعت شعاعی، منحنی های مناسب منطبق می شوند. سپس با مشتق گیری زمانی از این منحنی ها می توان مقادیر شتاب شعاعی متناظر را به دست آورد. نتیجه کار منجر به یک منحنی سرعت-شتاب شعاعی می شود که تابعی از پارامترهای مداری می باشد. اکنون المانهای مداری طیفی را می توان به کمک برآش غیرخطی منحنی سرعت-شتاب به دست آورد. سرانجام روش معرفی شده را با استفاده از داده های تجربی اندازه گیری شده برای سرعتهای شعاعی^۴ سیستم شامل HD, GM Dra, AI Phe, 93917 و V502 Oph می آزماییم. محاسبات عددی ما نشان می دهند که نتایج به دست آمده با نتایجی که دیگران به روش لهمن-فیلهه قبل استخراج نموده اند، مطابقت خوبی دارند.

مقدمه

تعیین کردن المانهای مداری یک ستاره دوتایی منجر به استخراج اطلاعات مهمی از قبیل جرم و شعاع ستاره می شود که می توانند نقش اساسی در شناخت ساختار و وضعیت تحولی آن داشته باشند. تحلیل منحنی های نوری و سرعت استنتاج شده به ترتیب از مشاهدات نور سنجی و طیف سنجی، منجر به استخراج پارامترهای مداری می شود. یکی از روشهای معمول برای تحلیل منحنی سرعت، روش لهمن-فیلهه است [۷]. در اینجا یک روش جدید برای به دست آوردن این پارامترها به وسیله برآش غیر خطی معرفی می شود. سپس این روش را برای چهار سیستم دوتایی شامل AI Phe, GM Dra, HD 93917, V502 Oph می آزماییم.

فرمول بندی مسئله

سرعت شعاعی ستاره در یک سیستم دوتایی طبق رابطه زیر تعریف می شود:

$$RV = V_{cm} + \dot{Z}, \quad (1)$$

که در آن V_{cm} سرعت شعاعی مرکز جرم سیستم نسبت به خورشید است و

$$\dot{Z} = K(\cos(\theta + \omega) + e\cos\omega), \quad (2)$$

\dot{Z} سرعت شعاعی ستاره نسبت به مرکز جرم دوتایی است [۷].

در معادله (۲) نقطه بیانگر مشتق زمانی، θ ، ω و e به ترتیب، مختصات قطبی زاویه ای (بی هنجاری واقعی)، طول نقطه حضیض و خروج از مرکز هستند. توجه شود که θ و ω به ترتیب از نقطه حضیض و خط مرجع طیف سنجی (صفحه آسمان) اندازه گیری می شوند. همچنین:

$$K = \frac{2\pi a Sini}{P\sqrt{1-e^2}}, \quad (3)$$

که در آن P دوره گردش حرکت و شیب مداری $\dot{\theta}$ ، زاویه بین خط دید و صفحه مداری است. مشاهدات نشان می دهند که فاز نور سنجی ϕ که از نقطه مرجع نور سنجی (خط دید) اندازه گیری می شود، کمیتی قابل اندازه گیری است. بنابراین می توان θ ظاهر شده در رابطه (۲) را بر حسب ϕ بیان کرد که در عمل انجام این کار ساده نیست. برای اجتناب از مشکلات ذکر شده در به دست آوردن θ بر حسب ϕ ، سعی می کنیم آن را از معادلات حذف کنیم.

به این منظور، ابتدا از معادله (۲) مشتق زمانی می گیریم:

$$\ddot{Z} = -KSin(\theta + \omega)\dot{\theta}, \quad (4)$$

سپس با استفاده از قانون دوم کپلر و روابط به دست آمده برای پارامترهای مداری در میدان عکس مجدوی می توان نشان داد که معادله (۴) به رابطه زیر تبدیل می شود [۴و۳]:

$$\ddot{Z} = \frac{-2\pi K}{P(1-e^2)^{3/2}} Sin(\theta + \omega)(1+eCos\theta)^2, \quad (5)$$

که در آنها a و h به ترتیب مختصات قطبی شعاعی، نیم قطر اطول مدار و تکانه زاویه ای به ازاء واحد جرم هستند. با استفاده از معادله (۲)، می توان θ را از معادله (۸) حذف کرد:

$$P\ddot{Z} = \frac{-2\pi K}{(1-e^2)^{3/2}} Sin(Cos^{-1}(\frac{\dot{Z}}{K}-eCos\omega)) \times \{1+eCos(-\omega+Cos^{-1}(\frac{\dot{Z}}{K}-eCos\omega))\}^2. \quad (6)$$

برای سادگی قرار می دهیم $\dot{Z} = P\ddot{Z}$. آنگاه معادله (۶) به صورت $Y = Y(X, K, e, \omega)$ بیانگر یک رابطه غیر خطی بر حسب المانهای مداری e ، K و ω می باشد. با استفاده از برازش غیر خطی معادله (۶)، می توان پارامترهای e و ω را همزمان تخمین زد [۴و۳].

می توان نشان داد که المانهای طیف سنجی با پارامترهای مداری ارتباط دارند. طبق تعریف مرکز جرم و با استفاده از قانون سوم کپلر، روابط زیر به دست می آیند:

$$\frac{m_p}{m_s} = \frac{a_s Sini}{a_p Sini}, \quad (7)$$

$$m_p Sin^3 i = a_s Sini (\frac{a_p Sini + a_s Sini}{P})^2, \quad (8)$$

که P و m به ترتیب بر حسب AU، سال و جرم خورشید بیان می شوند. رابطه مشابهی برای مولفه ثانوی با جایگزین نمودن p به جای s و بر عکس در معادله (۸)، به دست می آید. توجه شود که پارامتر $aSini$ در معادلات (۷) و (۸) به کمک معادله (۳) با المانهای مداری ارتباط دارد.

برازش غیرخطی

برای به دست آوردن المانهای مداری e ، K و ω در معادله (۶) از روش برازش غیر خطی استفاده می کنیم. در این روش، مجموع مربعات خطاهای SSE (SSE) برای تعداد N داده اندازه گیری شده، طبق رابطه زیر محاسبه می شود:

$$SSE = \sum_{i=1}^N (Y_i - \hat{Y}_i)^2 = \sum_{i=1}^N [Y_i - Y(X_i, K, e, \omega)]^2, \quad (9)$$

که Y_i و \hat{Y}_i به ترتیب مقادیر واقعی و نظری (پیش بینی شده) هستند. برای به دست آوردن پارامترهای مدل، باید SSE به طور همزمان نسبت به پارامترهای e و ω کمینه گردد. چنانکه:

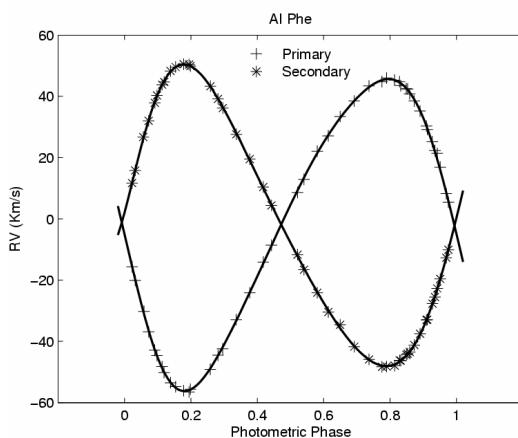
$$\frac{\partial SSE}{\partial K} = \frac{\partial SSE}{\partial \omega} = \frac{\partial SSE}{\partial e}, \quad (10)$$

برای حل معادله (10) از نرم افزار سیستم تحلیل آماری (SAS)، استفاده می کنیم [۵].

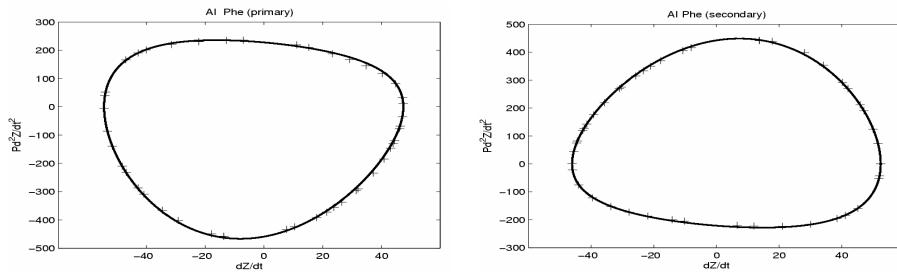
نتایج عددی

در اینجا روش معرفی شده در این مقاله را برای استخراج پارامترهای مداری و ترکیبی چهار سیستم دوخطی طیفی در اینجا را برای نمونه تنها نتایج به دست آمده برای AI Phe, GM Dra, HD 93917, V502 Oph می آزماییم. در اینجا برای AI Phe را بررسی می کنیم. AI Phe یک دوتایی با دوره مداری $P = 245$ روز است. رده طیفی آن F7V+K0IV و زاویه شیب مداری آن $88,44$ درجه است. دمای موثر میانگین به ترتیب برای مولفه های اصلی و ثانوی مقادیر $K = 150 \pm 120$ و $K = 50 \pm 10$ را دارند [۱].

شکل (۱)، منحنی سرعت سیستم دوتایی AI Phe را نشان می دهد. مقادیر شتاب شعاعی، \ddot{Z} در معادله (۶)، مربوط به سرعت شعاعی از مشتق زمانی منحنی های سرعت شعاعی اختیار شده به دست آمده اند. شکل (۲) شتاب شعاعی بر حسب سرعت شعاعی مولفه های اصلی و ثانوی سیستم AI Phe نشان می دهد. پارامترهای مداری K ، e و ω به دست آمده از حداقل مربعات غیر خطی معادله (۶)، برای AI Phe در جدول ۱ لیست شده اند. سرعت مرکز جرم، V_{cm} ، از مقایسه مساحتهای بالا و پایین منحنی سرعت شعاعی نتیجه می شود. طوریکه هر جا این مساحتها با هم برابر شوند، آنگاه سرعت مرکز جرم به دست می آید. پارامترهای ترکیبی شامل m_p ، m_s از جایگذاری پارامترهای e ، K و ω در معادلات (۳)، (۷) و (۸) محاسبه می شوند. نتایج به دست آمده در جدول ۲ نشان داده شده است. جداول ۱ و ۲ نشان می دهند نتایج استخراج شده با آنچه که توسط اندرسون و همکارانش [۱] برای AI Phe به دست آمده است، توافق خوبی دارد.



شکل (۱): سرعت شعاعی مولفه های اصلی و ثانوی سیستم دوتایی AI Phe. داده های تجربی توسط اندرسون و همکارانش اندازه گیری شده اند [۱].



شکل(۲): شتاب شعاعی (مدرج شده با پریود) بر حسب سرعت شعاعی مربوط به مولفه های اصلی و ثانوی AI Phe. منحنی توپر از برآش غیر خطی معادله (۹) به دست آمده است. نقاط بعلاوه مربوط به داده های تجربی اند.

جدول ۱: پارامترهای مداری دوتایی طیفی AI Phe.

	This Paper	Andersen et al. (1988) ω, e (fixed)	Andersen et al. (1988) ω, e (free)
Primary			
$V_{cm} (km s^{-1})$	-1.83 ± 0.07	-1.76 ± 0.06	-1.76 ± 0.06
$K_p (km s^{-1})$	50.94 ± 0.01	50.9 ± 0.08	50.95 ± 0.08
e	0.186 ± 0.003	0.188 ± 0.002	0.1855 ± 0.0016
$\omega(^{\circ})$	111.58 ± 0.08	109.9 ± 0.6	111 ± 0.5
Secondary			
$V_{cm} (km s^{-1})$	-1.99 ± 0.08	-1.92 ± 0.06	-1.92 ± 0.06
$K_s (km s^{-1})$	49.27 ± 0.01	49.24 ± 0.07	49.20 ± 0.08
e	0.183 ± 0.003	$e_p = e_s$	0.1895 ± 0.0015
$\omega(^{\circ})$	290.65 ± 0.41	$\omega_s = \omega_p + 180$	289.6 ± 0.4

جدول ۲: پارامترهای ترکیبی دوتایی طیفی AI Phe

Parameter	This Paper	Andersen et al. (1988) ω, e (fixed)
$m_p \sin^3 i / M$	1.197 ± 0.004	1.194 ± 0.004
$m_s \sin^3 i / M$	1.237 ± 0.003	1.234 ± 0.005
$(a_p + a_s) \sin i / R$	47.86 ± 0.04	47.78 ± 0.05
m_p / m_s	1.033 ± 0.002	1.034 ± 0.002

مراجع:

- [1] Andersen J., Clausen J. V., Gustafson B., Nordstrom B., Vandenberg D. A., 1988, *A&A*, 196, 128
- [2] Budding E., 1993, An Introduction to Astronomical Photometry, (Cambridge Univ. Press), 199
- [3] Karami, K., and Mohebi, R., Velocity curve analysis of the spectroscopic binary stars AI Phe, GM Dra, HD 93917 and V502 Oph by the nonlinear regression, submitted to the Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics (ChJAA), 2006
- [4] Mohebi, R., Velocity Curve Analysis of the Spectroscopic Binary Stars , M.Sc. thesis, IASBS, 2006
- [5] Sen A., Srivastava M., 1990, Regression Analysis: Theory, Methods, and Applications,(spring Verlag NewYork Inc),298
- [6] Smart W. M., 1990, Textbook on Spherical Astronomy, Sixth Ed., Revised by Green, R. M., (Cambridge Univ. Press), 360

Dynamical Evolution of Magneto-Acoustic Mode in a Spherical Shell: Application to roAp Stars

Shahram Abbassi

Department of Physics, University of Basic sciences, Damghan, Iran

Michel Rieutord

*Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue É. Belin, 31400
Toulouse, France*

1. Introduction

The study of oscillation of magnetic stars is a field in which there are many unsolved questions. Since helioseismology revolutionized our knowledge of the solar interior, great advances in stellar structure and evolution theory are expected from astroseismology. Major efforts including space missions are under way to detect pulsation frequencies with unprecedented accuracy across the HR diagram (Walker et al., 2003).

Numerous astrophysical system exhibit a pulsating behavior which maybe significantly affected by the presence of a strong magnetic field. Among the many observational facts are the high frequencies of the modes observed, which can be higher than the theoretical critical cutoff frequency for acoustic modes in these stars, their apparent alignment with the magnetic field, and the fact that some modes cannot be described one single spherical harmonics. The roAp stars are probably the most striking examples of such systems and have been the focus of intense work in recent years. Rapidly oscillating Ap stars (roAp) stars constitute a low temperature subgroup of the chemical peculiar A-type (Ap) stars with strong Sr, Cr, and Eu overabundance. The first star of this class, HD 101065, was discovered photometrically in 1978 by Kurtz (Kurtz 1978, Kurtz & Wegner 1979). Presently, the group counts about 30 member. As the roAp stars lie in the instability strip close to the main-sequence they are thought to have masses between 1.5 to $2M_{\odot}$. The roAp stars show strong surface magnetic fields exceeding frequently some kilo Gauss with the magnetic axis being inclined relative to the star's rotation axis. From the temporal phase behavior of the magnetic field during a rotation period, a dominated dipole topology was derived for these stars global magnetic fields. Any seismological study of roAp stars must take into account the presence of this strong magnetic field. A lot of studies have been done to explain the seismological observations of these objects. However, they have been limited to the linear and adiabatic approximations. Even in this case, The difficulties due to magnetic field remain numerous. recently Rincon and Rieutord (2003) investigated the axi-symmetric shear Alfvén waves in a spherical layer of an incompressible resistive fluid when a strong magnetic field is applied. They showed that the least-damped Alfvénic modes naturally concentrate near the magnetic polar axis. The study presented here continues the work started by Rincon and Rieutord (2003), where continued by Reese, et al. 2005 who investigated toroidal Alfvén modes and extended it to in a compressible fluid. We want to calculate the effect of a strong dipole magnetic field on the magneto-acoustic oscillations of roAp stars with the magnetic boundary layer considerations.

The star we work with is a spherical shell of compressible plasma of density ρ_0 , with a radius R and an aspect ratio $\eta = 0.35$ in a dipole magnetic field back ground. The governing equations are:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\vec{\nabla} p + \frac{1}{\mu_o} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} + (\nu \Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \nabla (\vec{\nabla} \cdot \vec{v})) \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \nu_m \Delta \vec{B} \\ \delta p &= c_s^2 \delta \rho\end{aligned}$$

We are interested in perturbations to the magnetic, velocity and pressure. Therefore, those two fields will be expressed as the sum of a permanent component and a small perturbation :

$$\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{b} \quad \vec{v} = \vec{v} \quad p = p_o + p$$

we use the following underlined dimensionless variables:

$$r = R_{\text{L}}, \quad v = v_A \underline{v}, \quad B = B_0 \underline{B}, \quad t = \frac{R}{v_A} \underline{t}, \quad p = \gamma A p_0 \underline{p}, \quad c_s^2 = \frac{\gamma p_o}{\rho_o},$$

We apply the linearized magneto-hydrodynamic equations to the kinetic \vec{v} and magnetic \vec{b} perturbations (we drop the underlined notation). We assume these perturbations have a time dependence of the form $e^{\lambda t}$, where $\lambda = \tau + i\omega$ (τ is the damping rate, ω the pulsation and $i^2 = -1$). This leads to the following set of equations:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{b} &= 0, \\ \lambda A p &= -\vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \\ \lambda \vec{v} &= -\nabla p + ((\vec{\nabla} \times \vec{b}) \times \vec{B}) + E(\Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \nabla (\vec{\nabla} \cdot \vec{v})), \\ \lambda \vec{b} &= \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + E_m \Delta \vec{b}.\end{aligned}\tag{1}$$

The parameters E , E_m , A and V_A are non-dimensional forms of the kinematic , magnetic diffusivity, coupling coefficient and Alfvén velocity, respectively that they are given by the following expressions:

$$E = \frac{\nu}{Rv_A}, \quad E_m = \frac{\nu_m}{Rv_A}, \quad A = \left(\frac{v_A}{c_s}\right)^2,\tag{2}$$

2. Harmonic projection

To solve the eigenvalue problem expressed by Eq. (1), we project the set of equations on the spherical harmonics in a similar way as in Rieutord (1987, 1991). The velocity and magnetic perturbed fields are expanded as:

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} u_m^{\ell} \vec{R}_{\ell}^m + v_m^{\ell} \vec{S}_{\ell}^m + w_m^{\ell} \vec{T}_{\ell}^m, \\ \vec{b} &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_m^{\ell} \vec{R}_{\ell}^m + b_m^{\ell} \vec{S}_{\ell}^m + c_m^{\ell} \vec{T}_{\ell}^m, \\ p &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} p_m^{\ell} Y_{\ell}^m,\end{aligned}\tag{3}$$

in which \vec{R}_ℓ^m , \vec{S}_ℓ^m , and \vec{T}_ℓ^m are the normalized spherical harmonics:

$$\vec{R}_\ell^m = Y_\ell^m \vec{e}_r, \quad \vec{S}_\ell^m = r \vec{\nabla} Y_\ell^m, \quad \vec{T}_\ell^m = r \vec{\nabla} \times Y_\ell^m.$$

where the poloidal part of the velocity (resp. magnetic) fields (u_m^ℓ, v_m^ℓ) (resp. a_m^ℓ, b_m^ℓ) and its toroidal part u_m^ℓ (resp. c_m^ℓ) have been introduced. Eq. (1) formally reduces to the generalized problem:

$$Ax = \lambda Bx, \quad (4)$$

where A and B are differential operators with respect to r variable only and x is an eigenvector which associated with the eigenvalue λ .

Eigenmodes and eigenvalues are calculated numerically using two different methods. the first method, based on a QZ algorithm, gives all the eigenvalues (for the discredited problem) whereas the second method is an iterative Arnoldi-Chebyshev algorithm which only computes a selection of eigenvalues and their corresponding eigenmodes.

In our numerical calculations we used a simplified version of Eq. (3). Since m are decoupled, we do not have a summation over the azimuthal order. Furthermore in the case axisymmetric modes, the summation on ℓ will actually start at 1 instead of 0 as a results of our boundary conditions. In the non-axisymmetric case, the summation on ℓ will start at $|m|$ as expected. Finally, the sum on the spherical harmonics is truncated at L . This leads to the following formulas:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \sum_{\ell=\ell_{min}}^L u_m^\ell \vec{R}_\ell^m + v_m^\ell \vec{S}_\ell^m + w_m^\ell \vec{T}_\ell^m, \\ \vec{b} &= \sum_{\ell=\ell_{min}}^L a_m^\ell \vec{R}_\ell^m + b_m^\ell \vec{S}_\ell^m + c_m^\ell \vec{T}_\ell^m. \\ p &= \sum_{\ell=\ell_{min}}^L p_m^\ell Y_\ell^m. \end{aligned} \quad (5)$$

Each of the functions $u_m^\ell, w_m^\ell, a_m^\ell$ and c_m^ℓ is written in the form of a truncated Chebyshev series:

$$u_m^\ell(r) = \sum_{k=0}^{Nr} \tilde{u}_m^\ell(k) T_k(r).$$

We also define the Chebyshev and harmonic spectral decompositions:

$$C_k = \frac{\max_\ell |\tilde{u}_m^\ell(k)|}{\max_{\ell,k} |\tilde{u}_m^\ell(k)|}, \quad C_\ell = \frac{\max_k |\tilde{u}_m^\ell(k)|}{\max_{\ell,k} |\tilde{u}_m^\ell(k)|}.$$

They are useful for characterizing certain aspects of a mode's structure as well as the convergence of the discrimination.

3. Analytical and Numerical Treatment

In this section we will discuss the basic properties of magneto-acoustic modes. We know that in a compressible magnetic media we have three categories of oscillations: Alfvén modes, fast and slow magneto-acoustic modes.

If we ignore magnetic field and all kind of diffusivities, we can find some analytical solutions which they are very good samples for testing the numerical solutions in these limitations. We investigate both toroidal and poloidal magneto-acoustic modes. In many ways, the eigen values spectrum of pure Alfvén modes is similar to that of Rincon et al. and Reese et al. at very low A (coupling coefficient). The complex eigen value can be seen in Fig.1

As we see the eigen modes are strongly featured by the background magnetic field and coupling coefficient. We also plotted some eigen modes in different E, E_m, A .

In this Case we are interesting the evolution of some elected modes where A (coupling coefficient) plays an important role in the structure of modes.

To display the structure of the modes we plot the kinetic energy and viscous dissipation in a meridional plan. The kinetic energy reveals the amplitude of the velocity field of the mode while the dissipation of kinetic energy shows the effect of viscosity (E-number) to the structure of the mode. In all cases presented we have used stress free boundary conditions. The first point that seems in the results is that the effect of coupling coefficient on the features of the modes. With adding the coupling coefficient we can increase the term $((\nabla \times \vec{b}) \times \vec{B})$ in the main equations. The eigen values spectrum for $A = 1, E = E_m = 10^{-3}$ are presented in Fig1. We chose 5 special low damped mode to following the effect of the variation of E, E_m, A on the mode structure and mode features.

	ω	τ
mode N1	5.43338868186095E+00	-8.26099172204302E-02
mode N2	5.29562886082121E+00	-1.93863633419042E-01
mode N3	5.78257377358416E+00	-2.33968373748159E-01
mode N4	9.69575330442709E+00	-2.00551225150680E-01
mode N5	1.00273989837437E+01	-1.78244231153888E-01

REFERENCES

- Bigot, L., & Dzimbowksi, W. A. 2002, A&A, 391, 235
 Bigot, L., Provost, J., Berthomieu, G., Dzimbowksi, W. A. & Goode, P.R 2000 A&A 356, 218
 Dzimbowksi, W. A., & Goode, P. R. 1996, ApJ, 458, 338
 Kurtz, D. W. 1978, IBVS, 1436
 Kurtz, D. W., Wegner, G., 1979, Apj, 232, 510
 Jackson, J. D. 1975, *Classical Electrodynamics*, 2nd Edition, (New York, NY, John Wiley & Sons)
 Rieutord, M., Georgeot, B., & valdettaro, L. 2001, J. Fluid Mech., 433, 103
 Rieutord, M. & valdettaro, L. 1997, J. Fluid Mech., 341, 77
 Rincon, F. & Rieutord, M. 2003, A&A, 398, 663
 Reese, D., Rieutord, M. & Rincon, F. 2004, A&A, 427, 279
 Walker, G., Matthews, J., Kusching, R. 2003, PASP, 115, 1023

Strange Stars

G.H. Bordbar ¹ M. Bigdeli ²

Physics Department, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran,

1 Intruduction.

Neutron star(NS) are some of the densest of massive objects in the universe. Maximum mass of neutron star is subject that theoretical astrophysicist desire to compute it. To calculate maximum mass we require enough information about composition of star. Different composition lead to different equation of state(EOS). When nuclear matter is compressed to densities so high that the nucleon cores substantially overlap, one expects the nucleons to merge and undergo a phase transition to deconfined quark matter. Such a system could be realized in two possible way: (a)complete strange quark matter stars(b)neutron stars with a core of quark matter.

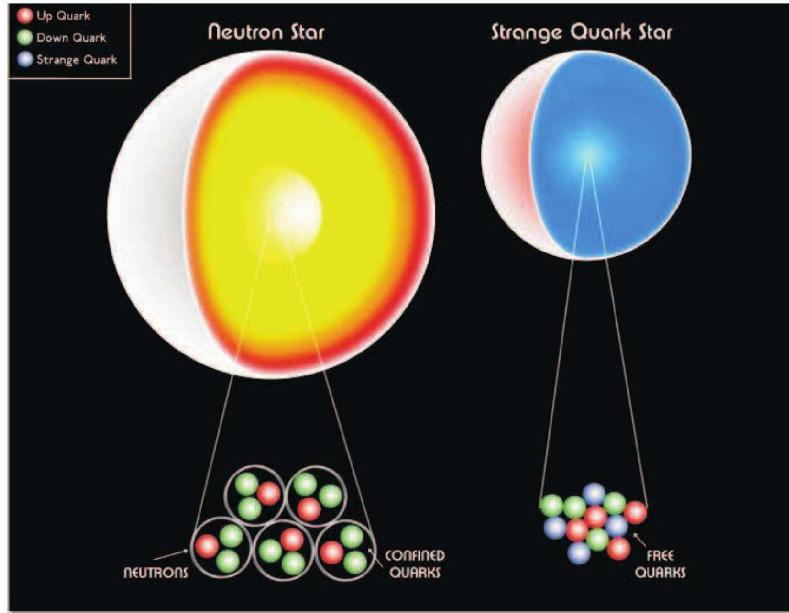
In this work, we calculate the structure of the neutron star with a quark core and also strange star, and compare our results with our pervious works in which we investigated the NS structure without a quark core [1].

For the deconfined quark phase, within the MIT bag model [2], the total energy density is the sum of a non-perturbative energy shift B , the bag constant, and the kinetic energy for non-interacting massive s quark with mass $m = 150 MeV$ and massless u and d quarks(By assumption) and Fermi momentum $k_F^{(f)} = (\pi^2 \rho_f)^{\frac{1}{3}}$ where ρ_f is the quarks density of flavour f .

$$\varepsilon_Q = \frac{3 m^4 c^5}{8 \pi^2 \hbar^3} \left[x \sqrt{x^2 + 1} (2x^2 + 1) - \sinh^{-1} x \right] + \frac{3 \hbar c}{2 \pi^2} (\pi^2 \rho)^{\frac{4}{3}} + B \quad (1)$$

¹E-mail : Bordbar@physics.susc.ac.ir

²E-mail : Bigdeli.mohsen@gmail.com



Where $x = \hbar k_F / mc$, $\rho_s = \rho_d = \rho_u = \rho$, ρ is baryon density, and $\varepsilon_Q = E/V$. The bag constant B , has constant value such as $B = 55, 90 MeV$ in the initial model of MIT. The EOS three flavor quark matter given by:

$$P = \rho \frac{\partial \varepsilon_Q}{\partial \rho} - \varepsilon_Q \quad (2)$$

2 Strange quark stars.

We can calculate the structure as a function of central mass density, ε_c , by using the equation of state and numerically integrating the general relativistic equation of hydrostatic equilibrium, Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) equation[3].

Calculations are done for constant $B = 90$. We calculate the mass and radius of the NS with quark core. The calculations are also repeated for the strange star (i.e. pure quark matter). We plot the NS mass versus radius for quark core NS and strange star in Figure 1. For the sake of comparison, we have also plotted our previous results of the neutron star structure

Table 1: Maximum gravitational mass (M_{\max}), corresponding radius(R) and central mass density(ε_c) for $B = 90$.

star	$M_{\max}(M_\odot)$	$R(\text{Km})$	$\varepsilon_c(10^{14} \text{gr/cm}^3)$
NS	1.98	9.81	27.17
NS+quark core	1.57	9.73	33.27
strange star	1.34	7.77	34.81

without quark core, in these figure. It is seen that there is a profound difference between the new results for NS with a quark core and those of NS without a quark core.

The extracted maximum mass of a NS and the corresponding radius and central mass density is presented in Tables 1. It is seen that the inclusion of the quark core leads to a considerable reduction of the maximum mass, while the radius is not affected appreciably. Note that the maximum mass for the NS with quark core is quite near to the observed maximum mass of neutron stars [4].

The maximum mass energy density versus the radial coordinate for NS without core, NS with a quark core and strange star are plotted in Figure 2. It can be seen that a major part of the core is composed of pure quark matter (about 8 Km). A layer of mixed phase (thickness about 1.5 Km) exists between the core and a thin crust.

References

- [1] G. H. Bordbar, and M. Hayati, Int. J. Mod. Phys. **A** **21**(2006)
- [2] A. Chodos, R. L. Jaff, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf, *Phys. Rev. D* **9** (1974) 3471.
- [3] S. Shapiro and S. Teukolsky, Blak Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, (Wiley-New york,1983).
- [4] S.E. Thorsett and D. Chakrabarty, *Astrophys. J.* **512**, 288 (1999).

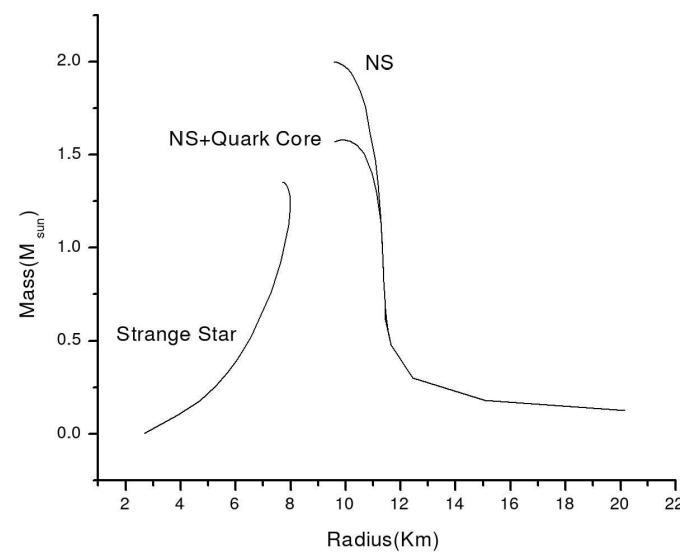


Figure 1: The mass-radius relation for different star.

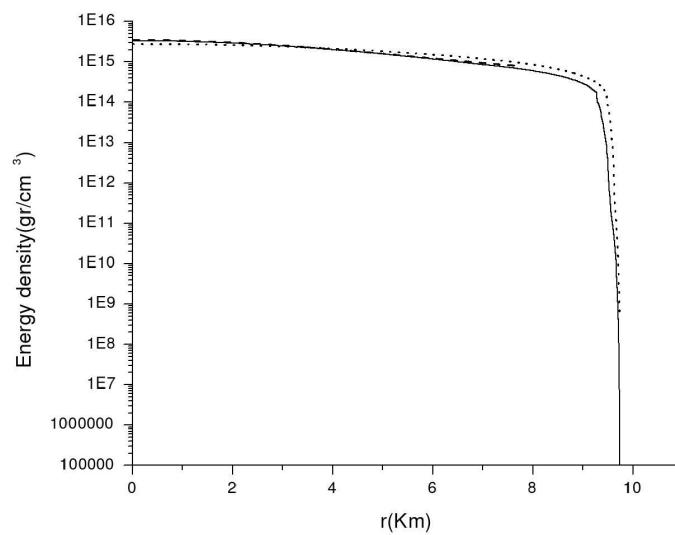


Figure 2: Mass density as a function of radial coordinate for neutron star (dotted line) neutron star with quark core (solid curve) and strange star (dashed curve).

همگرایی گرانشی عدسی های چندگانه

پژوهش، رضا^۱. راهوار، سهرا^۲. نورائی، نکیسا^۱

^۱ دانشگاه بیرجند - دانشکده علوم- گروه فیزیک

^۲ دانشگاه صنعتی شریف - دانشکده فیزیک

چکیده

در مقاله در ابتدا دو و سپس سه عدسی بین ناظر و چشم در نظر گرفته می شود و معادله عدسی ها استنتاج می شود. در ادامه با افزایش تعداد عدسی ها اثر گرانشی N عدسی بر مسیر نور چشممه پس زمینه در قالب معادله عدسی نوشته می شود و منحنی بحرانی و **caustic** آنها به ازای بعضی مقادیر با استفاده از برنامه ای که در محیط Matlab نوشته شده رسم می شود.

مقدمه

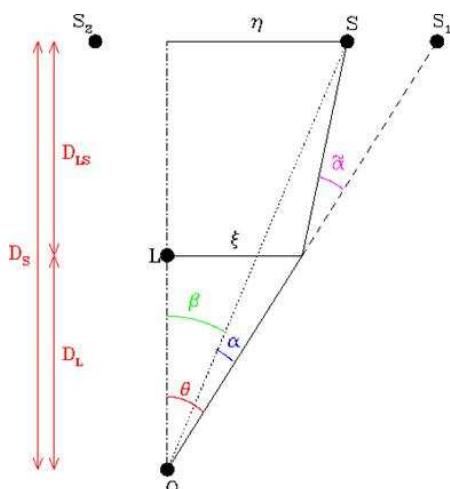
بر اساس معادلات نسبیت عام، وجود یک جرم سنگین سبب انحراف پرتو نور از مسیرش می شود. به این جرم «عدسی گرانشی» و به این پدیده «همگرایی گرانشی» گفته می شود.

در ساده ترین حالت، می توان یک عدسی نقطه ای (به جرم M) بین ناظر و چشم در نظر گرفت. زاویه انحراف نور از متریک شوارتزشیلد به دست می اید. [۱]

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{r_m c^2} \quad (1)$$

در رابطه (۱)، r_m کوتاهترین فاصله بین مسیر پرتو نور و جرم است. در شکل (۱) موقعیت چشممه، عدسی و ناظر نشان داده شده است. معادله عدسی که رابطه بین مکان چشممه و تصویر را بیان می کند، به صورت رابطه (۲) نوشته می شود. [۱] و [۲]

$$\bar{\eta} = \frac{D_s}{D_{ls}} \xi - D_{ls} \tilde{\alpha} \quad (2)$$



شکل ۱. موقعیت چشممه و عدسی و ناظر

می توان معادله عدسی را به صورت نگاشتی از صفحه تصویر به صفحه چشممه در نظر گرفت و برای نگاشت،

ماتریس ژاکوبین (J) را تعریف کرد. دترمینان ماتریس ژاکوبین نگاشت برابر با عکس تقویت نور (A) تصویر است.

$$A = \frac{1}{\det(J)} \quad (3)$$

در همگرایی گرانشی تصاویری که مقدار دترمینان ماتریس ژاکوبین صفر می شود و در نتیجه میزان تقویت نور بی نهایت می شود « تصاویر بحرانی » نامیده می شوند. (البته بی نهایت صرفاً تعریف ریاضی است و در اینجا منظور تصاویری هستند که تقویت نورشان بسیار زیاد است). به مکان چشمی در حالتی که تصویر بحرانی ایجاد می شود « caustic » گفته می شود. بنابراین در همگرایی گرانشی تصاویر معمولی مدنظر نیستند و هدف یافتن تصاویر بحرانی و « caustic » است.

هدف ما در این مقاله، به دست آوردن معادلات عدسی برای N تا جرم بین ناظر و چشمی و پیدا کردن تصاویر بحرانی آنها است. ابتدا دو عدسی، در گام بعدی سه عدسی و در آخر معادلات تعداد N عدسی بررسی خواهند شد.

۱. معادلات دو و سه عدسی

بین ناظر و عدسی دو تا عدسی نقطه ای در نظر می گیریم. در شکل (۲) مکان و موقعیت عدسی ها نشان داده شده است. مختصات صفحه چشمی و صفحات عدسی را به ترتیب، $\vec{\eta}$ ، $\vec{\xi}^{(1)}$ و $\vec{\xi}^{(2)}$ انتخاب می کنیم. فواصل بین ناظر، عدسی ها و چشمی بر روی شکل مشخص شده اند. برای نوشتن معادلات عدسی، ابتدا ناظر را در مکان واقعی اش، عدسی را روی صفحه اول و چشمی را روی صفحه دوم در نظر می گیریم. با استفاده از رابطه (۲) معادله عدسی بین این کمیات به صورت زیر نوشته می شود:

$$\vec{\xi}^{(2)} = \vec{\xi}^{(1)} \frac{D_2}{D_1} - D_{12} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(1)}) \quad (4)$$

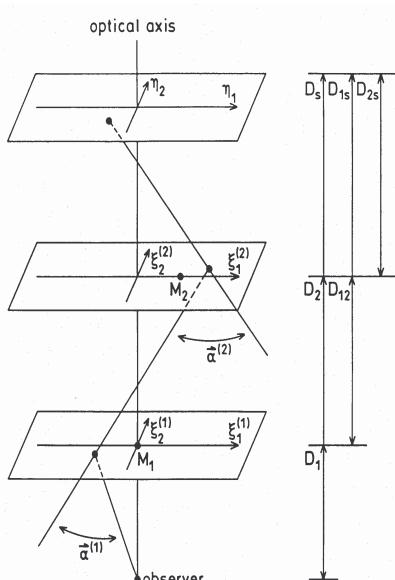
در گام بعد، ناظر را روی صفحه اول، عدسی را روی صفحه دوم و چشمی را در مکان واقعی اش در نظر گرفته و از رابطه (۲) خواهیم داشت:

$$\vec{\eta} = \frac{D_{1S}}{D_{12}} \vec{\xi}^{(2)} - D_{2S} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(2)}) \quad (5)$$

از رابطه (۴) مقدار $\vec{\xi}^{(2)}$ را در (۵) جایگذاری کرده و معادله سیستم دو عدسی به دست می اید

$$\vec{\eta} = \vec{\xi}^{(1)} \frac{D_S}{D_1} - D_{1S} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(1)}) - D_{2S} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(2)}) \quad (6)$$

زوایای انحراف $\alpha(\vec{\xi}^{(2)})$ و $\alpha(\vec{\xi}^{(1)})$ با استفاده از رابطه (۱) به دست می آیند. برای راحتی عدسی اول را در مبدا مختصات صفحه و عدسی دوم را روی یکی از محورهای مختصات در نظر می گیریم. بنابراین با داشتن زوایای انحراف معادله دو تا عدسی به دست می آید.



شکل ۲. دو صفحه عدسی، صفحه چشمی و زوایای انحراف پرتو نور در این شکل نشان داده شده است.

معمولًاً معادلات عدسی را بی بعد می نویستند. لذا کمیت بدون بعد را به صورت زیر تعریف می کنیم.

$$\eta_0 = \frac{D_S}{D_1} \xi_0^{(1)} \quad \text{و} \quad \xi_0^{(2)} = \frac{D_2}{D_1} \xi_0^{(1)} \quad , \quad \xi^{(1)} = \sqrt{\frac{4G}{c^2} \frac{D_1}{D_S} (M_1 D_{1S} + M_2 D_{2S} \frac{D_2}{D_1})}$$

در گام بعد بردار هر صفحه بهنجار می شود.

$$\vec{y} = \frac{\vec{\eta}}{\eta_0} \quad \text{و} \quad \vec{x}^{(2)} = \frac{\vec{\xi}_0^{(2)}}{\vec{\xi}_0^{(2)}} \quad , \quad \vec{x}^{(1)} = \frac{\vec{\xi}_0^{(1)}}{\vec{\xi}_0^{(1)}}$$

برای راحتی $\vec{x} = \vec{x}^{(1)}$ را قرارداد می کنیم. از جایگذاری بردارهای بدون بعد در معادلات (۴) و (۵) و انتخاب متغیرهای

$$\beta = \frac{D_{12} D_S}{D_{1S} D_2} \quad \text{و} \quad m_1 = \frac{M_2 \frac{D_{12} D_S}{D_{1S} D_2}}{M_1 + M_2 \frac{D_{2S} D_1}{D_{1S} D_2}} \quad , \quad m_1 = \frac{M_1}{M_1 + M_2 \frac{D_{2S} D_1}{D_{1S} D_2}}$$

معادلات بی بعد عدسی به دست می آیند. [۳]

$$\vec{y} = \vec{x} - m_1 \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2} - m_2 \frac{\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}}{|\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}|^{(2)}} \quad (V)$$

$$\vec{x}^{(2)} = \vec{x} - m_1 \beta \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2} \quad (A)$$

همان طور که گفته شد معادلات عدسی (روابط (۷) و (۸)) را به صورت نگاشت در نظر می گیریم و منحنی بحرانی و caustic را بدست می آوریم. البته این معادلات برداری هستند و برای نوشتن ژاکوبین باید فرم اسکالر انها را در نظر گرفت. در شکل (۳) منحنی بحرانی و caustic تعداد دو عدسی رسم شده است.

معادلات سه تا عدسی هم مانند روش بالا بدست می آیند.

$$\vec{y} = \vec{x} - m_1 \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2} - m_2 \frac{\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}}{|\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}|^{(2)}} - m_3 \frac{\vec{x}^{(3)} - \vec{x}_{m3}}{|\vec{x}^{(3)} - \vec{x}_{m3}|^{(2)}} \quad (9)$$

$$\vec{x}^{(3)} = \vec{x}^{(2)} - m_1 C \frac{\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}}{|\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}|^2}$$

$$\vec{x}^{(2)} = \vec{x} - m_1 \beta \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2}$$

که در آن $C = \frac{D_S}{D_3} \frac{D_{23}}{D_{2S}}$. در شکل (۳) منحنی بحرانی و caustic سه عدسی، به ازای مقادیر نوشته شده رسم شده اند.

معادلات N عدسی

در آخرین قسمت تعداد N عدسی بین ناظر و چشم در نظر می گیریم و معادلات عدسی ها را به ترتیب، مانند بالا می نویسیم. ابتدا ناظر در مکان اصلی، عدسی در صفحه عدسی اول، چشم در صفحه عدسی دوم، در گام بعد ناظر روی صفحه عدسی اول، عدسی روی صفحه عدسی دوم و چشم روی صفحه عدسی سوم و در آخرین مرحله ناظر روی صفحه عدسی (N-1)ام، عدسی روی صفحه Nام و چشم را در مکان واقعی اش فرض کرده و معادلات

عدسی را می نویسیم.

$$\begin{aligned}\vec{\xi}^{(2)} &= \vec{\xi}^{(1)} \frac{D_2}{D_1} - D_{12} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(1)}) \\ \vec{\xi}^{(3)} &= \vec{\xi}^{(2)} \frac{D_{23}}{D_{12}} - D_{23} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(2)}) \\ \vec{\xi}^{(j)} &= \vec{\xi}^{(j-1)} \frac{D_{j(j-2)}}{D_{j(j-1)}} - D_{(j-1)(j-2)} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(j-1)}) \\ \vec{\eta} &= \vec{\xi}^N \frac{D_{(N-1)S}}{D_{N(N-1)}} - D_{NS} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(3)})\end{aligned}$$

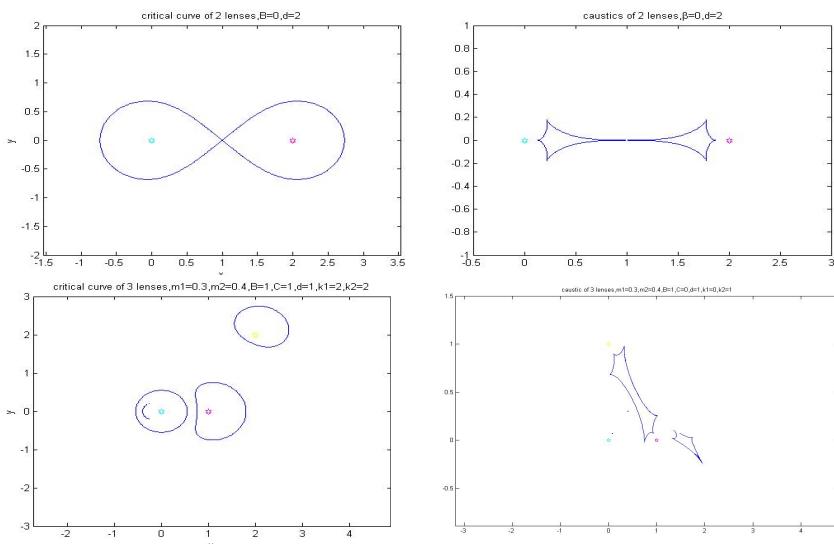
در روابط بالا D_{IJ} فاصله قطر زاویه ای از صفحه زام تا صفحه i ام و D_i فاصله صفحه i ام از ناظر و پانویس S نماد صفحه چشم است. پس از جایگذاری روابط بالا در معادله $\vec{\eta}$ در آخر معادله عدسی به صورت رابطه زیر:

$$\vec{\eta} = \vec{\xi}^{(i)} \frac{D_S}{D_1} - \sum_{j=j}^N D_{is} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(i)})$$

نوشته می شود که پس از بی بعد کردن معادله، رابطه زیر بدست می آید:

$$\vec{y} = \vec{x}^{(1)} - \sum_{i=1}^N \beta_{ij} \vec{\alpha}(\vec{x}^{(i)}) \quad (10)$$

می رسیم که در آن $\beta_{ij} = \frac{D_{IJ}}{D_j} \frac{D_S}{D_{is}}$ است. در اینجا هم با نوشتن ماتریس ژاکوبین و پیدا کردن صفرهای دترمینان ماتریس ژاکوبین، منحنی بحرانی به دست می آید. از جایگذاری مقدار تصاویر بحرانی در معادله (10)، caustic بدهست می آید.



شکل ۳. منحنی بحرانی و caustic دو و سه عدسی.

مراجع و منابع:

1. *Gravitational lensing and microlensing*. Mollerach,S . Roulet, E. world scientific Publication, 2002.
2. *Gravitational lenses*. Schneider, P. Ehlers, J. Falco, E. E. Springer publication, 2th Printing 1999.
3. *Classification of the multiple deflection two point-mass gravitational lens models and application of catastrophe theory in lensing*. Erdl. Schneider, P. Astronomy and astrophysics, **268**, 453-471 (1993).

بررسی ساختار غبار در سحابی سیاره نمای NGC 7662 با استفاده از نرم افزار DUSTY

قادر درستی، علی بستانی، جمشید قنبری

دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

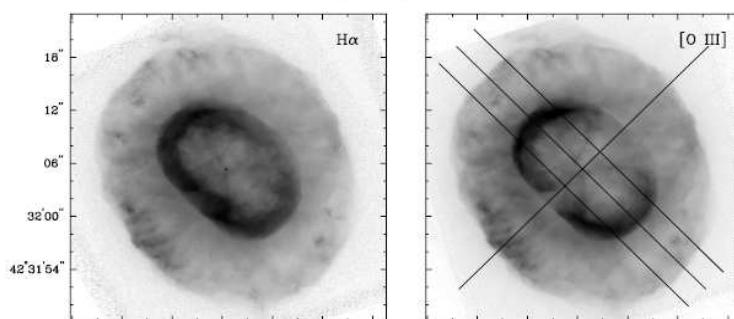
با حل معادله انتقال تابش و بکار بردن آن توسط نرم افزار Dusty و با داشتن مشخصات محیط می‌توان نمایه تابشی محیط را بدست آورد. در این مقاله، نمایه شار تابشی خروجی از سحابی سیاره نمای NGC 7662 با توجه به مشاهدات رصدی CIO [۱] در ناحیه فروسرخ با نتایج بدست آمده از نرم افزار Dusty مقایسه گردید و مشخصات محیط مانند؛ دمای غبار، عمق نوری، دمای ستاره مرکزی و نمایه چگالی محیط برآورد شد.

مقدمه:

تصاویر بدست آمده از تلسکوپ هابل (شکل(۱)) نشان می‌دهد که، ساختار سحابی سیاره نما NGC 7662 از دو ناحیه مجزا تشکیل شده است (ناحیه درونی، ناحیه بیرونی). محاسبات [۲] نشان می‌دهد که دمای ناحیه داخلی بسیار بالا است ($T_e = 44000K$) و طیفهای غالب در این ناحیه $H\alpha$, $O[III]$ و $He[II]$ می‌باشند. اما ناحیه خارجی دمای سردتری نسبت به ناحیه داخلی دارد. بنابراین حضور دانه‌ها در این ناحیه متحمل خواهد بود. خصوصیات و ترکیبات دانه‌ها می‌توانند شار تابشی خروجی (SED) از محیط را تحت تاثیر خود قرار دهند. که این تاثیرات به نحوی به دما، توزیع چگالی و ترکیبات شیمیایی دانه‌ها وابسته می‌باشد. برای بررسی تاثیر خصوصیات غبار بر شار تابشی خروجی می‌بایست معادله انتقال تابش (۱) را برای محیطی غباری با درنظر گرفتن پارامترهای اولیه همچون عمق نوری، نمودار سحابی، دمای غبار، ترکیبات شیمیایی و... حل کرد. کد Dusty پارامترهای مذکور را بعنوان شرایط اولیه مسئله دریافت کرده و شار تابشی خروجی از غبار را برآورد می‌کند. نمایه شار تابشی بدست آمده از Dusty را می‌توان با داده‌های مقایسه کرد و خصوصیات محیط را بدست آورد.

GUERRERO, JAXON, & CHU

Vol. 128



شکل (۱)

الگوی نظری

روش استفاده از مقیاس کلی (general scaling) و مقیاس گذاری در مسئله تابش فروسرخ توسط غبار گرم شده اولین بار توسط Rowan – Robinson [۳] مورد توجه قرار گرفت . که در مورد لایه‌های کروی فورمول بندی شده بود.در چنین روشی از کمیتهایی با مقیاس بندی کلی استفاده می کنند که به طور موثری باعث کاهش پارامترهای مستقل ورودی می شود.

در اینجا نشان می دهیم که کمیتهای نوری مربوط به غبار داده شده برای هر لایه از محیط های میان ستاره‌ای با هندسه دلخواه چه به صورت دینامیک و چه در گسیل فروسرخ به صورت موفقیت آمیزی بوسیله پارامتر عمق نوری کل قابل شرح هستند.

معادله انتقال تابش به صورت زیر :

$$(1) \frac{dI_\lambda}{dl} = k_\lambda (S_\lambda - I_\lambda)$$

که در آن k_λ ضریب خاموشی است.با تعریف عمق نوری به صورت $d\tau_\lambda = k_\lambda dl$ و یک مقیاس برای طول، کمیتهای طولی را بدون بعد کرده و تلاش خود را برای حل این معادله به کار می بندیم. T_1 و r_1 را عنوان دما و شعاع پوسته داخلی تعیین می کنیم.با استفاده از عبارت شار تابشی به صورت

$$(2) F_{el} = \int F_{e\lambda}(r_1) d\lambda$$

که در آن اندیس e معرف نشر منبع است. F_{el} برابر است با

$$(3) F_{e\lambda} = \int I_{e\lambda} \cos \theta d\Omega$$

کمیت زیر

$$(4) \psi = \frac{4\sigma T_1^4}{F_{el}}$$

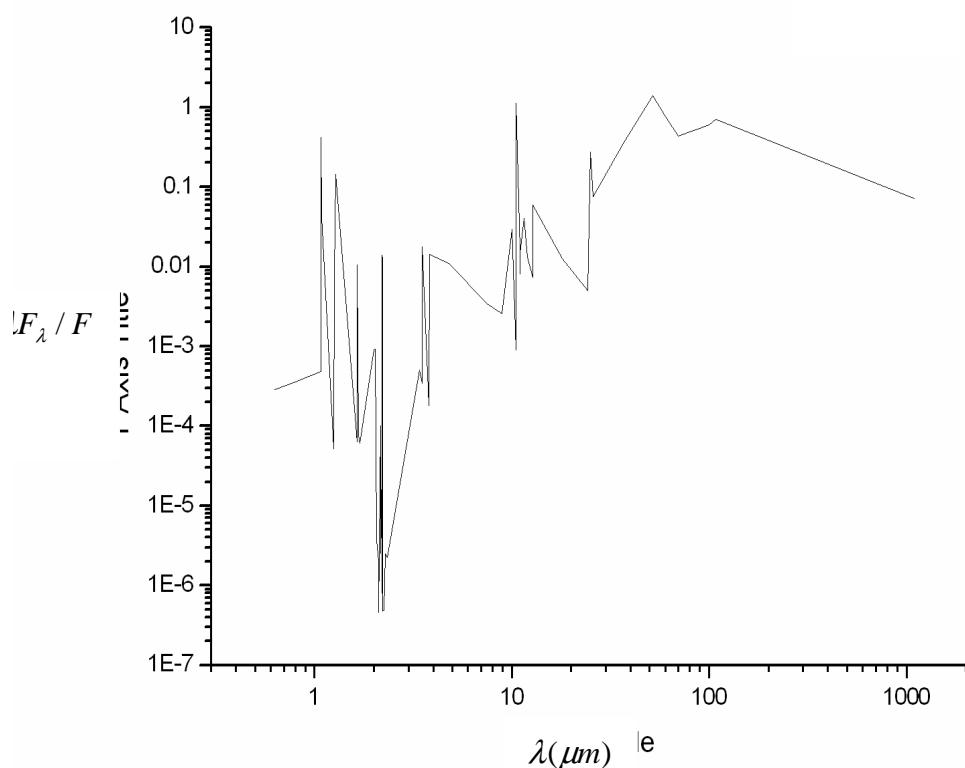
را به عنوان یک کمیت بدون بعد و معرف خروجی میدان تابشی تعریف می کنیم . با توجه به ملاحظات بالا معادله انتقال برای یک مدل با تقارن کروی پاسخی بصورت خواهد داشت.

$$(5) I_\lambda(y, \theta) = I_{e\lambda} e^{-\tau_\lambda(y)} \Theta(\frac{\theta_{el}}{y} - \theta) + I_{d\lambda}$$

که برای حل آن از روش های نیم تحلیلی عددی برای تقریب های متفاوت استفاده خواهیم کرد.

مشاهدات رصدی

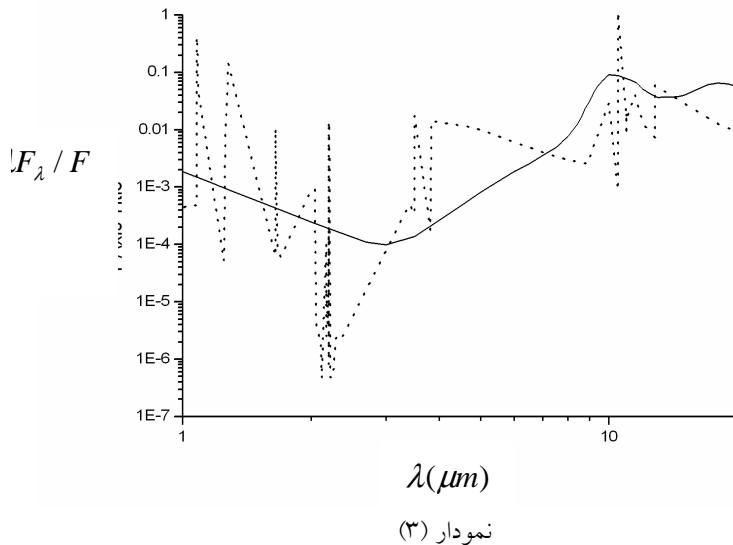
سحابی سیاره نمای NGC 7662، یک شیء آبی رنگ در آندرومدا می‌باشد. دمای ستاره مرکزی این سحابی در محدوده $50000-100000$ برآورد شده است [۴]. از طرفی نتایج طیف سنجی Sandin و همکارانش [۲] دمای الکترونی محیط را 44000 K تخمین زدند. مشاهدات IRAS در ناحیه فروسرخ (طول موج $1000-10000 \text{ میکرومتر}$) NASA/GODDARD SPACE FLIGHT CENTER [۱]، در نمودار (۲) برای سحابی سیاره نمای NGC 7662 نشان داده شده است.



نمودار (۲)

نمودار SED مربوط به NGC 7662 که از CIO [۱] بدست آمده است

پس از وارد کردن پارامترهای گوناگون با کمک کد DUSTY و مقایسه توزیع طیف انرژی بدست آمده از CIO (۱)، بهترین برآش بین محاسبات بدست آمده از طریق کد و نتایج رصدی، نمودار (۳) حاصل می‌شود.



نتایج

نتایج حاصل از برآورد دو نمودار (نمودار (۳)) در جدول (۱) به شرح زیر نشان داده شده اند.

عمق نوری τ	نمایه توزیع چگالی دانه ها η	دماهی غبار در مرز داخلی پوسته T_d	دماهی ستاره مرکزی T_*
۰.۲۳	$1/r$ $\lambda(\mu m)$	۳۵۰ K	۶۰۰۰ K

جدول (۱)

ترکیب شیمیایی غالب در محاسبات بالا ، سیلیس گرم Sil-OW [۵] در نظر گرفته شد. البته هیچ رابطه معنی داری برای تغییر در صد فراوانی ترکیب شیمیایی دیگر پیدا نشد.
منابع:

- [1] Daniel Y. Gezari, Patricia S. Pitts, M. Schmitz, 2000, NASA/CODDARD SPACE FLIGHT CENTER
- [2] C. Sandin, D. Schonberner, M.M. Roth, M. Steffen, A. Monreal-Ibero, P. Boehm, U. Tripphahn. 2006 IAU
- [3] Rowan-Robinson M, 1980, ApJS, 44, 403(RR)
- [4] Z. Ivezić, M. Elitzur, 1997, MNRAS, 287, 799-811
- [5] Grigor A. Gurzadyan, 1997, The Physics and Dynamics of Planetary Nebulae Berlin Univ. press
- [6] Ossenkopf, V., Henning, Th. & Mathis, J.S. 1992, A&A, 261, 567

بررسی تشکیل ساختار برای مدل انرژی تاریک متغیر با زمان

قادر درستی، سپهر اربابی

دانشگاه فردوسی مشهد

مرکز تحقیقات فیزیک و ریاضیات نظری *IPM*

چکیده

در این مقاله ما تشکیل ساختار را برای مدل $\Lambda(t)CDM$ که توسط Wang & Meng [1] برای واپاشی خلاء به ذرات CDM ارائه شد را بررسی کردیم. معادله تحول تباین چگالی بهازای مقادیر مختلف پارامتر ϵ (سرعت واپاشی خلاء) بحسب آوردهایم و معلوم شد که پارامتر ϵ نقش مهمی را در تحول اختلالات خطی بازی می‌کند. همچنین مقادار آن برای مقایسه با مدل استاندارد، نیز محاسبه شد. در پایان تاثیر حضور باریون نیز در تحول خطی اختلالات بررسی شد.

مقدمه

اینیشتین برای بدست آوردن جواب ایستا برای معادله میدان گرانش ثابت کیهانشناسی (Λ) را وارد این معادلات کرد. اما پس از مشاهده انبساط عالم آن را رد کرد. شواهد رصدی اخیر از جمله شدت نور ابرنواخترهای دوردست و دیگر مشاهدات نشان می‌دهد که جهان ما در حال انبساط شتابدار می‌باشد. دلیل احتمالی این پدیده وجود نوع ناشناخته ای از مؤلفه در عالم است که دارای چگالی و نیروی گرانشی است ولی فشار آن منفی می‌باشد. از طرفی محاسبات نظریه میدان کوانتومی نشان می‌دهد، که اگر انرژی خلاء برابر با صفر نباشد، باید مقدار بسیار بزرگی در مقایسه با Λ داشته باشد. این اختلاف و علت غالب شدن نسبتاً اخیر مؤلفه Λ در عالم دو معماً حل نشده در کیهانشناسی باقی مانده اند. مدل‌هایی بسیاری مطرح شده اند که Λ را با انرژی تاریک متغیر و در حال واپاشی در نظر می‌گیرند [3,2]. در این مقاله ما روشی را بکار گرفتیم که در حقیقت ادامه کار Wang [1] می‌باشد. ابتدا واپاشی خلاء به ذرات CDM را در نظر گرفتیم، که معلوم شد رابطه $\rho_{m0}a^{-3+\epsilon}$ بصورت می‌شود. در ادامه معادله فریدمان را برای این مدل با در نظر گرفتن باریون حل کردیم. و در انتها معادله تحول تباین چگالی را برای بررسی تشکیل ساختار به ازای مقادیر مختلف ϵ بدست آوردهیم.

وایپاشی خلاء به CDM

با توجه به معادله میدان اینیشتین

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g^{\mu\nu} = 8\pi G [T^{\mu\nu} + \frac{\Lambda}{8\pi G} g^{\mu\nu}] \quad (1)$$

که در رابطه بالا $T^{\mu\nu}$ ، تانسور انرژی-مومتم می‌باشد. با توجه به معادله $T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$ ما می‌توانیم معادله پیوستگی استاندارد را برای CDM پیدا کنیم.

$$u_{\mu} T^{\mu\nu}_{;\nu} = -u_{\mu} \left(\frac{\Lambda g^{\mu\nu}}{8\pi G} \right)_{;\nu} \quad (2)$$

یا بطور هم ارز:

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = -\dot{\rho}_{\Lambda} \quad (3)$$

$$\text{که } \rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G} \text{ چگالی انرژی خلا می باشد.}$$

رابطه (3) در غیاب رابطه بین انرژی تاریک و ماده تاریک بصورت $\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = 0$ است. با حل این معادله داریم $\rho_m = \rho_{m0}a^{-3}$. اگر تاثیر انرژی تاریک نیز در نظر گرفته شود، ماده تاریک با سرعت کمتری نسبت به حالت استاندارد خود رقیق می شود. بنابراین:

$$\rho_m = \rho_{m0}a^{-3+\varepsilon} \quad (4)$$

که ρ_m ، مقدار فعلی ρ_m می باشد. با جایگزاری رابطه (4) در را در معادله (3)

$$\rho_{\Lambda} = \tilde{\rho}_{\Lambda0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0}a^{-3+\varepsilon} \quad (5)$$

که $\tilde{\rho}_{\Lambda0}$ ثابت انتگرال گیری می باشد. با توجه به رابطه بالا مقدار فعلی چگالی انرژی تاریک بصورت زیر است.

$$\rho_{\Lambda0} = \tilde{\rho}_{\Lambda0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0} \quad (6)$$

محاسبه معادله فریدمان

دینامیک عالم از طریق معادله فریدمان بدست می آید.

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} \quad (7)$$

با توجه به اینکه k می تواند یکی از مقادیر ۰، ۱ و -۱ را اختیار کند جهانی بترتیب بسته، تخت و باز خواهیم داشت. برای یک عالم تخت ($k=0$) داریم:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho_b + \rho_{\Lambda} + \rho_m) \quad (8)$$

در رابطه بالا ρ_b چگالی ذرات باریون می باشد. با جایگزاری روابط (4) و (5) در رابطه (8) داریم

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\Omega_b a^{-3} + \frac{3\Omega_{m0}}{3-\varepsilon} a^{-3+\varepsilon} + \tilde{\Omega}_{\Lambda0}) \quad (9)$$

که در رابطه بالا Ω_b و Ω_{m0} بترتیب چگالی CDM و باریون می باشند و مقدار $\tilde{\Omega}_{\Lambda0}$ به حالت پایه خلاء مربوط است. باید توجه کرد که رابطه بالا به ازای $\Omega_b = 0$ ، $\tilde{\Omega}_{\Lambda0} = \varepsilon$ به مدل استاندارد تبدیل می شود.

بررسی تشکیل ساختار در رژیم خطی

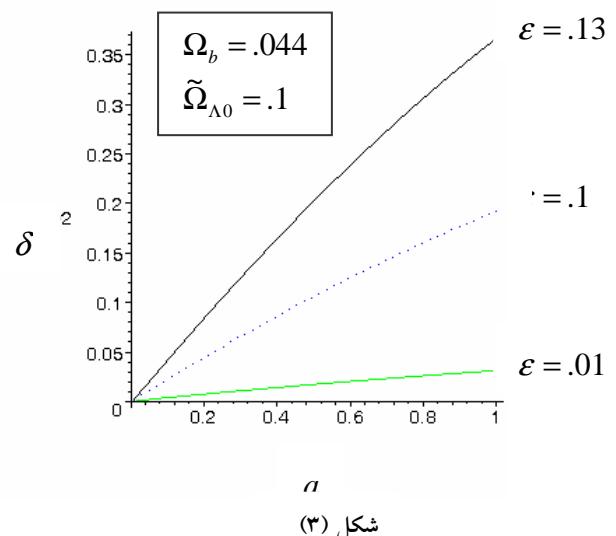
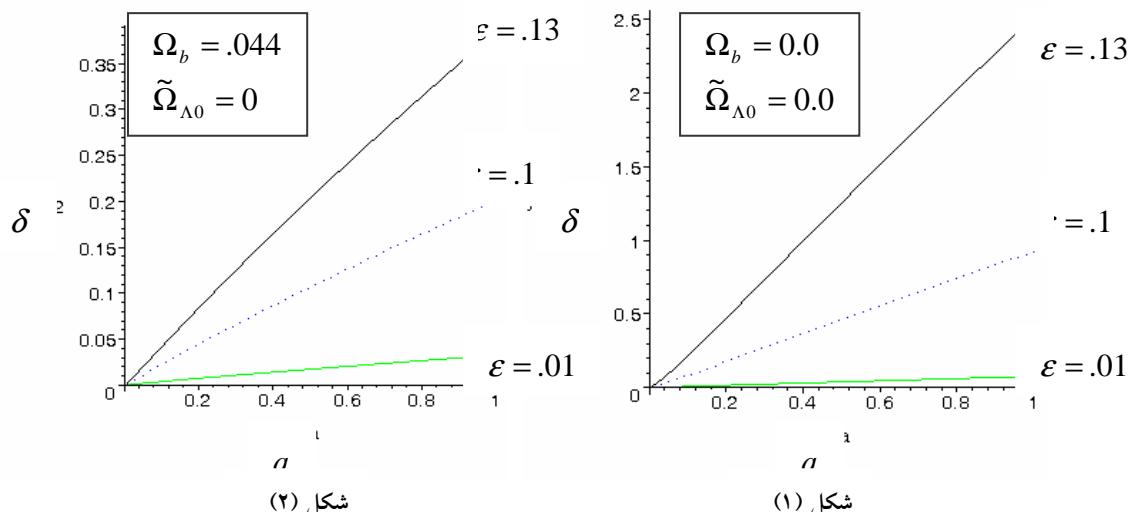
با استفاده از معادله پیوستگی و پواسن در جهان FRW تحول چگالی $\delta = \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}}$ در تقریب خطی [6,5,4] بصورت زیر می‌شود.

$$\dot{\delta}^+ + 2 \frac{\dot{a}}{a} \delta^- - 4\pi G \rho_m \delta = 0 \quad (10)$$

معادله دیفرانسیل بالا بر حسب a می‌نویسیم

$$\frac{d^2 \delta}{d a^2} + \frac{d \delta}{da} \left[\frac{\ddot{a}}{\dot{a}^2} + \frac{2H}{\dot{a}} \right] - \frac{3H_0^2}{2\dot{a}^2 a^3} \Omega_{m0} \delta = 0 \quad (11)$$

با جایگزاری H از معادله (۹) در معادله بالا و حل عددی معادله بالا، δ بصورت زیر به ازای مقادیر مختلف ϵ بدست می‌آید.



در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) تحول اختلالات خطی به ازای مقادیر $\epsilon = 0.1, 1, 13$ رسم شده است. ملاحظه می‌شود که در شکل (۲) و (۳) تاثیرات Ω_b و $\Omega_{\Lambda 0}$ نیز در نظر گرفته شد.

نتیجه گیری

در این مقاله تشکیل ساختار برای مدل [1] با در نظر گرفتن حضور باریون مورد بررسی قرار گرفت. و با توجه به نتایج حاصله از نمودار تحول اختلالات خطی می‌توان نتیجه گرفت که پارامتر ϵ نقش بسزایی دارد. می‌توان برای ادامه کار مقدار دقیق آن را با توجه به مقادیر رصدی بدست آورد.

Reference

- [1] P. Wang and X. Meng, Class. Quant. Grav. 22, 283 (2005).
- [2] W. Chen and Y-S. Wu, Phys. Rev. D41, 695 (1990); M. S. Berman, Phys. Rev. 43, 1075 (1991); D. Pav' on, Phys. Rev. D43, 375 (1991); J. C. Carvalho, J. A. S. Lima and I. Waga, hys. Rev. D46 2404 (1992); J. A. S. Lima and J. M. F. Maia, Phys. Rev D49, 5597 (1994); J. A. S. Lima and M. Trodden, Phys. Rev. D53, 4280 (1996); A. I. Arbab and A. M. M. Abdel-Rahman, Phys. Rev.D50, 7725 (1994); J. M. Overduin and F. I. Cooperstock, Phys. Rev. D58, 043506 (1998); J. M. Overduin, Astrop. J. 517, L1 (1999); M. V. John, K.B. Joseph, Phys. Rev. D61, 087304 (2000); O. Bertolami and P. J. Martins, Phys. Rev. D61, 064007 (2000); R. G. Vishwakarma, Gen. Rel. Grav. 33, 1973 (2001) A.S. Al-Rawaf, Mod. Phys. Lett. A14, 633 (2001); ; M. K. Mak, J.A. Belinchon, and T. Harko, IJMP D11, 1265 (2002); M. R. Mbonye, IJMP A18, 811 (2003); J. V. Cunha and R. C. Santos, IJMP D13, 1321 (2004); S. Carneiro and J. A. S. Lima, IJMP A20 2465 (2005); I. L. Shapiro, J. Sola and H. Stefancic, JCAP 0501, 012 (2005); E. Elizalde, S. Nojiri, S.D. Odintsov and P.Wang, Phys. Rev. D71, 103504 (2005); J. Sola and H. Stefancic, astro-ph/0507110.
- [3] I. Waga, Astrop. J. 414, 436 (1993); L. F. Bloomfield Torres and I. Waga, Mon. Not. R. Astron. Soc. 279, 712 (1996). R. G. Vishwakarma, Class. Quant. Grav. 17, 3833 (2000); R. G. Vishwakarma, Class. Quant. Grav. 18, 1159 (2001); J. V. Cunha, J. A. S. Lima and J. S. Alcaniz, Phys. Rev. D66, 023520 (2002). astro-ph/0202260; J. S. Alcaniz and J. M. F. Maia, Phys. Rev. D67, 043502 (2003). astro-ph/0212510; R. Opher and A. Pellison, Phys. Rev. D70, 063529 (2004).
- [4] Arbabi Bidgoli S., Movahed M.S., Rahvar S., IJ MPD 15, 1455 (2006).
- [5] T. Padmanabhan, Structure Formation in the Universe Cambridge Univ. Press (1993).
- [6] R. H. Brandenberger in N. Breton, J. L. Cervantes-Cota and M. Salgado eds, Lecture Note in Physics, The early universe and observational cosmology, 646, p.127 (2004).

تأثیر خودگرانش بر ساختار تعادلی یک قرص ضخیم غیر چرخان در اطراف جسم فشرده مغناطیسی

مرکزی

^۱فنبی، جمشید و عطائی، ساره

گروه فیزیک دانشکده علوم دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

ما در این کار سعی می کنیم تأثیر خودگرانش را بر ساختار تعادلی یک قرص ضخیم غیر چرخان و در حضور میدان مغناطیسی دوقطبی ستاره مرکزی مورد بررسی قرار دهیم. معادلات اصلی را در سیستم مختصات کروی درنظر گرفتیم و فرض کردیم سیستم دارای تقارن محوری باشد. همچنین به دلیل غیر چرخان بودن قرص از مولفه φ صرف نظر کردیم. با توجه به فرضیه انجام شده و محاسبات لازم به رابطه ای بین مؤلفه های ساعی و θ سرعت دست می یابیم. روش جداسازی متغیرها برای حل معادله پواسون به ارتباط بین چگالی و سرعت در راستای θ منجر می شود. سرانجام با استفاده از روش های خود مشابه به سه معادله نهایی برای سرعت، پتانسیل و فشار برحسب θ می رسیم که در آنها تأثیر سه کمیت بساوی بعد B و D و C نشانگر نسبت انرژی های گرمابی به گرانشی، C نسبت انرژی های جنبشی به گرانشی و D معرف اهمیت خودگرانش می باشد، را موردن بررسی قرار می دهیم.

مقدمه

قرصهای برافزایشی از لحاظ ساختار هندسی به دو دسته کلی نازک و ضخیم تقسیم می شود. کارهای تئوری بسیاری تا کنون بر روی قرصهای نازک انجام گرفته است (Shakura & Sanyaev 1973) اما در مورد قرصهای ضخیم هنوز در مراحل اولیه می باشد (Banerjee et al. 1995). تفاوت عمدۀ این دو نوع در میزان تأثیر خودگرانش بر ساختار آنها است. در بیشتر موارد در قرصهای نازک از خودگرانش صرف نظر می شود در حالیکه نادیده گرفتن این اثر در قرصهای ضخیم غیرممکن است. در بررسی قرصهای ضخیم معمولاً از دو روش استفاده می کنند: در روش اول که بسیار نیز متدائل است سیستم را در دستگاه مختصات استوانه ای در نظر گرفته و انتگرالگیری در راستای عمودی به صورت لایه لایه انجام می شود. اما در روش دوم که ما نیز در این کار از آن استفاده کردیم تمام معادلات در سیستم مختصات کروی حل می شوند. امروزه تقریباً ثابت شده است که در این سیستمهای از اثر میدان مغناطیسی نمی توان صرف نظر کرد (Blanford & Znajek 1977; Lubow et al. 1994). به همین دلیل ما از معادلات مگتوهیدرودینامیک (MHD) استفاده کردیم و میدان مغناطیسی جرم مرکزی را به صورت دوقطبی در معادلات وارد کردیم. به خاطر ساده سازی، سیستم را دارای تقارن محوری فرض کردیم و در این مرحله از کار اثرات و شکسانی را نیز در نظر نگرفتیم. همچنین به دلیل غیر چرخان بودن قرص مؤلفه سمتی سرعت را نیز صفر قرار دادیم که این خود منجر به صفر شدن مؤلفه سمتی میدان مغناطیسی در قرص نیز می شود. پس در این حالت میدان مغناطیسی تأثیری بر ساختار قرص ندارد.

فرمولبندی و محاسبات

همانطور که در مقدمه اشاره شد میدان مغناطیسی جسم مرکزی را به صورت دوقطبی درنظر گرفتیم
: (Ghanbari & Abbassi 2004)

$$\vec{B} = 2B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cos \theta \hat{e}_r + B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \sin \theta \hat{e}_\theta$$

همچنین معادلات حاکم بر سیستم شامل معادلات MHD و به دلیل بررسی خودگرانش معادله پواسون و پایستگی جرم است که به صورت زیردر می آیند :

$$\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}p - \rho \vec{\nabla}(\psi + \psi_{ext}) + \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{B} \quad (1)$$

که ψ پتانسیل ناشی از خودگرانش قرص و ψ_{ext} پتانسیل گرانشی ستاره مرکزی است.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (4)$$

¹ghanbari@ferdowsi.um.ac.ir, sara_a_virgo1989@yahoo.com

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla^2(\psi + \psi_{ext}) = 4\pi G(\rho + \rho_{ext}) \quad (6)$$

$$\vec{\nabla}(\rho v) = 0 \quad (7)$$

با استفاده از معادلات (۳) و (۴) بدست می آوریم:

$$\frac{\partial}{\partial \theta}(r \sin \theta(v_r B_\theta - v_\theta B_r)) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(r \sin \theta(v_r B_\theta - v_\theta B_r)) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(r(v_\phi B_r - v_r B_\phi)) - \frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta) = 0 \quad (10)$$

پس

$$r \sin \theta(v_r B_\theta - v_\theta B_r) = A = cte \quad (11)$$

با جایگذاری مقادیر مؤلفه میدان دوقطبی و با توجه به اینکه در r های بزرگ باید v_r و v_θ به سمت صفر میل کنند، مقدار ثابت

A صفر می شود و خواهیم داشت:

$$v_r = 2v_\theta \cot \theta \quad (12)$$

این رابطه را در (۱۰) قرار می دهیم و بدست می آوریم:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\phi}{\partial r}(2B_0) \frac{R^3}{r^2} \cos \theta - 3B_0 v_\phi \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cos \theta - 2 \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \cot \theta r B_\phi - 2v_\theta \cot \theta B_\phi - 2v_\theta r \cot \theta \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \\ - \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} B_\phi - v_\theta \frac{\partial B_\phi}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \sin \theta = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

با جایگذاری رابطه (۱۲) در رابطه (۷) و استفاده از روش جداسازی متغیرها بدست خواهیم آورد:

$$\rho v_\theta = \rho_0 v_0 \left(\frac{r}{R}\right)^{n-5/2} \sin^{-2n} \theta \quad (14)$$

چون در r های بزرگ این مقدار باید صفر شود در نتیجه باید $n < 5/2$ باشد. از معادله (۴) مؤلفه های بردار J را بدست

آورده و همراه با رابطه (۱۲) در معادله اول قرار می دهیم با توجه به تعریف فشار مؤثر به صورت زیر

$$\hat{P} = p_{gas} + \frac{B_\phi^2}{8\pi} \quad (15)$$

و صفر شدن مؤلفه سمتی بردار J به دلیل قطبیوار بودن میدان مغناطیسی به روابط زیر می رسیم:

$$\rho(4v_\theta \cot^2 \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{2v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \cot \theta - 3 \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{2v_\theta^2}{r} \cot^2 \theta - \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{GM}{r^2}) + \frac{\partial \hat{P}}{\partial r} = -\frac{B_\phi^2}{4\pi r} \quad (16)$$

$$\rho(2 \frac{v_\theta^2}{r} \cot \theta + 2v_\theta \cot \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{P}}{\partial \theta} = -\frac{B_\phi^2}{4\pi r} \cot \theta \quad (17)$$

$$\rho(3 \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta + 2v_\theta \cot \theta \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta}) = \frac{B_0}{4\pi} \frac{R^3}{r^4} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\phi) + 2r \cos \theta \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \right) \quad (18)$$

کمیت ها زیر را برای بدون بعد کردن معادلات تعریف می کنیم:

$$\tilde{\rho}(r, \theta) = \frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0}, \quad \tilde{P}(r, \theta) = \frac{\hat{P}(r, \theta)}{P_0}, \quad \tilde{v}_\phi(r, \theta) = \frac{v_\phi(r, \theta)}{v_0}, \quad \tilde{v}_\theta(r, \theta) = \frac{v_\theta(r, \theta)}{v_0}$$

$$\tilde{B}_\varphi = \frac{B_\varphi}{B_0} , \quad x = \frac{r}{R} , \quad \tilde{\psi}(r, \theta) = \frac{\psi(r, \theta)}{\psi_0}$$

$$M_d = \frac{4\pi}{3} R_d^3 \rho_0 , \quad \rho_0 = \rho(r, \theta)_{r=R_d, \theta=\pi/2} , \quad \psi_0 = \frac{GM}{R_d}$$

از روابط (۱۶) و (۱۷) را بدست می آوریم و در معادله پواسون قرار می دهیم. با استفاده از رابطه (۱۴) و اعمال

فرضهای اولیه در مورد مؤلفه سمتی سرعت و میدان مغناطیسی بدست می آوریم:

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial x} = -B \tilde{v}_\theta x^{5/2-n} \sin^{2n} \theta \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} - \frac{1}{x^2} + C \left(\frac{2\tilde{v}_\theta^2}{x} \cot^2 \theta + \frac{3\tilde{v}_\theta^2}{x} - \frac{2\tilde{v}_\theta}{x} \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial \theta} \cot \theta - 4\tilde{v}_\theta \cot^2 \theta \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial x} \right) \quad (۱۹)$$

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} = -B \tilde{v}_\theta x^{5/2-n} \sin^{2n} \theta \frac{\partial \tilde{P}}{\partial \theta} - C \left(\tilde{v}_\theta \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial \theta} + 2\tilde{v}_\theta x \cot \theta \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial x} + 2\tilde{v}_\theta^2 \cot \theta \right) \quad (۲۰)$$

$$\frac{\tilde{v}_\theta}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial x} \right) + \frac{\tilde{v}_\theta}{x^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} \right) = D x^{n-5/2} \sin^{-2n} \theta \quad (۲۱)$$

که در این معادلات B و C و D به صورت زیر تعریف می شوند و به ترتیب بیانگر نسبت انرژی گرمابی و انرژی جنبشی به انرژی پتانسیل ستاره مرکزی و D معرف نقش خودگرانش می باشد.

$$D = \frac{3M_d}{M} , \quad C = \frac{v_0^2}{\psi_0} , \quad B = \frac{P_0/\rho_0}{\psi_0}$$

برای حل خود مشابهی معادلات متغیرهای خود مشابه زیر را در نظر می گیریم:

$$\tilde{P}(x, \theta) = \frac{\tilde{P}(\theta)}{x^{n_3}} , \quad \tilde{\psi}(x, \theta) = \frac{\tilde{\psi}(\theta)}{x^{n_2}} , \quad \tilde{v}_\theta(x, \theta) = \frac{\tilde{v}_\theta(\theta)}{x^{n_1}}$$

با جایگذاری این روابط در معادلات (۱۹)، (۲۰) و (۲۱) و مساوی قرار دادن توانهای x بدست خواهیم آورد:

$$n_5 = -1 , \quad n_3 = 4 , \quad n_2 = 1 , \quad n_1 = 1/2$$

بنابراین معادلات به صورت زیر در می آیند:

$$\frac{d\tilde{v}_\theta(\theta)}{d\theta} = \frac{\tilde{\psi}(\theta)}{2\tilde{v}_\theta(\theta)C} \tan \theta + \frac{2B\tilde{P}(\theta)}{C \sin \theta \cos \theta} - \frac{\tan \theta}{2C\tilde{v}_\theta(\theta)} + \frac{3\tilde{v}_\theta(\theta)}{2} \tan \theta + \frac{2\tilde{v}_\theta(\theta)}{\tan \theta} \quad (۲۲)$$

$$\frac{\tilde{v}_\theta(\theta)}{\tan \theta} \frac{d\tilde{\psi}(\theta)}{d\theta} + \tilde{v}_\theta(\theta) \frac{d^2\tilde{\psi}(\theta)}{d\theta^2} = D \sin^2 \theta \quad (۲۳)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{P}(\theta)}{d\theta} &= -\frac{d\tilde{\psi}(\theta)}{d\theta} \frac{\sin^2 \theta}{B\tilde{v}_\theta(\theta)} - \frac{3C\tilde{v}_\theta(\theta) \sin \theta \cos \theta}{B} - \frac{\tilde{\psi}(\theta) \sin^2 \theta \tan \theta}{2B\tilde{v}_\theta(\theta)} - 2\tilde{P}(\theta) \tan \theta \\ &+ \frac{\sin^2 \theta \tan \theta}{2B\tilde{v}_\theta(\theta)} - \frac{3C\tilde{v}_\theta(\theta) \sin^2 \theta \tan \theta}{2B} \end{aligned} \quad (۲۴)$$

برای حل این معادلات $w(\theta)$ را به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$w(\theta) = \frac{d\tilde{\psi}(\theta)}{d\theta} \quad (۲۵)$$

با این تعریف معادلات نهایی به صورت زیر می باشد:

$$\frac{d\tilde{v}_\theta(\theta)}{d\theta} = \frac{\tilde{\psi}(\theta)}{2\tilde{v}_\theta(\theta)C} \tan \theta + \frac{2B\tilde{P}(\theta)}{C \sin \theta \cos \theta} - \frac{\tan \theta}{2C\tilde{v}_\theta(\theta)} + \frac{3\tilde{v}_\theta(\theta)}{2} \tan \theta + \frac{2\tilde{v}_\theta(\theta)}{\tan \theta} \quad (۲۶)$$

$$\frac{d\tilde{\psi}(\theta)}{d\theta} = w(\theta) \quad (۲۷)$$

$$\frac{dw(\theta)}{d\theta} = \frac{D \sin^2 \theta}{\tilde{v}_\theta(\theta)} - \frac{w(\theta)}{\tan \theta} \quad (28)$$

(۲۹)

که این معادلات باید با شرایط مرزی مناسب به صورت عددی حل شوند.

با توجه به تعریفهای انجام شده در $\theta = \pi/2$ بدست می آوریم:

$$\tilde{v}_\theta(\pi/2) = 1 \quad (30)$$

$$\tilde{P}(\pi/2) = 1 \quad (31)$$

همچنین با در نظر گرفتن شرایط مرزی زیر (Narayan & Yi 1995):

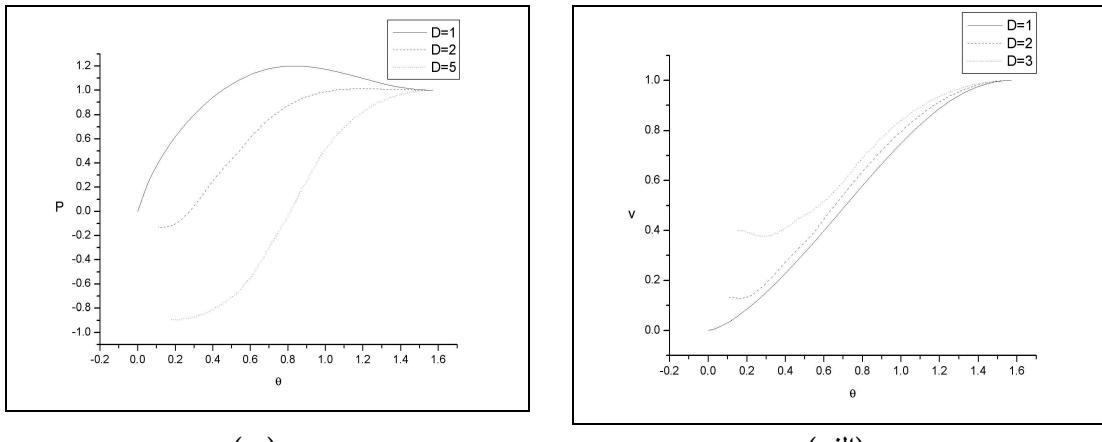
$$\left. \frac{d\tilde{v}_\theta(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\pi/2} = 0 \quad \text{و} \quad \left. \frac{d\tilde{P}_\theta(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\pi/2} = 0$$

از روابط (۲۳) و (۲۸) بدست می آوریم:

$$\tilde{\psi}(\pi/2) = -4B - 3C + 1 \quad (32)$$

$$w(\pi/2) = 0 \quad (33)$$

معادلات (۲۶) تا (۲۹) را با شرایط مرزی (۳۰)، (۳۱)، (۳۲) و (۳۳) به روش ODIENT حل کردیم. تعدادی از نمودارهای بدست آمده در زیر آمده است.



در نمودار (الف) تأثیر خودگرانش برمولفه قطبی سرعت قرص مشاهده می شود. به پارامتر D مقادیر ۱، ۲، ۳ داده شده و دیگر مقادیر ۱ می باشند. در نمودار (ب) تأثیر افزایش خودگرانش قرص بر فشار نشان داده شده است. به پارامتر D مقادیر ۱، ۲، ۳ داده شده و دیگر مقادیر ۱ می باشند.

نتیجه گیری:

با توجه به معادلات و نمودارهای بدست آمده می توان نتیجه گرفت که میدان مغناطیسی در صورتیکه قرص غیر چرخان باشد، تأثیری بر ساختار آن نخواهد داشت. همچنین افزایش خودگرانش قرص منجر به کاهش شدید فشار و افزایش سرعت قطبی در نواحی مرکزی می شود. همچنین افزایش انرژی جنبشی باعث افزایش پتانسیل گرانشی می شود.

مراجع:

1. Banerjee D., Bhattacharyya S., Das A.C., Prasanna A.R., 1995, *APJ*, 449, 789
2. Blandford R.D., Znajek R.L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
3. Frank J., King A.R., Raine D.J., 1995, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press.
4. Ghanbari J., Abbassi S., 2004, *MNRAS*, 350, 1437-1444
5. Lubow S.H., Papaloizou J.C.B., Pringle J.E., 1994, *MNRAS*, 267, 235
6. Narayan R., Yi I., 1994, *APJ*, 444, 231
7. Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, *A&A*, 24, 337

ملاحظاتی پیرامون ابرخوشه‌ی گیسو و منشاء طیف پروتون‌های بسیار پرانرژی در پرتوهای کیهانی

داودی‌فر، پانته‌آ^۱ فاطمی، سید جلیل‌الدین^۱، ارجمند کرمانی، حمید^۱

^۱ گروه نجوم ذره‌ای دانشگاه شهید باهنر کرمان

چکیده

در ادامه‌ی دو کار پیشین این گروه (مراجع ۱ و ۲) به بررسی مدل‌های تئوری موجود در زمینه‌ی طیف پرتوی گاما ناشی از ابرخوشه‌ی گیسو پرداخته و نتایج کارهای پیشین را با مدل تئوری ارائه شده توسط KUO و همکاران (۳) مقایسه نموده‌ایم. با توجه به اهمیت موضوع طرح شده در مقاله‌ی دوم ما، مقایسه‌ی نتایج به دست آمده از محاسبات پیشین که قسمتی از آن بر پایه‌ی نتایج تجربی انجام گرفته بود با مدل‌های تئوریک جدی‌تر به نظر لازم می‌رسید. بررسی حاضر حادس گروه ما را مبنی بر این که منشاء پروتون‌های بسیار پرانرژی در طیف مشاهده شده‌ی پرتوهای کیهانی ابرخوشه‌ی گیسو می‌باشد مجدداً تایید می‌کند.

مقدمه

وجود زمینه‌ی پخشیده‌ی پرتوی گاما (Diffuse Gamma Ray Background) ابتدا توسط Kraushaar و همکاران (1972) بر اساس داده‌های ماهواره‌ی OSO-3 مشخص گردید. پس از آن مطالعات بیشتری توسط ماهواره‌ی SAS-2 (Thompson et al.) EGRET (1982 Fichtel et al.) و Sreekumar, et al. (1998) انجام گرفت. با توجه به این‌که عمدی منابع پرتوی گاما کهکشانی در صفحه‌ی کهکشان قرار گرفته‌اند، زمینه‌ی گاما در قطب‌های کهکشانی را می‌توان ناشی از منابع ماوراء کهکشانی دانست. با چنین دیدی، در اولین کار تحقیقاتی خود (۱) با استفاده از داده‌های EGRET ابتدا برای پرتوی گاما ساطع شده در جهت ابرخوشه‌ی گیسو، یک طیف نمایی پیشنهاد نمودیم:

$$I(E) \propto E^{-\gamma}, \gamma = 1.8 \pm 0.4 \quad (1)$$

$$I(E > 30MeV) \approx 1.9 \times 10^{-6} cm^{-2}s^{-1} \quad (2)$$

و چنین نتیجه گرفتیم که $\sim 25.9\%$ کل اضافه شار مشاهده شده در این ربع برای انرژی‌های بزرگ‌تر از $E > 30MeV$ از جهت ابرخوشه‌ی گیسو ساطع می‌گردد.

در کار ارائه شده توسط KUO و همکاران (۳) با فرض این‌که قسمتی از پرتوهای گاما در ابرخوشه در اثر برهم‌کنش‌های هادرونی پرتوهای کیهانی (عموماً پروتون‌ها) با یون‌های حرارتی موجود در محیط میان خوشه‌ای ایجاد می‌شود و با استفاده از مدل (Dermer 1986) برای برهم‌کنش‌های هادرонی و همچنین با در نظر گرفتن تولید پرتوهای گاما در اثر Inverse Compton Scattering فوتون‌های زمینه‌ی میکروموج کیهانی توسط الکترون‌های ثانویه، تابش گاما ناشی از خوشه‌ی گیسو محاسبه شده و سپس زمینه‌ی گاما ماوراء کهکشانی ناشی از برهم‌کنش‌های هادرونی پروتون‌های پرتوهای کیهانی با گاز حرارتی خوشه محاسبه گشته است. (۳)

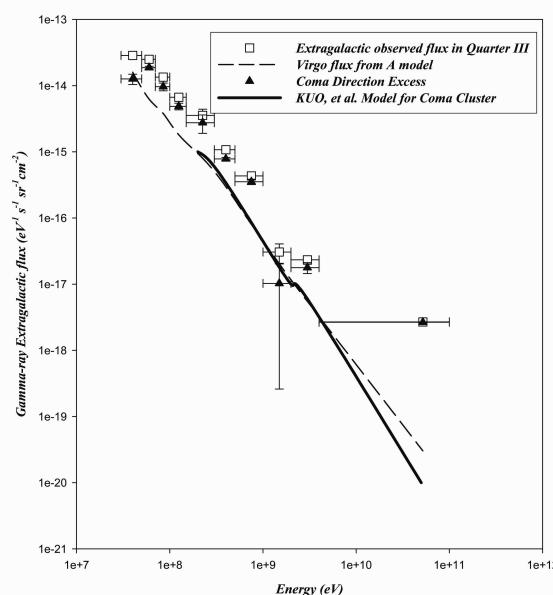
در شکل ۱ ما نتایج ارائه شده در مقاله‌ی نخست خود را با نتایج به دست آمده از محاسبات تئوری توسط KUO و

همکاران مقایسه کردند.

محاسبات

به طوری که در شکل ۱ مشخص می‌گردد نتایج KUO و همکاران در توافق با نتایج مدل A برای ابرخوشه سنبله (۴ و ۵) است اما با افزایش انرژی این توافق کاهش می‌یابد که قویاً پیشنهاد می‌کند مکانیسم‌های دیگری نیز در تولید پرتوهای گاما در انرژی‌های بالا علاوه بر مکانیسم‌های یاد شده توسط ایشان موثر باشد.

اختلاف بین اضافه شار ناشی از ابرخوشه گیسو و اضافه شار ماوراء کهکشانی ناشی از ابرخوشه ویرگو تقریباً با مقدار ارائه شده توسط KUO همکاران در توافق است (با در نظر داشتن خطای داده‌ها و مرتبه‌ی بزرگی)، یا به عبارت دیگر می‌توان اضافه شار مشاهده شده در ربع سوم را با افزودن این دو مقدار به دست آورد که نتایجه‌ی حاصل در توافق نسبتاً خوبی با مشاهدات می‌باشد.



شکل ۱: اضافه شار مشاهده شده ماوراء کهکشانی پرتو گاما در ربع سوم، اضافه شار پیش‌بینی شده گاما برای ابرخوشه سنبله از مدل A و اضافه شار ماوراء کهکشانی در جهت ابرخوشه گیسو. و EGRB تولید شده به وسیله‌ی برخوردهای هادرونی پروتون‌های پرتوهای کیهانی با گاز حرارتی خوش.

در دومین کار تحقیقاتی انجام گرفته توسط گروه حاضر که در کنفرانس فیزیک ایران ارائه گشت (۲)، با استفاده از فرم موجود برای طیف پروتون ماوراء کهکشانی (۶) ناشی از ابرخوشه سنبله، طیف پروتون تجربی و نتایج کار پیشین، تلاش نمودیم تا طیف پروتون ماوراء کهکشانی در جهت ابرخوشه گیسو را مشخص نماییم. به این منظور در اولین تقریب فرض کردیم نسبت گاما به پروتون در گستره نظر تقریباً ثابت است.

مقادیر محاسبه شده برای نسبت گاما به پروتون مورد استفاده در گستره‌ی انرژی $E > 10^{19} \text{ eV}$ ، در بازه‌ی ۰.۱ تا

۱.۲ متغیر است، لذا ما این نسبت را به طور میانگین برابر با 0.6 در نظر گرفته و با نرمالیزاسیون کلیه مقادیر به دست آمده برای طیف گامای تجربی به طیف پروتون مشاهده شده، مجدداً مقدار بهینه‌ای برای این نسبت محاسبه نموده‌ایم. نسبت شار پرتونی گامای ماوراء کهکشانی ناشی از ابرخوشه‌ی گیسو، ابرخوشه‌ی سنبله و سایر خوشه‌ها و ابرخوشه‌ها به شار کل ماوراء کهکشانی به ترتیب عبارت است از : 25.9% ، 55.8% و 18.3% ، که با استفاده از نتایج مقاله‌ی (۱) محاسبه گشت. پس از بهینه سازی نسبت گاما به پروتون، مقدار محاسبه شده توسط ما در انرژی‌های بالاتر از $E > 10^{19} eV$ ، 0.34 بود که در محاسبه طیف تقریبی پروتون ماوراء کهکشانی در جهت ابرخوشه‌ی گیسو مورد استفاده قرار گرفته است. با استفاده از نسبت بهینه شده گاما به پروتون، و پذیرفتن فرم ارائه شده توسط وولفندل برای طیف پروتون ناشی از ابرخوشه‌ی سنبله و سایر خوشه‌ها (۶)، نرمالیزاسیون به مقادیر تجربی را برای ناحیه‌ی طیف مورد نظر انجام داده و طیف پروتون در جهت ابرخوشه‌ی گیسو را محاسبه نمودیم. جدول ۱ شامل قسمتی از نتایج محاسبات ما می باشد.

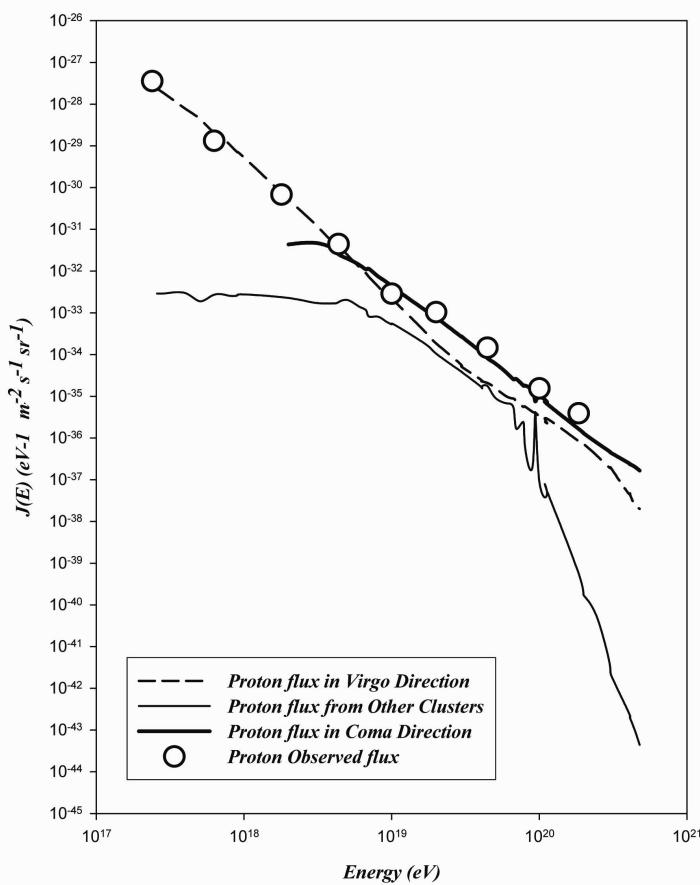
Energy (eV)	Proton Flux ($eV^{-1}m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$)	Energy (eV)	Proton Flux ($eV^{-1}m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$)
2×10^{19}	0.4351×10^{-31}	4×10^{20}	0.1184×10^{-33}
3×10^{19}	0.4772×10^{-31}	5×10^{20}	0.6219×10^{-34}
4×10^{19}	0.3547×10^{-31}	6×10^{20}	0.3670×10^{-34}
5×10^{19}	0.1996×10^{-31}	7×10^{20}	0.2593×10^{-34}
6×10^{19}	0.1424×10^{-31}	8×10^{20}	0.1807×10^{-34}
7×10^{19}	0.1133×10^{-31}	9×10^{20}	0.1325×10^{-34}
8×10^{19}	0.7676×10^{-32}	1×10^{21}	0.9898×10^{-35}
2×10^{20}	0.7745×10^{-33}	2×10^{21}	0.1294×10^{-35}
3×10^{20}	0.2654×10^{-33}	3×10^{21}	0.4724×10^{-36}

جدول ۱ : نتایج محاسبه‌ی طیف پروتون در جهت ابرخوشه‌ی گیسو.

نتیجه گیری

به طوری که مشخص می‌گردد با در نظر داشتن مکانیسم پیشنهادی توسط KUO و همکاران (۳) از آنجا که نتایج محاسبات ما در مقاله‌ی (۱) با استفاده از داده‌های EGRET همراه با فرضیات قبلی از جمله پذیرفتن مدل A برای ابرخوشه‌ی سنبله و در نظر گرفتن اضافه شار مشاهده شده در ربع سوم به صورت مجموع شار گامای ناشی از ابرخوشه‌ی سنبله و ابرخوشه‌ی گیسو تا حد بسیار زیادی تایید می‌گردد، اکنون می‌توان با اطمینان بیشتری درباره‌ی طیف پروتون ارائه شده در مقاله‌ی (۲) سخن گفت.

نتایج این محاسبات که در کنفرانس سالانه‌ی فیزیک ایران ارائه گشت، در شکل (۲) ارائه شده است و به طوری که مشاهده می‌شود می‌توان چنین نتیجه گرفت که طیف مشاهده شده‌ی پروتون‌های پرتوهای کیهانی در انرژی‌های بسیار بالا که پیشتر توسط وولفندل و همکاران تنها ناشی از ابرخوشه‌ی سنبله دانسته شده بود را باید در بالاترین گستره‌ی انرژی که از حدود $10^{18} eV$ ~ شروع می‌شود ناشی از ابرخوشه‌ی گیسو دانست.



شکل ۳ : طیف پروتون محاسبه شده در جهت ابرخوشه‌ی گیسو در مقایسه با طیف پروتون مشاهده شده، طیف پروتون در جهت ابرخوشه‌ی سبله و طیف ناشی از سایر خوشه‌ها و ابرخوشه‌ها.

مرجع‌ها

- .۲۶. "طیف پروتون ماوراء کهکشانی در جهت ابرخوشه‌ی گیسو" داودی‌فر، فاطمی، و ارجمند کرمانی - کنفرانس فیزیک ایران شهریور ۱۳۸۵
- .۲۷. "تلایش برای آشکار کردن اضافه شار ماوراء کهکشانی پرتولی گاما در جهت ابرخوشه گیسو" - داودی‌فر، فاطمی و ارجمند کرمانی - دهمین گرددۀ‌مایی پژوهشی نجوم ۲۶ و ۲۷ بهمن ۱۳۸۴
28. P-H. KUO, S. Bowyer and Ch-Y. Hwang, Journal of The Korean Astronomical Society **37**: 597~600 (2004)
29. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994) 1089-1101
30. Astrophys. J. **349** (1990) 35-40
31. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **6** (1980) 1561-1573
32. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **16** (1990) 1399-1407
33. Astroparticle Physics **7** (1997) 21-25
34. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **22** (1996) 1089
35. J. Phys. A: Math., Gen., **7** (1974) 120-134

The Effects of Density Stratification on Oscillations and Damping of Standing MHD Quasi Linear Modes in Solar Coronal Loops

K. Karami^{1,2} & A. Asvar¹

¹Department of Physics, University of Kurdistan, Pasdaran St., Sanandaj, Iran

²Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Gava Zang, Zanjan, Iran

Abstract

The standing MHD quasi linear modes in a zero- β cylindrical magnetic flux tube that undergoes a density stratification in both the radial and the longitudinal directions is considered. The dispersion relation for the fast MHD body waves is derived and solved numerically to obtain the frequencies of the fundamental and the first overtone modes of both the kink and fluting waves. Damping rates due to both viscous and resistive dissipations in presence of the density stratification is derived and solved numerically for the first two modes of both the kink and fluting waves.

Introduction

Transverse oscillations of coronal loops were first identified by Aschwanden et al. (1999) and Nakariakov et al. (1999) using the observations of TRACE. Verwichte et al. (2004), using the observations of TRACE, detect the multimode oscillations for the first time. They find that two loops are oscillating in both the fundamental and the first-overtone mode. According to the theory of MHD waves, for uniform loops the ratio of the period of the fundamental to the period of the first overtone is exactly 2. But the ratios found by Verwichte et al. (2004) are 1.81 and 1.64 and thus clearly differ from 2. This may cause due to the effect of stratification in the loops. In the present work, our aim is to investigate the effects of density stratification on oscillations and damping of standing MHD quasi linear waves in the cold coronal loops observed by Verwichte et al. (2004) deduced from the TRACE data. To do this, we combine the techniques of Papers [5,8,9,10] and of Andries et al. (2005b).

Numerical Results

The effects of longitudinal density stratification on both the frequencies ω and damping rates α are calculated by numerical solution of the dispersion relation [6]. The results are displayed in Figs. 1 to 6. Figures 1 to 2 show frequency and damping rate of the fundamental and the first overtone kink mode ($m=1$) versus the stratification parameter

$\mu=L/\pi H$ for a loop with constant length and varying scale height. Figures 1 to 2 reveal that both frequencies, ω_1 , ω_2 and the damping rates, α_1 , α_2 increase when μ increases. These results are in agreement with those obtained by Andries et al. (2005b) and Arregui et al. (2005). Figures 3 to 4 display the same results as in Figs. 1 to 2 for the fluting modes ($m=2$). However, Figs. 1 to 4 do not show a noticeable difference between the kink and fluting modes, but our numerical values shows that for a given stratification parameter μ , the frequencies and damping rates increase slightly when the azimuthal mode number m increases. The ratio of the frequencies ω_2/ω_1 of the first overtone and its fundamental mode for both the kink ($m=1$) and fluting ($m=2$) modes are plotted in Figs. 5 to 6, respectively. Figures show that for both modes, the ratio of the frequencies decrease from 2 (for unstratified loop) and approaches below 1.5 with increasing the density stratification. This result is in accord with that obtained by Andries et al. (2005a) and Safari et al. (2006). For $m=1$, $\pi\mu=1.9$, and 2.6 the ratio ω_2/ω_1 are 1.815 and 1.646, respectively. These are in good agreement with the frequency ratios observed by Verwichte et al. (2004), 1.81 ± 0.25 and 1.64 ± 0.23 , respectively deduced from the observations of TRACE.

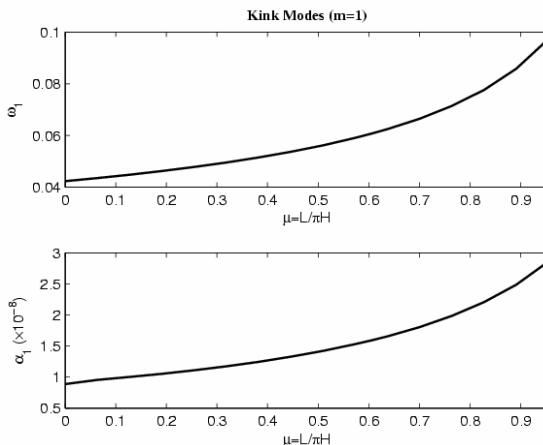


Fig.1. Frequency of the fundamental kink mode ($m=1$) kink.

and its damping rate as a function of the stratification parameter $\mu=L/\pi H$ for a loop with constant length and varying scale height.

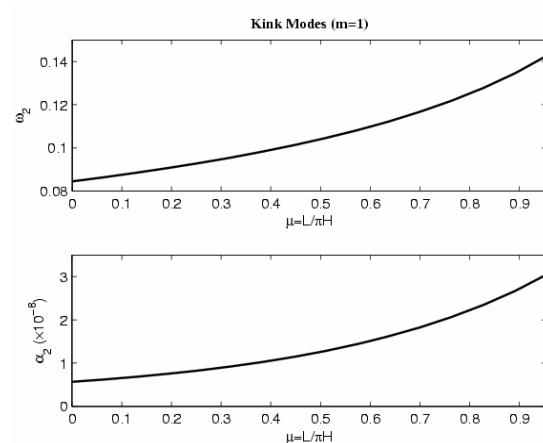


Fig.2. Same as Fig. 1, for the first-overtone

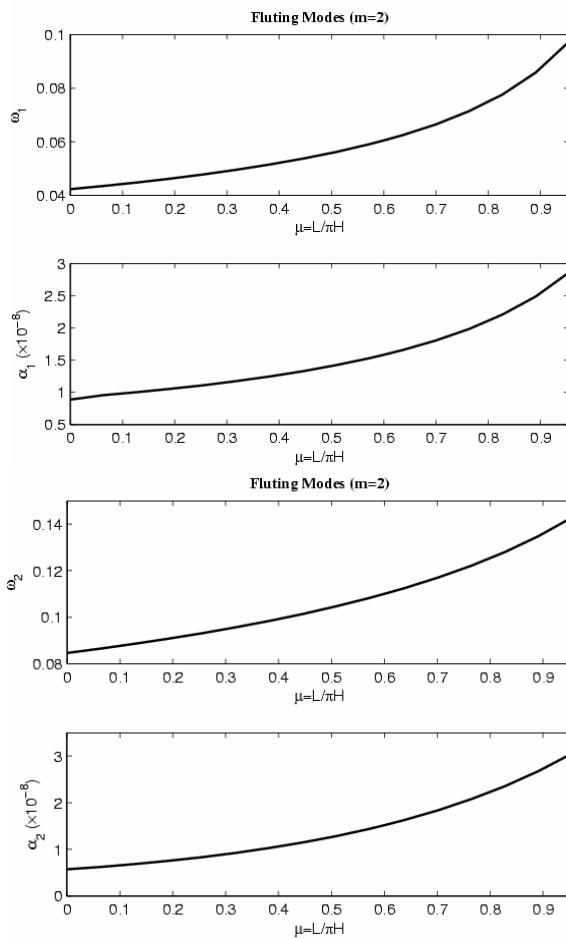


Fig.3. Frequency of the fundamental fluting mode fluting.

($m=2$) and its damping rate as a function of the stratification parameter $\mu=L/\pi H$ for a loop with constant length and varying scale height.

Fig.4. Same as Fig. 3, for the first-overtone

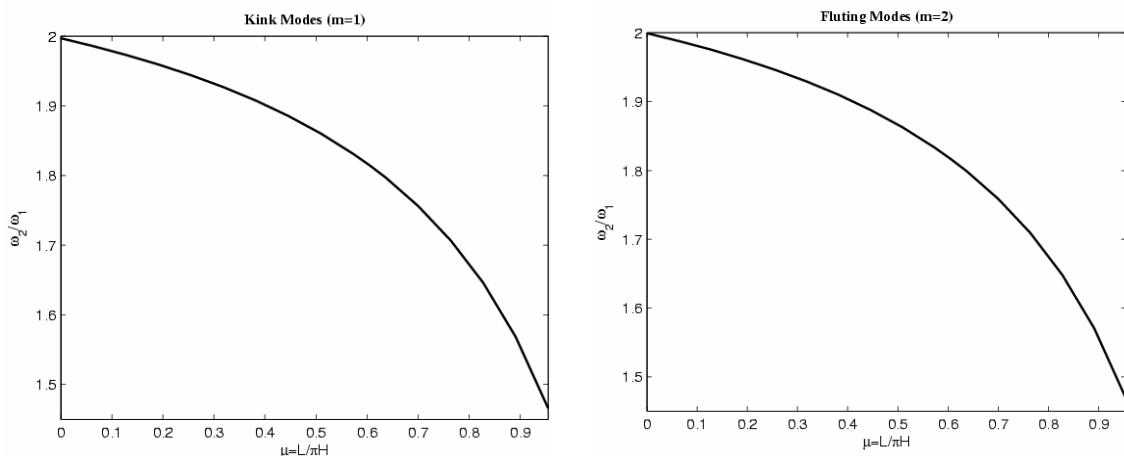


Fig.5. Ratio of the frequencies ω_2/ω_1 of the first

Fig.6. Same as Fig. 5, for fluting modes ($m=2$)

overtone and its fundamental mode versus
 $\mu=L/\pi H$ for kink modes ($m=1$).

Conclusions

Oscillations and damping of fast MHD body waves in coronal loops in presence of both the radial and the longitudinal density stratification is studied. To do this, a typical coronal loop is considered as a straight pressureless cylindrical flux tube embedded in a constant background magnetic field. The density varies in both the radial and the axial directions. The Linearized MHD equations, when the dissipation is absent, are reduced to a Bessel's equation for the longitudinal component of the perturbed magnetic field. The dispersion relation is obtained and solved numerically for obtaining the fundamental and the first overtone frequencies of both the kink and the fluting modes. The damping rates of oscillations due to the resistive and viscous dissipation in presence of the stratification is obtained and solved numerically. Our numerical results show that:
i) Both frequencies and damping rates of the fundamental and the first overtone modes of both the kink ($m=1$) and fluting ($m=2$) waves increase when the stratification parameter increases. *ii)* The ratio of the frequencies ω_2/ω_1 of the fundamental mode and its first overtone for both the kink and the fluting modes is lower than 2 (for unstratified loops) in presence of the longitudinal density stratification which are in accord with the TRACE observations.

References

- [1] Andries J., Arregui I., Goossens M., 2005a, ApJ, 624, L57
- [2] Andries J., Goossens M., Hollweg J. V., Arregui I., Van Doorsselaere T., 2005b, A&A, 430, 1109
- [3] Arregui I., Van Doorsselaere T., Andries J., Goossens M., Kimpe D., 2005, A&A, 441, 361
- [4] Aschwanden M. J., Fletcher L., Schrijver C. J., Alexander D., 1999, ApJ, 520, 880
- [5] **Karami K.**, Nasiri S., Sobouti Y., 2002, A&A, 396, 993
- [6] **Karami K.**, Asvar A., 2006, submitted to MNRAS
- [7] Nakariakov V.M., Ofman L., DeLuca E.E., Roberts B., Davila J.M., 1999, Science, 285, 862
- [8] Safari H., Nasiri S., **Karami K.**, Sobouti Y., 2006, A&A, 448, 375
- [9] Safari H., Nasiri S., Sobouti Y., 2006, preprint (astro-ph/0605566)
- [10] Sobouti Y., **Karami K.**, Nasiri S., 2003, ASPC, 289, 409
- [11] Verwichte E., Nakariakov V.M., Ofman L., Deluca E.E., 2004, Sol. Phys., 223, 77

آهنگ برافراش وابسته به شعاع در قرصهای ضخیم

مصطفی علیرضا، فاقعی، کاظم

دانشگاه مازندران، گروه فیزیک

چکیده

دراینجا آهنگ برافراش وابسته به شعاع قرص ضخیم چرخان و شکسان پلیتروپ را در اطراف یک جسم فشرده مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. برای چنین قرصی یک دسته حل های خود- مشابهی بدست آمده است که رفتار شعاعی قرص را مشخص می کند، بطوریکه تمامی مؤلفه های سرعت، رفتاری شبیه کلپری را از خود نشان می دهد و رفتار شعاعی دیگر کمیتهای فیزیکی وابسته به مقدار γ بدست می آیند، بدین ترتیب که مؤلفه های مغناطیسی برای γ های یکسان رفتار یکسانی دارند و شار میدان مغناطیسی به خوبی برای $\gamma < 1$ یک رفتار فیزیکی را از خود نشان می دهد بطوریکه که هر چه از جسم مرکزی دور می شویم شار میدان مغناطیسی کاهش می یابد. پاسخ های حاصل وابستگی شعاعی آهنگ برافراش جرم را به γ بصورت $r^{[2(\gamma-1)]}$ نشان می دهد که برای $\gamma < 1$ ، با دور شدن از جسم مرکزی آهنگ برافراش جرم کاهش می یابد. با دو پارامتر بدون بعد بدست آمده هی C_B و C_1 می توان به ترتیب اهمیت انرژی مغناطیسی و انرژی گرمایی را نسبت به انرژی پتانسیل گرانشی جسم مرکزی جلاگانه مورد مطالعه قرار داد.

مقدمه

Narayan & Yi (1995) قرصی با غلبهی پهن رفت را که و شکسانی باعث تلاطم در قرص بود، بدون در نظر گرفتن میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار دادند. همچنین آنها آهنگ برافراش جرم را ثابت در نظر گرفتند، بطوریکه در فواصل دور از جسم مرکزی همان اندازه برافراش داریم که در مجاور جسم مرکزی داریم. بنابراین ما در این بررسی با در نظر گرفتن تمامی مؤلفه های سرعت و میدان مغناطیسی، و شکسانی و با فرض ارتباط پلیتروپ بین شار و چگالی، در پی مطالعه سیستمی هستیم که جرم بتواند با آهنگ متغیری برافراش کند و در عین حال جوابی فیزیکی برای میدان مغناطیسی و شار مغناطیسی بدست آوریم.

فرضیات و فرمولبندي

ما از یک دستگاه مختصات کروی (r, θ, ϕ) استفاده می کنیم، بطوریکه مرکز دستگاه مختصات بر روی جسم مرکزی قرار دارد و فرضیات زیر را برای قرص در نظر می گیریم:

الف) قرص بسیار یونیده و دارای رسانندگی بینهایت می باشد، ب) نیروی گرانشی وارد بر المان سیال ناشی از یک پتانسیل نیوتونی، بصورت $\Psi = -\frac{GM}{r}$ مشخص شده است که M جرم جسم فشرده مرکزی می باشد، ج) قرص

ایستا ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) و داری تقارن محوری ($\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$) می باشد، د) مؤلفه سمتی نیروی و شکسانی، نیروی و شکسانی حاکم بر قرص فرض شده است، بنابراین از نیروی و شکسانی در راستاهای r و θ صرفنظر شده است، ه) ارتباط بین فشار و چگالی بصورت رابطه پلیتروپ $P = K\rho^\gamma$ می باشد که γ و K ثابت هستند.

Riftar ماکروسکوپیکی چنین سیستمی بوسیله معادلات مغناطوهیدرودینامیک کامل توصیف می شود (Frank et.al. 1995). بنابراین از معادلات ماکسول به نتایج زیر می رسیم

$$\mathbf{B} = \frac{1}{2\pi} \nabla \times \left(\frac{\Phi}{r \sin \theta} \hat{e}_\varphi \right) + B_\varphi \hat{e}_\varphi$$

$$B_r = \frac{1}{2\pi r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

$$B_\theta = -\frac{1}{2\pi r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

$$v_\theta = -rv_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{v_\varphi}{2\pi r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - rv_r B_\varphi \right\} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{v_\varphi}{2\pi r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial r} - rv_r B_\varphi \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right\}.$$

که $\dot{M} = -2\pi \int r^2 \sin \theta \rho V_r d\theta$ (Narayan & Yi 1995) آهنگ برافراش جرم را مستقل از r فرض می‌کند و معادله پیوستگی به شکل ساده‌ی $0 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho V_r r^2) = 0$ تبدیل و $V_\theta = 0$ می‌شود. در اینجا با توجه به اینکه آهنگ برافراش جرم وابسته به شعاع می‌باشد و $V_\theta \neq 0$ می‌باشد، معادله پیوستگی به شکل زیر حاصل می‌شود

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) = \frac{r^2}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \rho v_r \sin \theta \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right\}$$

معادلات تکانه را می‌توان با استفاده از معادله پلیتروپ و نتایج حاصل از معادلات ماکسول به شکل زیر نوشت (Mihalas & Mihalas 1984)

$$\rho \left\{ v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - v_r \left(\frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} + \frac{GM}{r^2} - \frac{v_\varphi^2}{r} - rv_r^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-2} \right\} + \frac{\partial P}{\partial r} =$$

$$-\frac{B_\varphi}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) - \frac{1}{4\pi (2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \right]$$

$$\rho \left\{ -v_r \frac{\partial}{\partial r} \left[rv_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right] + rv_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[v_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right] + \right.$$

$$\left. -v_r^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} - \frac{v_\varphi^2 \cot \theta}{r} \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} =$$

$$-\frac{B_\varphi}{4\pi r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi) - \frac{1}{4\pi r (2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \right]$$

$$\rho \left\{ v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - v_r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} + \frac{v_\varphi}{r} \left[v_r - rv_r \cot \theta \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right] \right\} =$$

$$-\frac{1}{2(2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi) - \frac{1}{2r(2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi)$$

$$+\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \rho v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \rho v \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\varphi}{\sin \theta} \right) \right\} + \frac{\rho v}{r} \left\{ 3r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) + \frac{2 \cos \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\varphi}{\sin \theta} \right) \right\}$$

که $v = \alpha \frac{P}{\rho \Omega}$ ضریب وشکسانی سینماتیک است که برای آن توصیف α می‌باشد توسط

$\Omega = \sqrt{\frac{GM}{r}}$ Shakura&Sunyaev(1973) را بکار بردایم که در آن α یک ثابت و سرعت زاویه‌ای کپلری

می‌باشد. برای حل معادلات فوق در ابتدا آنها را بدون بعد می‌کنیم، بنابراین متغیرهای بدون بعد

$$r \rightarrow \hat{r}r, \rho \rightarrow \hat{\rho}\rho, \Phi \rightarrow \hat{\Phi}\Phi, B_\varphi \rightarrow \hat{B}B_\varphi, P \rightarrow \hat{P}P$$

$$v_r \rightarrow v_{0k}v_r, v_\theta \rightarrow v_{0k}v_\theta, v_\varphi \rightarrow v_{0k}v_\varphi$$

را که

$$\hat{r} = r_0, \hat{\rho} = \rho_0, \hat{B} = B_0, \hat{\Phi} = B_0r_0^2, \hat{P} = P_0, v_{0k} = \sqrt{\frac{GM}{r_0}}$$

می‌باشد را تعریف می‌کنیم که V_{0k}, P_0, B_0, ρ_0 واحدهای مناسبی را فراهم می‌آورند که معادلات در یک شکل بدون بعد نوشته شوند. تحت انتقالات فوق تنها معادلات تکانه به شکل زیر تغییر می‌کنند

$$\rho \left\{ v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - v_r \left(\frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} + \frac{1}{r^2} - \frac{v_\varphi^2}{r} - rv_r^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-2} \right\} + C_t \frac{\partial P}{\partial r} =$$

$$-C_B \frac{B_\varphi}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi) - \frac{C_B}{(2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \right]$$

$$\rho \left\{ -v_r \frac{\partial}{\partial r} \left[rv_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right] + rv_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[v_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} \right] + \right.$$

$$\left. -v_r^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} - \frac{v_\varphi^2 \cot \theta}{r} \right\} + \frac{C_t}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} =$$

$$-C_B \frac{B_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi) - \frac{C_B}{r(2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \right]$$

$$\rho \left\{ v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - v_r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1} + \frac{v_\varphi}{r} [v_r - rv_r \cot \theta \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^{-1}] \right\} =$$

$$-\frac{2C_B}{(2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi) - \frac{2C_B}{r(2\pi r \sin \theta)^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi)$$

$$+ \alpha C_t \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{5/2} P \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) \right] + r^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[P \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\varphi}{\sin \theta} \right) \right] + P r^{3/2} \left[3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) + \frac{2 \cos \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\varphi}{\sin \theta} \right) \right] \right\}$$

که C_t و C_B ثوابتی هستند که بصورت زیر تعریف می‌شوند

$$C_t = \frac{P_0/\rho_0}{v_{0k}^2} = \left(\frac{c_{0s}}{v_{0k}} \right)^2,$$

$$C_B = \frac{B_0^2/4\pi\rho_0}{v_{0k}^2} = \left(\frac{v_{0A}}{v_{0k}} \right)^2,$$

که c_{0s} سرعت صوت و v_{0A} سرعت آلفن می‌باشد. با معرفی دو پارامتر بدون بعد C_t و C_B می‌توان اهمیت انرژی مغناطیسی و انرژی گرمایی را نسبت به انرژی پتانسیل گرانشی جسم مرکزی جداگانه مورد مطالعه قرار داد.

برای بدست آوردن رفتار شعاعی قرص، معادلات فوق را به روش خود- مشابهی حل می‌کنیم. بدین منظور کمیت‌های فیزیکی بدون بعد را که رفتار مشابه با یکدیگر دارند، به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\begin{aligned}\rho(r, \theta) &= \frac{\rho(\theta)}{r^{\epsilon_1}}, \quad P(r, \theta) = \frac{P(\theta)}{r^{\epsilon_2}}, \quad \Phi(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{r^{\epsilon_3}}, \\ B_r(r, \theta) &= \frac{B_r(\theta)}{r^{\epsilon_4}}, \quad B_\theta(r, \theta) = \frac{B_\theta(\theta)}{r^{\epsilon_5}}, \quad B_\varphi(r, \theta) = \frac{B_\varphi(\theta)}{r^{\epsilon_6}}, \\ v_r(r, \theta) &= \frac{v_r(\theta)}{r^{\epsilon_7}}, \quad v_\theta(r, \theta) = \frac{v_\theta(\theta)}{r^{\epsilon_8}}, \quad v_\varphi(r, \theta) = \frac{v_\varphi(\theta)}{r^{\epsilon_9}}\end{aligned}$$

که نماهای ϵ_1 تا ϵ_8 ثوابتی می‌باشند که باید مشخص شوند. با قرار دادن کمیتهای خود- مشابهی فوق در معادلات حاکم بر سیستم، به نتایج زیر می‌رسیم

$$\epsilon_1 = \frac{1}{\gamma - 1}, \quad \epsilon_2 = \frac{4 - 3\gamma}{2(\gamma - 1)}, \quad \epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon_5 = \frac{\gamma}{2(\gamma - 1)}, \quad \epsilon_6 = \epsilon_7 = \epsilon_8 = \frac{1}{2}$$

با مشخص شدن رفتار شعاعی قرص به دسته معادلات دیفرانسیلی دست پیدا می‌کنیم که رفتار عمودی کمیتهای فیزیکی قرص را برای ما معین می‌کنند.

نتیجه گیری

در این مقاله قرص ضخیم چرخان مغناطیدهای را مورد بررسی قرار دادیم که وشکسانی عامل اتلاف تکانهزاویهای در سیستم می‌باشد و رابطه‌ی پلیتروپ بین فشار و چگالی برقرار است. دو پارامتر بدون بعد C_B و C_t اهمیت انرژی مغناطیسی و انرژی گرمایی را نسبت به انرژی پتانسیل گرانشی جسم مرکزی مشخص می‌کنند. از معادلات حاکم بر سیستم، یک دسته حل‌های خود- مشابهی حاصل شده است که رفتار شعاعی قرص را برای ما مشخص می‌کند. مؤلفه‌های سرعت یک رفتار شبه کپلری را از خود نشان می‌دهند و تمامی مؤلفه‌های میدان مغناطیسی رفتار شعاعی یکسان وابسته به γ دارند. آهنگ برافرایش جرم و شار مغناطیسی، در بازه‌ی $\gamma < \frac{4}{3}$ با دور شدن از جسم مرکزی تضعیف می‌شوند.

به عنوان کارآئی پیشنهاد می‌شود که دستگاه معادلات حاصل از رفتار شعاعی قرص را با شرایط مرزی مناسب عددی حل نمود تا بتوان ساختار عمودی قرص را نیز مورد بررسی قرار داد.

مرجع‌ها

- Frank, J., King, A. R., Raine, D. J., 1995, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press
- Mihalas, D., & Mihalas, B. W. 1984, *Foundation of Radiation Hydrodynamics*, New York: Oxford Univ. Press
- Narayan, R., & Yi, I., 1995, *ApJ*, **444**, 231
- Shakura, N. I., Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, **24**, 337

استفاده از داده های EGRET در تخمین طیف پرتوهای کیهانی اولیه خوشه Virgo کهکشانی

ارجمد کرمانی، حمید^۱؛ فاطمی، سید جلیل الدین^۱؛ داودی فر، پانته آ^۱

^۱ گروه فیزیک دانشگاه شهید باهنر کرمان، انتهای بولوار ۲۲ بهمن، کرمان

چکیده

با توجه به این که خوشه های کهکشانی با احتمال زیاد منشا عمده پرتو های گامای خارج از کهکشان اند و با توجه به نتیجه آنالیز داده های EGRET توسط این گروه (۱) که منجر به محاسبه اضافه شار گامای قابل ملاحظه ای در گستره انرژی 40 MeV تا 3 GeV در راستای خوشه کهکشانی سنبله شده است، بر آن شدیم که با توجه به نتیجه فوق و استفاده از مدل منابع خوشه های کهکشانی ذرات کیهانی ارائه شده توسط گلر و همکاران (۲)، طیف انرژی بالاترین انرژیهای ذرات کیهانی خاص منشعب از خوشه سنبله را محاسبه کنیم.

مقدمه

تحقیقات در باره منشاء تابش کیهانی علی رغم این حقیقت که قریب به یک سده از زمان کشف پرتوهای کیهانی گذشته است ادامه دارد. به علاوه هنوز بحثهایی در این مورد که ذرات اولیه، منشاء کهکشانی یا ماوراء کهکشانی دارند، وجود دارد. مولفه الکترونی پرتوهای کیهانی که چند درصد شار پرتوها را در روی زمین شامل می شود، به این دلیل که تابش $K^{\circ} 2.7$ ، کهکشان را از الکترونهای خارج ایزوله می کند، به احتمال قوی منشاء کهکشانی دارد. اما این وضعیت برای پروتون ها یا هسته های سنگین تر متفاوت است. شواهدی بر وجود منابع کهکشانی پروتون ها در محدوده انرژی از 1 GeV تا 10^{17} eV وجود دارد. همچنین حداقل تا انرژی 10^{17} eV برای وجود منابع کهکشانی یافت شده است. اما در انرژی های بالاتر از 10^{17} eV میدان های مغناطیسی کهکشانی قدرت کافی برای گیر اندازی اینچنین پرتو های پر انرژی را نداشته و از اینرو وجود منابع ماوراء کهکشانی برای این ذرات مورد توجه است (۲).

نزدیکترین خوشه کهکشانی به ما که می تواند منبع قوی ایجاد ذرات پر انرژی ماوراء کهکشانی باشد خوشه سنبله است، که در فاصله حدود $Mpc 20$ از ما قرار دارد و تحقیقات انجام شده حاکی از وجود هاله ای از پرتو گاما در اطراف این خوشه ناشی از برخورد پروتونهای کیهانی بسیار پر انرژی با تابش زمینه کیهانی می باشد. در اینجا طیف انرژی پروتون های منشا خوشه سنبله مورد توجه ما است.

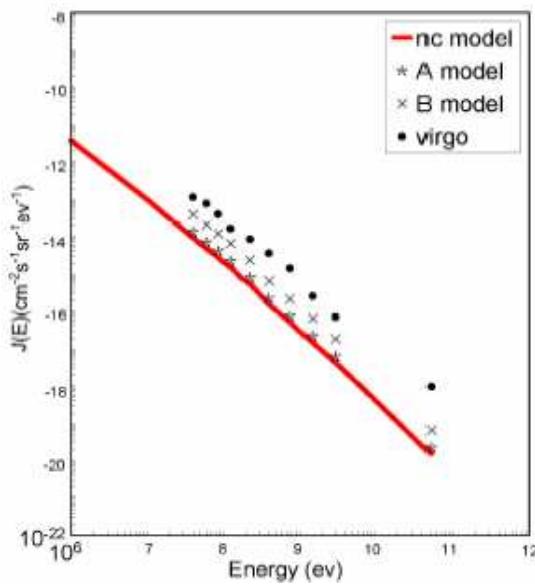
طیف انرژی گامای خوشه سنبله

با توجه به این که خوشه سنبله در قطب شمال کهکشان، ($L = 284^{\circ}, b = 74^{\circ}$) قرار دارد اضافه شار ماوراء کهکشان در جهت قطب شمال در مقایسه با قطب جنوب سنجیده می شود چنین مقایسه ای نیاز به حذف شار گامای کهکشان دارد که با استفاده از داده های Osborne و همکاران ۱۹۹۴ (۳) انجام شده است. این پژوهش با توجه به داده های EGRET قبل از توسط گروه ما انجام شده (۱)، که نتیجه آن منجر به تعیین اضافه شار پرتوهای گاما در گستره انرژی 40 MeV تا 3 GeV از جهت خوشه سنبله گردیده و طیف انرژی گامای آن در نمودار ۱ نشان داده شده است. از این نمودار جمع مقدار گامای تابش شده از جهت خوشه سنبله در جدول ۱ آمده

است. در این جدول همچنین مقدار کل شدت پرتوهای گاما ماوراء کهکشانی در محدوده انرژی فوق آمده است که از رابطه زیر استفاده شده است (۳):

$$I_{(E_\gamma)} = 9.6 \times 10^{-7} E^{-\gamma} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$$

که در آن $\gamma = 2.11 \pm 0.05$ می باشد در نتیجه مقدار تابش گاما می که به بقیه خوشها یا منابع دیگر نسبت داده می شود را نیز می توان بسادگی از تفاضل کل تابش گاما از مقدار گاما خوشها سنبله بدست آورد که در همان جدول نشان داده می شود.



نمودار ۱: طیف انرژی محاسبه شده پرتوهای گاما از جهت خوشها سنبله، که در مقایسه با طیف گاما مدل های A و B خوشها سنبله و نیز مدل غیر کیهان شناختی نشان داده می شود (مستخرج از مقاله ۱).

جدول ۱: مقادیر شار گاما محسوبه شده کل ماوراء کهکشانی، خوشها سنبله و دیگر خوشها را نشان می دهد.

$I(E_\gamma)_{ext.gala.}$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$	3.055×10^{-5}
$I(E_\gamma)_{Virgo}$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$	8.535×10^{-6}
$I(E_\gamma)_{Other}$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$	2.201×10^{-5}

طیف ذرات اولیه

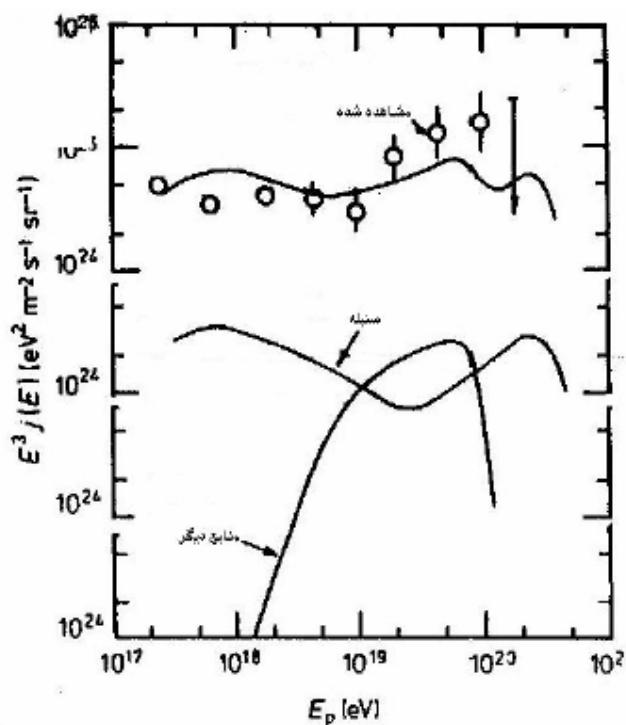
با استفاده از کار گیلر و همکاران (۲) که در آن طیف پرتوهای کیهانی اولیه (که فرض می شود اساسا پروتون اند) در محدوده انرژی های بسیار بالای 10^{17} eV تا 10^{21} eV مربوط به طیف مشاهده شده ذرات کیهانی، طیف ذرات خوشها سنبله و طیف ذرات دیگر خوشها ماوراء کهکشانی (به نمودار ۲ رجوع شود) ارائه شده است. مقادیر شار پروتون های مشاهده شده، مربوط به خوشها سنبله و شار کل پروتون های خوشها دیگر را محاسبه کرده و نتایج در جدول ۲ آمده است.

نتایج جدول ۲ حاصل از پیش بینی گیلر و همکاران نشان می دهد که مجموع مقادیر بدست آمده پروتون ها از خوش سنبله و دیگر خوش ها با مقدار کل پرتوهای کیهانی اولیه مشاهده شده، که ملاک محاسبه است، همخوانی ندارد، لذا بر آن شدید تا با توجه به نتایج داده های گامای EGRET به رفع این تناقض بپردازیم.

جدول ۲ : مقادیر شدت پروتون های مشاهده شده کل، حاصل از خوش سنبله و مقدار پروتونهای ساطع از دیگر منابع پرتوهای کیهانی.(برآمده از محاسبات گیلر و همکاران).

$I(E_p)_{ext.gala.}$	$cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	7.716×10^{-15}
$I(E_p)_{Virgo}$	$cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	4.124×10^{-15}
$I(E_p)_{Other}$	$cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$	8.181×10^{-14}

دوبچیک و همکاران (۴) در تقریب اول برای هر رنج معین از انرژی، نسبت شار گامای حاصل از برخورد پروتون های اولیه با تابش زمینه میکروموجی، به پروتون های کیهانی اولیه یا $\frac{\gamma}{P}$ را مقدار ثابتی محاسبه می نمایند. در نتیجه با استفاده از این مقادیر مفروض $\frac{\gamma}{P}$ برای هر قسمت و محاسبات؛ شار کل گامای ماوراء کهکشانی، شار گامای خوش سنبله، شار گامای دیگر منابع و نیز شار کل پروتون های اولیه کیهانی، رابطه $P_{Virgo} = 2.6 P_{other}$ یعنی رابطه بین کل شار پروتون های حاصل از خوش سنبله و دیگر منابع خوش ای (به نمودار های ۱ و ۲ رجوع شود) محاسبه می گردد. با توجه به رابطه فوق می توان مقدار شار پروتون اولیه حاصل از خوش سنبله و دیگر منابع پرتوهای کیهانی را محاسبه نمود که حاصل محاسبات در جدول ۳ آمده است.



نمودار ۲ : شار پروتون های اولیه در محدوده 10^{17} تا 10^{19} eV ناشی از خوش سنبله و دیگر خوش ها و نیز مقدار شار پروتون مشاهده شده (مستخرج از مقاله ۳).

جدول ۳ : مقادیر محاسبه شده پروتونهای مشاهده شده کل، حاصل از خوش سنبله و دیگر منابع پرتوهای کیهانی را نشان می دهد.

$I(E_p)_{ext.gala.}$	$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	$7/716 \times 10^{-15}$
$I(E_p)_{Virgo}$	$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	$5/561 \times 10^{-15}$
$I(E_p)_{Other}$	$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	$2/138 \times 10^{-15}$

نتیجه گیری

با توجه به مقادیر جداول ۱ و ۲ و ۳ ملاحظه می شود که میزان گامای محاسبه شده خوش سنبله ۲۸ درصد کل گامای ماوراء کهکشانی پخش شده (diffused) است و این نتیجه مقدار پروتون های محاسبه شده مربوط به این خوش ۷۳ درصد کل پرتوهای کیهانی اولیه ($E > 10^{17}$ eV) مشاهده شده از خوش ها) می باشد، یعنی تجزیه و تحلیل داده های گاما و نسبت مقدار گاما به پروتون ($\frac{\gamma}{P}$) بدست آمده فزونی شار قابل توجه پروتون های اولیه، را در مقایسه با گیلر و همکاران در راستای خوش سنبله نشان می دهد، که حاکمی از این مطلب است که خوش سنبله می تواند منشاء عمده تولید پرتوهای کیهانی اولیه خوش های ماوراء کهکشانی باشد.

مرجع ها

- ارجمند کرمانی، حمید؛ «بررسی وجود هاله ای از پرتوهای گاما در اطراف خوش سنبله» دهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ۲۶ و ۲۷ بهمن ماه سال ۱۳۸۴ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان؛ صفحه ۱۳۵ تا ۱۳۸.
- 2- M. Giler, J. Wdowczyk and W. Wolfendale; “Ultra-high-energy cosmic rays from clusters of galaxies”; *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **6**(1980) 1561-1573.
- 3- J. L. Osborne, A. W. Wolfendale and L. Zhang; “The diffuse flux of energetic extragalactic gamma rays”; *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **20**(1994) 1089-1101.
- 4- J. Wdowczyk, W. Tkaczyk and A. W. Wolfendale; “Primary cosmic rays above 10^{12} eV”; *J. Phys. A: Gen. Phys.* **5**(1972) 1419-1432.

آزمونی برای گرانش کوانتومی با استفاده از داده های تابش پر انرژی کیهانی

نوذری، کوروش^۱ سادتیان سعدآباد، سید داود^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر، صندوق پستی ۴۵۳-۴۷۴۱۵

^۲ گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر، صندوق پستی ۴۵۳-۴۷۴۱۵

چکیده

روابط پاشندگی تعمیم یافته شواهدی مبنی بر نقض ناوردایی لورنتز می باشند که برای حل مشکل گرانش کوانتومی به وجود آمده اند. این روابط پاشندگی تعمیم یافته می توانند بر فرمالیزم اثر کامپتون تاثیر گذارند. در این مقاله ما با استفاده از این روابط، پراکندهگی کامپتون تعمیم یافته را بدست آورده و سپس شیفتی را که اثر کامپتون معمولی ایجاد می کند با شبیه شدن که توسط اثرات گرانش کوانتومی ایجاد می شود تواماً محاسبه می کنیم. در نهایت نتایج خود را با داده های تابش پر انرژی کیهانی مقایسه می نماییم.

مقدمه

اثر کامپتون یکی از نتایج مهم رفتار ذره ای امواج الکترومغناطیسی می باشد. پراکندهگی کامپتون یا اثر کامپتون در حقیقت کاهش انرژی یک اشعه گاما هنگام برهمکنش با ماده می باشد، افزایش طول موج اشعه گاما را در این برهمکنش شیفت کامپتون گویند. هنگامی که یک فوتون با انرژی بالا با یک الکترون برخورد می کند قسمتی از انرژی اولیه آن به الکترون منتقل شده و باعث پس زدن الکترون می گردد، بقیه انرژی اولیه فوتون منجر به خلق یک فوتون دیگر می شود که راستای حرکت آن به شکلی است که پایستگی تکانه برقرار بماند.

اخیراً تحقیقات نشان می دهد که تقارن لورنتز یک تقارن کامل نیست و امکان نقض ناوردایی لورنتز از دیدگاه های متفاوت قابل بررسی می باشد [۱]. از دیدگاه گرانش کوانتومی چرخشی نقض ناوردایی لورنتز می تواند با یک تصحیح در رابطه پاشندگی استاندارد بررسی گردد. از آنجا که فرمالیزم اثر کامپتون بر اساس رابطه پاشندگی استاندارد بنا شده است، امکان تصحیح این رابطه باعث ایجاد رابطه کامپتون تعمیم یافته می شود. در این مقاله ما پس از بدست آوردن رابطه تعمیم یافته کامپتون آن را با داده های رصدی بدست آمده از کیهان بررسی می کنیم و شیفت اضافی که نسبت به رابطه استاندارد کامپتون ایجاد می شود را تعیین می نماییم و آن را با نتایج قبلی گرانش کوانتومی مقایسه می کنیم.

اثر کامپتون استاندارد

ابتدا فرمالیزم اثر کامپتون را به طور مختصر مورد بررسی قرار می دهیم. فرض کنیم که برخورد یک فوتون و یک الکترون را می خواهیم بررسی کنیم، باید بدایم که در این برخورد قانون پایستگی انرژی و تکانه برقرار است. پس در برخورد یک فوتون با یک انرژی $h\nu$ و تکانه \bar{P} با یک الکترون با تکانه P ، رابطه پاشندگی برای الکترون به صورت

$$E = [(m_0 c^2)^2 + (Pc)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

و برای فوتون $E = pc$ می باشد . حال با توجه به روابط پایستگی انرژی و تکانه می توانیم فرایندی به صورت زیر را در پیش گیریم(هرجا علامت پریم وجود دارد استناد به ویژگی های بعد از برخورد است) .

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{P}$$

$$\vec{P}^2 = (\vec{p} - \vec{p}')^2 = \vec{p}^2 + \vec{p}'^2 - 2\vec{p} \cdot \vec{p}'$$

$$h\nu - h\nu' = E - E_0 = (P^2 c^2 + E_0^2)^{\frac{1}{2}} - E_0$$

$$m^2 c^4 + P^2 c^2 = (h\nu - h\nu' + mc^2)^2 = (h\nu - h\nu')^2 + 2mc^2(h\nu - h\nu') + m^2 c^4$$

$$h\nu\nu'(1 - \cos\theta) = mc^2(\nu - \nu')$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)$$
(۲)

رابطه اخیر رابطه استاندارد اثر کامپتون می باشد. در مرحله بعد رابطه پاشندگی تعمیم یافته که نتیجه ای از نقض ناوردایی لورنتز است را تعیین می کنیم باید در نظر داشته باشیم که ما تنها رابطه پاشندگی الکترون را تغییر می دهیم و رابطه مربوط به فوتون را بدون تغییر باقی می گذاریم(هر چند می توان تعمیم یافته آن را نیز بررسی کرد). برای تعیین رابطه پاشندگی تعمیم یافته می توان از حالت های مختلفی استفاده کرد اما ما در اینجا از روش گرانش کوانتومی چرخشی استفاده می کنیم که به طور کلی حالتی به شکل زیر را برای این رابطه ارائه می دهد [۲]

$$E^2 = A^2 P^2 + m^2$$
(۳)

از این پس سیستم یکای گاوی را برابر می گزینیم ($\hbar = c = 1$)

در مقالات مختلف مربوط به بدست آوردن رابطه پاشندگی، رابطه بالا مورد تحلیل قرار گرفته است اما در اینجا از روابط زیر استفاده می کنیم چون روابط دیگر دارای پارامترهای زیادی است که تعیین آنها برای استفاده در تحلیل معادلات کار دشواری می باشد .

در این مقاله ما دو رابطه پاشندگی به صورت زیر معرفی می کنیم برای بررسی جزئیات بیشتر رجوع شود به [۳]

$$E_{\pm}^2 = A^2 p^2 + \eta p^4 \pm 2\Gamma p + m^2$$

$$E^2 = p^2 + m^2 + \frac{|p|^{2+n}}{M^n}$$

در این دو معادله هر یک از پارامتر ها با توجه به در نظر گرفتن مفهوم فیزیکی خاصی تعیین می گردد. برای پهیز از پارامتر های زیاد و در عین حال در نظر گرفتن مفاهیم فیزیکی ما از رابطه پاشندگی دوم استفاده می کنیم. (در اینجا M در حقیقت پارامتری است که منجر به نقض ناوردایی لورنتز می شود).

اثر کامپتون تعمیم یافته

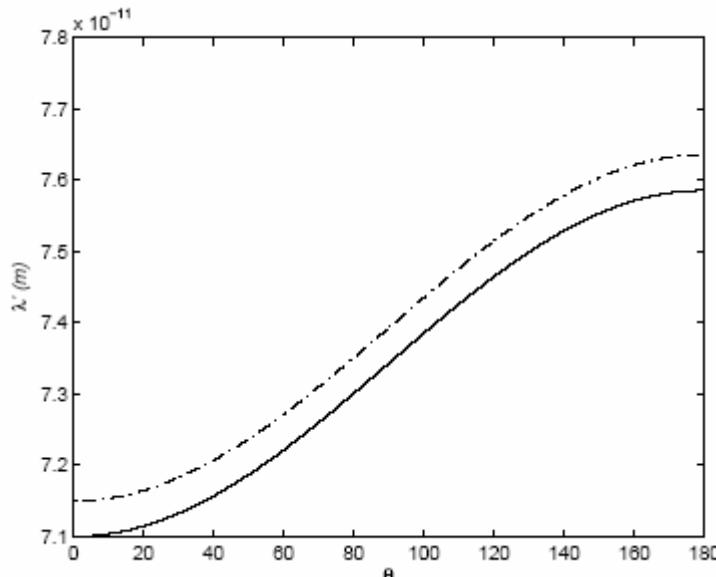
در این بخش در نظر داریم که با استفاده از رابطه پاشندگی که در قسمت قبل معرفی کردیم و همچنین استفاده از قوانین پایستگی انرژی و تکانه رابطه کامپتون را استخراج نموده و در نهایت شیفت اضافی که توسط این رابطه ایجاد می شود را تعیین نماییم. پس فرایند تحلیلی به صورت زیر را در پیش می گیریم :

$$\begin{aligned}\vec{p} &= \vec{p}' + \vec{P} \\ \vec{P}^2 &= (\vec{p} - \vec{p}')^2 = \vec{p}^2 + \vec{p}'^2 - 2\vec{p} \cdot \vec{p}' \\ P^2 &= (\nu - \nu')^2 + 2m(\nu - \nu') - \frac{|P|^{2+n}}{M^n} \\ 2\nu\nu'(1 - \cos\theta) &= 2m(\nu - \nu') - \frac{|P|^{2+m}}{M^n} \\ \lambda' - \lambda &= \frac{1}{m}(1 - \cos\theta) + \frac{\lambda\lambda'|P|^{2+n}}{2M^n m} \\ \lambda' &= \frac{\lambda + \frac{1}{m}(1 - \cos\theta)}{1 - \frac{\lambda|P|^{2+n}}{2M^n m}}\end{aligned}$$

به خاطر اینکه می خواهیم مقادیر بدست آمده از این رابطه را با مقادیر قبل مقایسه کنیم آن را در ابعاد SI می نویسیم :

$$\lambda' = \frac{\lambda + \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)}{1 - \frac{\lambda|Pc|^{2+n}}{2h(Mc^2)^n mc^3}} \quad (4)$$

در معادله (۴) دیده می شود که تکانه الکترون در تغییر طول موج فوتون خروجی نقش ایفا می کند، در شکل (۱) به صورت کیفی تفاوت معادله (۲)(خط پرنگ) با معادله (۴)(خط بریده) رسم شده است .



شکل (۱)

در این مرحله با توجه به داده های UHECR (تابش پر انرژی کیهان) مقدار شیفت طول موج را محاسبه می کنیم .

با استفاده از معادله (۴) که در آن $M = M_p$ ($M = M_p$ جرم پلانک می باشد) [۴] ، از طرفی در معادله (۴) به ازای $n=1$ می توانیم تکانه آستانه $P_{th} = 10^{15} ev$ و برای $n=2$ $P_{th} = 10^{18} ev$ در نظر بگیریم که این ارقام خود می توانند نقضی برای ناوردایی لورنتز باشند[۴] . اکنون فرض کنیم یک فوتون با طول موج 0.71Å که از طریق یک پراکنده شده باشد ، با استفاده از رابطه (۴) می توانیم طول موج فوتون پراکنده شده را $\lambda' = \frac{\pi}{2} \theta$ پراکنده شده باشد ، با استفاده از رابطه (۴) می توانیم طول موج استاندارد به صورت $\Delta\lambda_{LQG} = 0.033636 \times 10^{-11} m$ می شود. باید توجه کرد که از $P \leq 10^{12} ev$ استفاده کرده ایم چرا که برای تکانه های آستانه بزرگ تر مقدار شیفت بسیار کوچکی بدست می آید . در مجموع باید بیان کرد که با استفاده از این رابطه برای بدست آمدن شیفت های قابل قبول در پراکنده شده کامپتون تصحیحی روی تکانه آستانه روابط پاشندگی که از نقض ناوردایی لورنتز ایجاد شده بود را تعیین کردیم . البته افراد دیگری [۵] محاسبات خود را با رویکردی متفاوت انجام داده و تکانه آستانه ای به اندازه $P_{th} = 10^{13} ev$ را بدست آورده اند. مشاهدات تجربی آینده ممکن است بازه تکانه آستانه ای را که بدست آورده ایم تایید نمایند.

مرجع ها

- [1] - G. Amelino-camelia, *Int. J. Mod. Phys. D* **11** (2002) 35
- G. Amelino-Camelia et al, *Phys. Rev. D* **70** (2004) 107501
- G. Amelino-Camelia et al, *Class. Quant. Grav.* **23** (2006) 2585-2606

- [2] - J. Alfaro and G. A. Palma, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 083003, arXiv:hep-th/0208193
- J. Alfaro and G. A. Palma, arXiv:hep-th/0501116

- [3]- K. Nozari and S. D. Sadatian, "On the Phenomenology of the Lorentz Invariance Violation", preprint, (2006), J. M. Carmona and J. L. Cortes, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 025006, Xiv:hep-th/0012028

- [4]-R. Aloisio, P. Blasi, P.L. Ghia and A. Grillo, *Phys. Rev. D* **62** (2000) 053010

- [5]- T. Jacobson et al, *Annals Phys.* **321** (2006) 150-196
- T. Jacobson et al, *Phys. Rev. D* **66** (2002) 081302

بررسی ساختار دینامیکی شاره مغناطیده نسبیتی در اطراف ستارگان پر جرم غیردوار

شیخ بهایی، زهرا^۱ قنبری، جمشید^۱ عباسی، شهرام^۲

^۱دانشگاه فردوسی مشهد

^۲دانشگاه علوم پایه دامغان

چکیده

ساختار دینامیکی و پایداری قرصهای برافراشی نسبیتی در اطراف ستارگان پر جرم مانند ستارگان نوترونی و سیاهچاله‌ها، بادرنظرگرفتن خمیدگی فضازمان، مورد مطالعه قرار می‌گیرد. جسم مرکزی غیردوار و دارای میدان الکترومغناطیس دوقطبی می‌باشد. در این مورد از خودگرانشی شاره باردار قرص صرفنظر گردیده است. الگوری پیشنهادی برای مولفه‌های سرعت تنها شامل توزیع سمتی سرعت به شکل شبکه کپلری می‌باشد.

مقدمه

فرایند برافراش در سیاهچاله‌ها یکی از نیرومند ترین منابع انرژی در جهان می‌باشد. یک بخش مهم از انرژی قیدی گرانشی گاز برافراش کننده، در درون ده ها شعاع گرانشی سیاهچاله آزاد می‌گردد. این انرژی توان مورد نیاز برای سیستم‌های مختلف اختوفیزیکی مانند هسته‌های فعال کهکشانی، دوتایی‌های پرتوایکس و انفجارات پرتو گاما را تأمین می‌کند. برای اینکه فیزیک این اجرام پرانرژی را درک کنیم، شفاف سازی فرایندهایی که در نواحی داخلی قرصهای سیاهچاله‌ها اتفاق می‌افتد، ضروری به نظر می‌رسد [1].

به طورکلی اعتقاد بر آن است که تابش الکترومغناطیسی از چنین منابعی ناشی از فرآیندهای پلاسمای در این نوع قرصها می‌باشد. تلاش‌های فراوانی برای درک ساختار دینامیکی چنین قرصهای برافراشی انجام گردیده است. بیشتر این مطالعات انجام شده، به قرصهایی که لبه داخلی آنها در آنسوی $(m = \frac{MG}{C^2})$ ۶m تشکیل می‌شود، محدود می‌گردد.

Prasanna & Varma (1977) نشان دادند که حتی یک میدان مغناطیسی ضعیف مربوط به ذرات باردار قرص، مدار پایدار مربوط به شاره مغناطیده را، تا فواصل نزدیک به افق رویداد $2.1m \approx r$ جابجا می‌کند. اگر لبه داخلی بسیار نزدیک به افق رویداد شود، اثرات نسبیتی عام ظاهر می‌گردد.

در این تحقیق، به بررسی ساختار تعادلی شاره مغناطیده در اطراف یک سیاهچاله غیرچرخان، می‌پردازیم و برای بیان خمیدگی فضا-زمان هندسه شوارتزشیلد را به کار می‌گیریم و از خود گرانش شاره در برابر گرانش جسم مرکزی صرفنظر می‌کنیم. هرچند پلاسمای اطراف شامل ذرات یونیده می‌باشد که بطبعه به دلیل حرکت آنها، یک میدان الکترومغناطیسی اعمال می‌کنند؛ ولی ما از این میدان در مقابل میدان الکترومغناطیسی ستاره مرکزی چشم پوشی می‌کنیم. معادلات دینامیکی حاکم بر سیستم، معادلات هیدرودینامیک سیال و معادلات ماکسول می‌باشند که باید به صورت خود سازگار در هندسه فضای پس زمینه مفروض محاسبه گردنند.

معادلات پایه

از آنجا که سیال یونیده و جسم فشرده مرکزی دارای یک میدان گرانشی و مغناطیسی قوی می باشد، معادلات حاکم بر سیستم معادلات RMHD (Relativistic Magneto Hydro Dynamics) می باشند. در معادلات از اثرات اتلافی صرفنظر گردیده است. معادلات ساختار با معادلات سیال در فضازمان خمیده عام بیان می گردند. معادله بقا انرژی-ممتم عبارت است از

$$T^j_{\ i;j} = 0 \quad (1)$$

که تانسور انرژی-ممتم سیال مغناطیده نسبیتی به صورت زیر تعریف می گردد

$$T^{ij} = -\left(\frac{P}{C^2}\right)g^{ij} + (\rho + \frac{P}{C^2})U^i U^j - \frac{1}{4\pi C^2}(F^i_k F^{jk} - \frac{1}{4}g^{ij}F^{kl}F_{kl}) \quad (2)$$

معادلات ماکسول به شکل

$$F^{ij}_{\ ;j} = -\frac{4\pi}{C^2}J^i \quad (3)$$

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

بیان می گردند. در معادلات فوق ρ و P و U^i و J^i به ترتیب بیان کننده چگالی و فشار و چهار بردار سرعت و جریان سیال می باشند.

معادله پیوستگی که از معادله بقا انرژی-ممتم (1) و معادلات ماکسول (3) و (4) حاصل می گردد، عبارت است از

$$\begin{aligned} & (\rho + \frac{P}{C^2})[V^\alpha_{,\alpha} + C\Gamma^\alpha_{0\alpha} - (\Gamma^0_{0\alpha} - \Gamma^\alpha_{\beta\alpha})V^\alpha - \Gamma^0_{\alpha\beta}\frac{V^\alpha V^\beta}{C}] + \frac{\partial}{\partial t}(\rho - \frac{P}{C^2}) \\ & + V^\alpha \frac{\partial}{\partial x^\alpha}(\rho - \frac{P}{C^2}) + \frac{1}{C^2(U^0)^2}(g^{00}\frac{\partial P}{\partial t} + Cg^{0\alpha}\frac{\partial P}{\partial x^\alpha}) + \frac{1}{C^2(U^0)^2}[\\ & F^0_k J^k - 2F_{ik}J^k U^i U^0] = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

و معادله اندازه حرکت نیز به صورت

$$\begin{aligned} & (\rho + \frac{P}{C^2})(U^0)^2[\frac{\partial V^\alpha}{\partial t} + V^\beta\frac{\partial V^\alpha}{\partial x^\beta} + C^2(\Gamma^\alpha_{00} - \frac{V^\alpha}{C}\Gamma^0_{00}) + 2CV^\beta(\Gamma^\alpha_{0\beta} - \\ & \frac{V^\alpha}{C}\Gamma^0_{0\beta}) + V^\beta V^\gamma(\Gamma^\alpha_{\beta\gamma} - \frac{V^\alpha}{C}\Gamma^0_{\beta\gamma})] + (g^{0i}\frac{V^\alpha}{C} - g^{\alpha i})\frac{\partial P}{\partial x^i} + (F^0_k\frac{V^\alpha}{C} - \\ & F^\alpha_k)\frac{J^k}{C} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

در می آید.

اگر فرض کنیم هندسه فضای پس زمینه با نمایش فضازمان شوارتزشیلد، که ناشی از میدان گرانشی جسم فشرده مرکزی (ایستا با تقارن کروی) به جرم M می باشد، داده شود. از آنجا که ناظر در دستگاه لورنتس موضعی لخت قرار دارد، معادلات را در نهایت برای این دستگاه به دست می آوریم. تبدیل مورد نظر برای انتقال به دستگاه موضعی لخت لورنتس به شکل

$$\lambda_t^{(t)} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}}, \lambda_r^{(r)} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-\frac{1}{2}}, \lambda_{\theta}^{(\theta)} = r, \lambda_{\phi}^{(\phi)} = r \sin \theta \quad (7)$$

می باشد ($m = \frac{MG}{C^2}$). تحت تبدیل تانسور میدان الکترومغناطیس به صورت زیر بیان می شود.

$$F_{(a)(b)} = \lambda_{(a)}^i \lambda_{(b)}^j F_{ij} \quad (8)$$

معادلات ماکسول در دستگاه تخت محلی ، دسته معادلات زیر را تشکیل می دهند:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_{(\phi)}) &= -\frac{4\pi r}{C} \sin \theta J^{(r)} ; \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} B_{(\phi)}\right) = -\frac{4\pi r}{C} J^{(\theta)} ; \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} B_{(\theta)}\right) - \frac{\partial B_{(r)}}{\partial \theta} &= -\frac{4\pi r}{C} J^{(\phi)} ; \\ \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sin \theta E_{(r)}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r \sin \theta E_{(\theta)}) &= -\frac{4\pi r^2}{C} \sin \theta J^{(t)} ; \\ \frac{\partial}{\partial \theta} \left(r \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \theta B_{(r)}\right) + \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sin \theta B_{(r)}) &= 0 ; \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} E_{(\theta)}\right) - \frac{\partial E_{(r)}}{\partial \theta} &= 0 ; \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \theta E_{(\phi)}\right) &= 0 ; \quad \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_{(\phi)}) = 0 ; \end{aligned} \quad (9)$$

یک دسته جواب قابل قبول برای معادلات ماکسول فوق، معادلات شبه دوقطبی می باشد.

$$\begin{aligned} E_{(r)} &= E_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cos \theta, \quad E_{(\theta)} = \frac{E_0}{2} \left(\frac{R}{r}\right)^3 \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \theta, \quad E_{(\phi)} = 0 \\ B_{(r)} &= B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cos \theta, \quad B_{(\theta)} = \frac{E_0}{2} \left(\frac{R}{r}\right)^3 \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \theta, \quad B_{(\phi)} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

که به ترتیب R شعاع جسم فشرده مرکزی و B_0 و E_0 میدان مغناطیسی و الکتریکی آن می باشند. اگر در معادلات شاره تنها مولفه سمتی حرکت سیال را در نظر بگیریم و فرض کنیم سیال دارای تقارن محوری باشد ، بقیه مولفه های سرعت در آن صفر می گردند. در نهایت به معادلات اندازه حرکت زیر دست می یابیم.

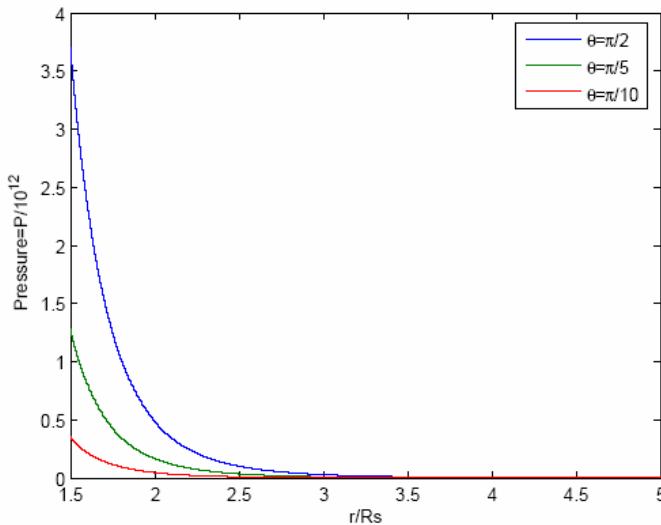
$$\begin{aligned} \left(\rho + \frac{P}{C^2}\right) \left(1 - \frac{V^{(\phi)^2}}{C^2}\right)^{-1} \left[\frac{mC^2}{r^2} - \left(1 - \frac{2m}{r}\right) \frac{V^{(\phi)^2}}{r}\right] + \left(1 - \frac{2m}{r}\right) \frac{\partial P}{\partial r} = \\ -\frac{m}{4\pi r^2} \left(\frac{R}{r}\right)^6 \left(1 - \frac{2m}{r}\right) \left[\frac{3}{2} B_0^2 \sin^2 \theta - 2E_0^2 \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} \cos^2 \theta\right]; \\ \left(\rho + \frac{P}{C^2}\right) \left(1 - \frac{V^{(\phi)^2}}{C^2}\right)^{-1} V^{(\phi)^2} \cot \theta - \frac{\partial P}{\partial \theta} = \frac{-m}{4\pi r^2} \left(\frac{R}{r}\right)^6 [3B_0^2 + E_0^2 \\ \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1}] \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (11)$$

اگر مدل کپلری نسبیتی برای مولفه سمتی حرکت در نظر بگیریم ، داریم:

$$V^{(\phi)} = \sqrt{\left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} \frac{MG}{r}} \quad (12)$$

شکل نهایی فشار به صورت تابعی از r و θ به صورت زیر می باشد:

$$P(r, \theta) = \frac{mR^6}{4\pi} \left[\frac{3B_0^2}{14r^7} \sin^2 \theta + 2E_0^2 \cos^2 \theta \left\{ \frac{1}{(2m)^7} \ln \left(1 - \frac{2m}{r} \right) + \frac{1}{(2m)^6 r} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2(2m)^5 r^2} + \frac{1}{3(2m)^4 r^3} + \frac{1}{4(2m)^3 r^4} + \frac{1}{5(2m)^2 r^5} + \frac{1}{6(2m)r^6} \right\} \right] \quad (13)$$



شکل ۱: نمایه فشار برای قرص با سرعت سمتی $V^{(\phi)} = \sqrt{(1 - 2m/r)^{-1} GM/r}$ به ازای مقادیر مختلف θ

نتیجه گیری

با فرض توزیع سرعت به شکل کپلری نسبیتی $V^{(\phi)} = \sqrt{(1 - 2m/r)^{-1} GM/r}$, همان گونه که در شکل (۱) می بینید، مقادیر نمایه فشار هرچه به سمت خارج قرص پیش می رود به سرعت کاهش می یابد. مقادیر فشار با حرکت به سمت صفحه استوا افزایش می یابند و همان گونه که مشاهده می گردد در استوا بیشترین مقدار را به دست می آورد.

مرجع ها

1. Narayan, R., McKinney, J. C. 2006, MNRAS, accepted (astro-ph/0607575)
2. Prasanna, A. R., Tripathy, S. C., Das, A. C. 1989, J. Astrophys. Astr. 10, 21-34
3. Prasanna, A. R., Chakaborty, D. K. 1981, J. Astrophys. Astr. 2, 1-27
4. Prasanna, A. R., Varma, R. K. 1977, Pramana, 8, 229

اثر چگالی متغیر طولی در نوسانات حلقه های تاج خورشید

صفri، حسين^۱نصیری، سعدا^۲ثبوتی، یوسف^۱

^۱ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

^۲ دانشگاه زنجان، گروه فیزیک

چکیده

اثرات تعییرات چگالی طولی در نوسانات وجوده طبیعی حلقه های شار ارائه می گردد. بدین منظور معادلات ایده آل به معادله ی موج با سرعت متغیر منجر می شود. نسبت پریود وجه اول به پریود وجه دوم نوسانات محاسبه می شوند. این نسبت برای لوله ای با چگالی طولی ثابت برابر ۲ و برای لوله ای با چگالی غیر یکنواخت کمتر و یا بشرط از ۲ می باشد. توابع موج بدست آمده در این حالت از تابع سینوسی انحراف دارند و این می تواند ابزاری برای تخمین ارتفاع مقیاس چگالی در تاج خورشید باشد.

مقدمه

تحلیل ۹ حلقه ی تاج توسط ویرویخت و همکارانش ۲۰۰۵ نشان دهنده ی انتقال در دوره ی تناوب، فاز و آهنگ میرانی در مقایسه با محاسبات مدلهای نظری ساده میباشد. مدلهای نظری ساده نظری، با چگالی شعاعی و طولی ثابت، هندسه ی استوانه ای با مقطع ثابت، میدان مغناطیسی ثابت در امتداد محور استوانه و ساختار همدما می باشد.

مدل و معادلات حرکت

معادلات مغناطوهیدرودینامیکی ایده آل بصورت زیر میباشند (کرمی، نصیری و ثبوتی ۲۰۰۲ و صفری، نصیری، کرمی و ثبوتی ۲۰۰۶، صفری، نصیری و ثبوتی ۲۰۰۶ و نصیری، صفری و ثبوتی ۲۰۰۶)

$$\frac{\partial \delta \tilde{v}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} \{ (\tilde{\nabla} \times \delta \tilde{B}) \times \tilde{B} + (\tilde{\nabla} \times \tilde{B}) \times \delta \tilde{B} \}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta \tilde{B}}{\partial t} = \tilde{\nabla} \times (\delta \tilde{v} \times \tilde{B}), \quad (2)$$

که $\vec{\delta v}$ و $\vec{\delta B}$ به ترتیب تعییرات اویلری سرعت و میدان مغناطیسی میباشد.

با فرضهای :

- ✓ پلاسمای تاج در شرایط بتای (نسبت فشار گاز به فشار مغناطیسی) صفر است
- ✓ میدان مغناطیسی ثابت و در امتداد محور لوله است
- ✓ مختصات استوانه با مقطع دایره می باشد
- ✓ کمیتهای تعادلی وابستگی شعاعی و سمتی ندارند
- ✓ چگالی در امتداد شعاع لوله بصورت تابع پله در دیواره ی آن است
- ✓ وابستگی پارامترهای اختلالی به زمان و φ بصورت $\exp(im\varphi - i\omega t)$ است

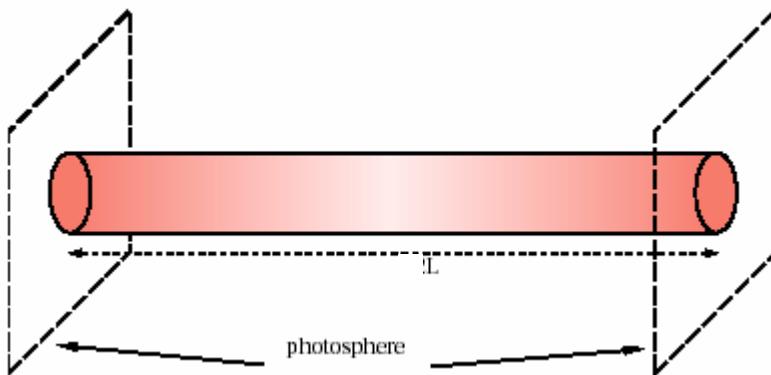
با فرض های فوق، معادلات (۱) و (۲) به معادله ی زیر منجر میشود

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{m^2}{r^2} \right) \delta B_z + \frac{\Omega^2}{v_A^2} \delta B_z = 0. \quad (3)$$

معادله (۳)، معادله موج با سرعت متغیر آلفن، ($v_A(z)$) است.
چگالی متغیر طولی در شرایط همدما برای داخل و بیرون لوله بصورت زیر است

$$\begin{aligned} \rho(\epsilon, z) &= \rho_i(\epsilon) f(\epsilon, z), & r < a \\ &= \rho_o(\epsilon) f(\epsilon, z), & r > a \end{aligned}$$

که a شعاع لوله، پارامتر ارتفاع مقیاس، $\epsilon = L/H$ ، نسبت طول لوله L به ارتفاع مقیاس H و
معادله (۳) بصورت $f(\epsilon, z) = \exp(-\frac{\epsilon}{\pi} \sin \frac{\pi z}{L})$ میباشد (شکل ۱). با شرایط مرزی ارائه شده در صفری، نصیری و ثبوتی ۲۰۰۶
معادله (۳) بصورت معادله ویژه مقداری حل می‌گردد. بدین منظور از روش اختلالی برای مقادیر کوچک پارامتر
ارتفاع مقیاس از روش اختلالی و برای مقادیر دلخواه از روش عددی حل می‌گردد.



شکل ۱. لوله شار با چگالی متغیر طولی که از دو انتهای شید سپهر متصل است. چگالی در وسط لوله دارای کمترین
مقدار و دو انتهای شید سپهر یکسان می‌باشد.

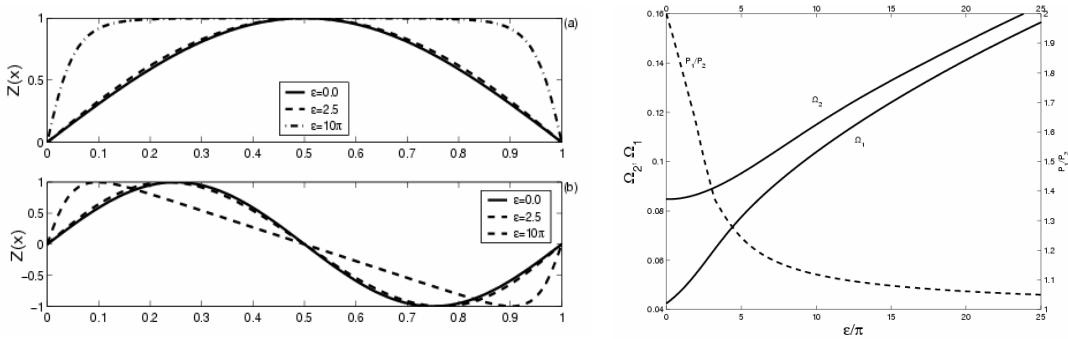
نتیجه گیری

- برای لوله باریک، $1 \ll a/L \ll 1$ ، با روش اختلالی، نسبت پریود وجه اول به وجه دوم بصورت زیر بدست می‌آید (صفری، نصیری و ثبوتی ۲۰۰۶)

$$\begin{aligned} \frac{P_1}{P_2} &= \frac{\Omega_2}{\Omega_1} \\ &= 2 \frac{1 + \epsilon \Omega_r^{(1)} / \Omega_r^{(0)}}{1 + \epsilon \Omega_r^{(1)} / \Omega_r^{(0)}} = 2 \frac{1 + \epsilon \frac{1}{15\pi r}}{1 + \epsilon \frac{1}{4\pi r}} < 2. \end{aligned}$$

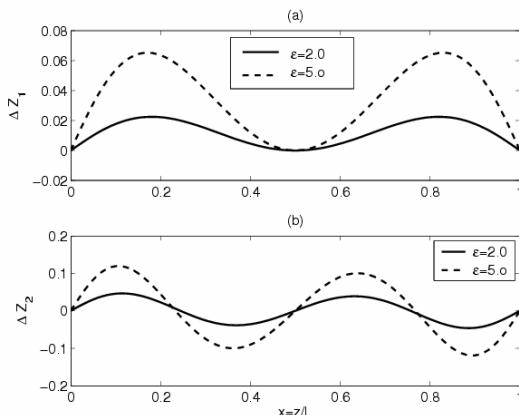
- با استفاده از روش عددی شوتنگ ویژه فرکانس‌های وجوده اول و دوم و ویژه توابع در شکل ۱ را
ارائه شده است. با افزایش پارامتر ارتفاع مقیاس، هردو ویژه فرکانس وجوده اول و دوم افزایش
می‌یابند. همچنین نسبت پریود وجه اول به وجه دوم با افزایش پارامتر ارتفاع مقیاس از مقدار ۲

کاهش می یابد. شکم ویژه تابع وجه اول با افزایش ثارامتر ارتفاع مقیاس پهن می گردد و برای وجه دوم با افزایش این پارامتر شکمها به سمت دوانتهای لوله انتقال می یابد.



شکل ۲: راست، فرکانس‌های وجه اول و دوم نسبت پریود وجه اول به پریود وجه دوم بر حسب پارامتر ارتفاع مقیاس. چپ، ویژه توابع وجه اول و وجه دوم برای مقادیر پارامتر ارتفاع مقیاس بر حسب ارتفاع لوله رسم شده است.

۳. تغییرات انحراف ویژه توابع از تابع سینوس (جواب های معادله (۳) برای چگالی ثابت طولی)، $\Delta Z_l = Z(\varepsilon, z) - Z(0, z)$ در شکل ۳ نشان داده شده است. بیشترین انحراف ویژه تابع وجه اول با افزایش ثارامتر ارتفاع مقیاس از وسط لوله به دو انتهای حرکت می کند



شکل ۳. تغییرات انحراف ویژه توابع وجه اول و دوم از تابع سینوسی برای مقادیر پارامتر ارتفاع مقیاس بر حسب Z رسم شده است.

مراجع

36. Karami, K., Nasir, S., and Sobouti, Y., 2002, A&A, 396, 993
37. Nasiri, S., Safari, H., and Sobouti, Y., 2006, ASP, accepted for publishing.
38. Safari, H., Nasiri, S., Karami, K., and Sobouti, Y., 2006, A&A, 448, 375
39. Safari, H., Nasiri, S., and Sobouti, Y., 2006, submitted to A&A.
40. Verwichte, E., Nakariakov, V. M., Ofman, L., and Deluca, E. E., 2004, Sol. Phys., 223, 77

محاسبه ضخامت بهینه آلومینیوم و سرب برای آشکارسازی پرتوی گاما از طریق تبدیل به زوج الکترون-پوزیترون در گستره 2-100 MeV

علیرضا فرهمندی، دکتر جلال صمیمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

ضخامت لایه ای از یک ماده را ضخامت بهینه گوییم اگر پرتوی گامای ورودی به آن با بیشترین احتمال به زوج الکترون و پوزیترون تبدیل شده و این زوج از آن خارج شود. با استفاده از نظریه لانداو برای ضخامت های بسیار نازک ، این ضخامت را در آلومینیوم و سرب با دقت $cm\ 0.01$ در گستره $100-2$ از پرتوهای گاما محاسبه کردیم.

مقدمه

برای آشکارسازی پرتوهای گامای کیهانی بسته به گستره انرژی مورد نظر از روش‌های آشکارسازی متفاوتی استفاده می‌شود. اساس آشکارسازی و برهمن کنش پرتو گاما با ماده است. پرتو گاما با ماده سه نوع برهمنکنش اصلی دارد: فتو الکتریک، کامپتون و تولید زوج e^\pm . در انرژی های خیلی کم برهمنکشن فتو الکتریک غالب است و در انرژی های حدود 1 تا $10\ MeV$ برهمنکشن کامپتون غالب می‌شود و در انرژی های بیش از حدود $30\ MeV$ این دو برهمنکشن قابل چشم پوشی است و تنها تولید زوج e^\pm مطرح است. بنابراین در اصل، آشکارسازی پرتوهای گاما همان آشکارسازی ذرات باردار (الکترون فتو الکتریک، الکترون کامپتون یا زوج الکترون-پوزیترون) است.

برای آشکارسازی زوج e^\pm در گستره $10-30\ GeV$ معمولاً از آشکارسازهای گازی (مثلاً اتافک جرقه) استفاده شده است. عنصر اصلی در آزمایش‌های مهم پرتوی گامای 2 SAS- B و COS-B و EGRET اتافک جرقه چند طبقه بود که بالای هر یک از طبقات، لایه نازکی از سرب قرار داده شده بود. پرتوی گامایی که وارد دستگاه می‌شود، در یکی از این لایه‌های سربی به زوج e^\pm تبدیل می‌شود و این زوج در هریک از طبقات جرقه ای قابل ثبت و اندازه‌گیری به جای می‌گذارند که با انجام اندازه‌گیری های لازم انرژی و جهت مسیر الکترون‌ها و در نهایت انرژی و جهت حرکت پرتوی گامای اولیه بدست می‌آید. همچنین تلسکوپ فضایی بزرگ پرتوی گاما (GLAST) نیز در حال حاضر از روشی مشابه استفاده می‌کند. [۱]

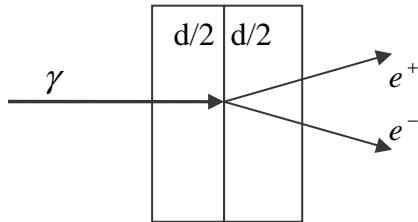
ضخامت بهینه

پرتوی گاما با ورود به ضخامتی از ماده تبدیل به زوج e^\pm می‌شود که این زوج پس از طی بقیه ضخامت از آن خارج می‌شوند و با آشکارسازی هردوی آنها باهم، پرتوی گامای اولیه آشکارسازی می‌شود.

هر چه این ضخامت بیشتر باشد احتمال تبدیل پرتوی گاما به زوج e^\pm بیشتر می‌شود و از طرفی هر چه این ضخامت کمتر باشد احتمال خروج زوج پس در ضخامت بهینه ای برای انرژی مشخصی از پرتوی گاما، احتمال رویداد مشترک تبدیل به زوج e^\pm و خروج زوج ماکریم خواهد بود. این ضخامت بهینه بیشترین بازدهی را برای آشکارساز در رصد پرتوی گاما بهمراه خواهد داشت.

در این مقاله قصد داریم برای گستره انرژی پرتوی گاما $100-2$ ضخامت بهینه را برای تابش عمود بر سطح در آلومینیوم و سرب محاسبه کنیم. ضخامتی از ماده را به دو قسمت مساوی تقسیم می‌کنیم، قسمت اول برای تبدیل

پرتوی گاما به زوج و قسمت دوم برای خروج زوج از ضخامت (شکل ۱).



شکل ۱: تولید زوج در ضخامت d

احتمال تبدیل پرتوی گاما با انرژی E به زوج را در ضخامت x را $P_p(E, x)$ و احتمال خروج زوج را $P_E(E, x)$ در نظر می‌گیریم. ضخامت بهینه یعنی d وقتی حاصل می‌شود که احتمال زیر ماکریم باشد:

$$P_{tot} = P_p(E, x) \times P_E(E, x) \quad (1)$$

برای محاسبه $P_E(E, x)$ از نظریه لانداو استفاده می‌کنیم.

نظریه لانداو

وقتی باریکه ای از ذرات یکسان هم انرژی به طرف ضخامت ثابتی از ماده شلیک شوند، توزیع کاهش انرژی آنها پس از عبور به پارامتر K که بصورت زیر تعریف می‌شود بستگی دارد:

$$K = \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}} \quad (2)$$

$$\bar{\Delta} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 x \quad (3)$$

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s \sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (4)$$

W_{max} بیشترین انرژی انتقالی در یک برخورد و N_a عدد آوغادرو، شعاع کلاسیک الکترون و ρ ، Z ، A ، ρ ، r_e ، x چگالی، عدد جرمی، عدد اتمی و ضخامت لایه و M بارالکتریکی و جرم سکون ذرات شلیک شونده و $\eta = \beta\gamma$ که β و γ پارامترهای لورنتز ذرات و $s = m_e/M$ است.

وقتی $K \leq 0.01$ لایه در ناحیه ضخامت‌های خیلی نازک است و لانداو نخستین بار توزیع کاهش انرژی را برای این ناحیه محاسبه کرد. این توزیع به شرح زیر است:

$$f(x, \Delta) = \frac{\Phi(\lambda)}{\xi} \quad (5)$$

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u \lambda) \sin \pi u du \quad (6)$$

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_{mp}}{\xi} \quad (7)$$

$$\Delta_{mp} = \xi \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \xi}{I^2} - \beta^2 + 1 - C \right) \quad (8)$$

که Δ_{mp} ماکریم کاهش انرژی احتمالی، I پتانسیل برانگیزش متوسط و $C = 0.577$ ثابت اویلر است. $\Phi(\lambda)$ را می‌توان تقریب زد:

$$[3] \quad \Phi(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right) \quad (9)$$

محاسبه ضخامت بهینه

احتمال $P_p(E_0, x)$ از رابطه زیر بدست می آید :

$$P_p(E_0, x) = 1 - e^{N\Phi'_x} \quad (10)$$

که N تعداد اتمها در واحد حجم و Φ' سطح مقطع تولید زوج است.[4]

برای محاسبه احتمال $P_E(E_0, x)$ باید در نظر داشته باشیم که اگر پرتوی گامای ورودی با انرژی E_0 به زوجی با انرژی جنبشی یکسان E ، $(E_0 = 2(m_e c^2 + E))$ تبدیل شود، برای خروج این زوج از لایه باید کاهش انرژی آنها کمتر از E باشد. بنا به نظریه لانداو احتمال اینکه کاهش انرژی هریک کمتر از E باشد برابر است با :

$$P = \int_{-\infty}^{\chi'} \Phi(\lambda) d\lambda \quad (11)$$

$$\chi' = \frac{E - \Delta_{mp}(E_0, x)}{\zeta(E_0, x)} \quad (12)$$

همچنین چون e^+ و e^- را یکسان فرض کردیم، احتمال خروج زوج با هم :

$$P_E(E_0, x) = P^2 \quad (13)$$

بدین ترتیب با رسم منحنی $P_{tot} = P_p(E_0, x) \times P_E(E_0, x)$ بر حسب x ، از روی نقطه ماکزیمم یعنی $d/2$ ، می توان ضخامت بهینه d را بدست آورد.

روش محاسبه

محاسبه عددی انتگرال رابطه ۱۱ و بدست آوردن $d/2$ ، با نوشتن یک برنامه محاسباتی کامپیوتری انجام شد. ضخامت بهینه برای گستره انرژی پرتوی گامای $2-100 \text{ MeV}$ در آلمینیوم و سرب محاسبه شد. در این برنامه برای تک تک انرژی های پرتوی گاما، در گستره مناسبی از ضخامت که نظریه و دقت کمیت ها به ما اجازه می داد، ضخامت ها با اختلاف 0.01 cm کاویده شد و بدین ترتیب ضخامت بهینه با دقت 0.01 cm از روی بیشترین احتمال محاسبه شد.

نتایج

نتایج محاسبه ضخامت بهینه d برای آلمینیوم و سرب بر حسب سانتیمتر در جدول ۱ آورده شده است. همچنین نمودار $d/2$ بر حسب انرژی پرتوی گامای اولیه در شکل ۲ نشان داده شده است. در شکل (۳) P_{tot} ، P_p و P_E بر حسب ضخامت های مختلف آلمینیوم برای انرژی پرتوی گامای 100 MeV نشان داده شده است که ماکزیمم P_{tot} نقطه مربوط به $d/2$ می باشد.

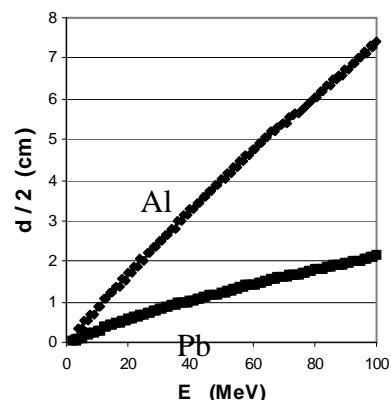
نتیجه گیری

گام بعدی ما در آینده اندازه گیری تجربی این ضخامت ها خواهد بود. با این نتایج می توان روی پرتوهای گامای زمینه در جو مطالعه کرد. همچنین در طراحی آشکارساز ها سهم عمدی ای دارد.

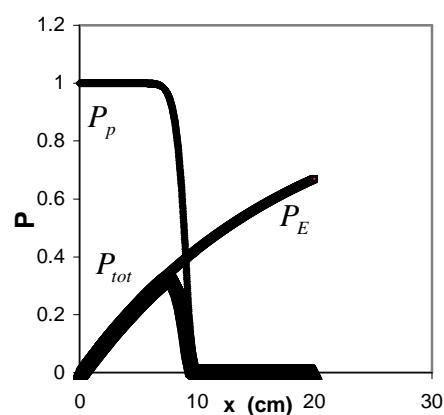
جدول ۱: ضخامت بهینه آلومینیوم و سرب بر حسب

سانتیمتر برای انرژی 2-100 MeV

E_{\circ}	Al	Pb	E_{\circ}	Al	Pb	E_{\circ}	Al	Pb	E_{\circ}	Al	Pb
-	-	-	26	4.4	1.46	51	8.06	2.5	76	11.52	3.44
2	0.2	0.08	27	4.38	1.46	52	8.36	2.58	77	11.58	3.44
3	0.22	0.08	28	4.7	1.56	53	8.34	2.58	78	11.8	3.52
4	0.64	0.24	29	4.7	1.56	54	8.66	2.68	79	11.84	3.52
5	0.64	0.24	30	5.02	1.66	55	8.64	2.68	80	12.1	3.6
6	1.04	0.38	31	5.02	1.64	56	8.96	2.76	81	12.08	3.6
7	1.04	0.38	32	5.34	1.74	57	8.9	2.76	82	12.38	3.68
8	1.42	0.5	33	5.32	1.72	58	9.24	2.86	83	12.36	3.68
9	1.42	0.5	34	5.64	1.82	59	9.24	2.82	84	12.64	3.76
10	1.8	0.62	35	5.64	1.82	60	9.52	2.86	85	12.62	3.76
11	1.78	0.62	36	5.94	1.92	61	9.54	2.86	86	12.94	3.8
12	2.16	0.74	37	5.94	1.92	62	9.84	2.94	87	12.92	3.78
13	2.14	0.74	38	6.26	2	63	9.8	2.94	88	13.2	3.82
14	2.5	0.86	39	6.24	2	64	10.12	3.02	89	13.2	3.84
15	2.46	0.84	40	6.56	2.1	65	10.12	3.02	90	13.48	3.9
16	2.78	0.96	41	6.56	2.1	66	10.36	3.12	91	13.46	3.9
17	2.78	0.96	42	6.86	2.2	67	10.36	3.1	92	13.76	3.98
18	3.1	1.06	43	6.86	2.2	68	10.64	3.2	93	13.74	3.98
19	3.08	1.06	44	7.16	2.28	69	10.68	3.2	94	14.04	4.06
20	3.44	1.16	45	7.14	2.26	70	10.78	3.28	95	14.06	4.04
21	3.44	1.16	46	7.46	2.32	71	10.8	3.28	96	14.3	4.14
22	3.74	1.26	47	7.46	2.32	72	11.06	3.32	97	14.28	4.12
23	3.74	1.26	48	7.76	2.4	73	11.2	3.36	98	14.58	4.2
24	4.08	1.36	49	7.76	2.4	74	11.28	3.36	99	14.56	4.18
25	4.06	1.36	50	8.06	2.5	75	11.24	3.36	100	14.86	4.28



شکل ۲: محور افقی انرژی پرتو گامای اولیه است.



شکل ۳: نمودار احتمال های مربوط

به انرژی 100 MeV در Al

سپاسگزاری

از آقایان دکتر محمود بهمن‌آبادی و دکتر مهدی خاکیان به خاطر راهنمایی‌هایی رهگشایشان و تمامی کادر آزمایشگاه پرتو های کیهانی دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف کمال تشکر و قدر دانی را داریم.

مرجع ها

1. صمیمی، جلال ، مجله فیزیک، ۱۹، ۲۴، ۳-۲۴، ۱۳۸۰
2. William R. Leo , *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* , Springer-Verlag Berlin Heidelberg , 1987
3. Christian Walck , *Hand-Book on Statistical Distributions for experimentalists* , University of Stockholm , Stockholm 1996
4. مهدب، مسعود ، پایان نامه کارشناسی ارشد ، دانشگاه صنعتی شریف (۱۳۶۷)
5. عرب گل، مجید ، پایان نامه کارشناسی ارشد ، دانشگاه صنعتی شریف (۱۳۷۷)
6. H.Bichsel , Donald E. Groom , S.R. Klein , *Passage of particles through matter* , Jul 2004 , Review of Particle Physics.

عمق اپتیکی در کوتوله های سفید

مومنی، فرزان^۱ صمیمی، جلال^۲

^۱دانشگاه تربیت معلم تهران

^۲دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

فرایند سرد شدن یک کوتوله سفید در زمان شکل گیری آن اساساً به عمق اپتیکی محیط الکترونهای تبیگن بستگی دارد. سطح مقطع برخورد فوتون-الکترون در چنین محیطی یه علت محدودیت در فضای فاز در دسترس برای الکترونها - به خصوص در دماهای پایین - از سطح مقطع تامسون بسیار کوچکتر است، چراکه اندرکنش فوتون با الکترون با تغییر حالت کوتاتومی الکترون پس زده همراه است، ولذا وقوع اندرکنش ممکن یه عدد اشتغال الکترونی خواهد بود. در حین کار به منظور محاسبه سطح مقطع موثر برخورد فوتون-الکترون در شرایط تبیگن نخست پتانسیل شیمیایی گاز الکترونی را، به صورت تابعی از دما و چگالی، بدست آورده ایم، سپس سطح مقطع برخورد فوتون-الکترون و عمق اپتیکی ، با استفاده از شکل صریح عدد اشتغال الکترونی، بر حسب دما و چگالی و نیز انرژی فوتون محاسبه شده است.

مقدمه

طیف گسیلی یک ستاره به دمای سطح و ترکیب شیمیایی اتمسفر آن بستگی دارد. دمای سطح ستاره نیز توسط آهنگ واکنشهای گرمابسته ای درون ستاره و مکانیزم سرد شدن آن کنترل میشود. در یک کوتوله سفید که قادر چشمی گرمابسته ای است، دمای سطح صرفاً تابع مکانیزم سرد شدن خواهد بود. در محیط تبیگن یک کوتوله سفید این مکانیزم اساساً به میانگین پویش آزاد فوتونها بستگی دارد، که خود تابعی از سطح مقطع برخورد فوتون-الکترون است. این سطح مقطع به علت محدودیت در فضای فاز در دسترس برای الکترونها - به خصوص در دماهای پایین - از سطح مقطع تامسون بسیار کوچکتر است. فضای فاز در دسترس برای الکترونها نیز توسط آمار فرمی تعیین میشود، که در آن پتانسیل شیمیایی نقشی اساسی ایفا می کند. لذا در این نوشته نخست پتانسیل شیمیایی گاز الکترونی را به صورت تابعی از دما و فشار محاسبه میکنیم و سپس با استفاده از نتایج حاصل سطح مقطع برخورد فوتون-الکترون را بدست می آوریم.

پتانسیل شیمیایی گاز الکترونی

پتانسیل شیمیایی گاز الکترونی در دمای صفر همان انرژی فرمی است:

$$\mu(T=0) = E_f = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (1)$$

که در آن n چگالی تعداد فرمیونهاست. بدین طریق پتانسیل شیمیایی در دمای صفر صرفاً تابع چگالی تعداد است. تعداد کل فرمیونها در حجم معینی از گاز چنین است:

$$N = \int_{E=0}^{\infty} \frac{dN_{qs}}{dE} \cdot f_T(\mu, E) dE \quad (2)$$

که در آن:

$$\frac{dN_{qs}}{dE} = g(E).V = \frac{\sqrt{2V}}{\hbar^3 \pi^2} m^{3/2} \cdot E^{1/2} \quad (3)$$

بيانگر چگالی حالتهاي کوانتمي، و:

$$f_T(\mu, E) = \frac{1}{1 + e^{(E-\mu)/kT}} \quad (4)$$

عدد اشتغال حالت کوانتمي با انرژي E (آمار فرمي) است. چگالی تعداد الکترونها را بصورت زير می نويسيم:

$$n = \frac{\sqrt{2m^{3/2}}}{\hbar^3 \pi^2} \int_0^{\infty} \frac{E^{1/2} dE}{1 + e^{(E-\mu)/kT}} \quad (5)$$

در رابطه فوق ديده می شود که μ در شكلی انتگرالي تابعی از n و T است. انرژي نيز بصورت زير است:

$$U = \int_{E=0}^{\infty} E \frac{dN_{qs}}{dE} \cdot f_T(E, \mu) dE \quad (6)$$

پس چگالی انرژي الکترونها را بصورت زير می نويسيم:

$$u = \frac{\sqrt{2m^{3/2}}}{\hbar^3 \pi^2} \int_0^{\infty} \frac{E^{3/2} dE}{1 + e^{(E-\mu)/kT}} \quad (7)$$

به روش عددی و به ترتيب، از رابطه (5) و (7) كميتهای μ و u را بصورت توابعی از n و T بدست آورده و از آنها برای محاسبه سطح مقطع موثر استفاده می کنيم.

محاسبه سطح مقطع موثر فوتون- الکترون:

سطح مقطع موثر برحورد فوتون- الکترون را در رابطه زير تعريف می کنيم:

$$\frac{dN_{ph}}{N_{ph}} = \sigma_{c,eff} \cdot n \cdot dl \quad (8)$$

كسرى از الکترونها را در نظر می گيريم که داراي انرژي E بوده و در زاويه فضائي $d\Omega$ در حرکت اند:

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{E^{1/2} f_T(\mu, E) dE \cdot \frac{d\Omega}{4\pi}}{\int E^{1/2} f_T(\mu, E) dE} \quad (9)$$

اینك، كسرى از فوتونهای باريکه اى با بسامد معين که توسط اين دسته از الکترونها پراكنده ميشوند را با $\delta N_{ph} / N_{ph}$ نشان ميدهيم. از ديد ناظر همراه الکترونهاي δn ، که آنرا ناظر S' می ناميم، تعداد δN_{ph} از فوتونها توسط الکترونهاي ساكن پراكنده شده اند. پراكندگي يك "واقعه" محسوب ميشود و لذا $\delta N_{ph} / N_{ph}$ از ديد ناظر آزمایشگاه و ناظر S' يکسان است، بطور يك:

$$\frac{dN_{ph}}{N_{ph}} = \int \frac{\delta N_{ph}}{N_{ph}} \delta N_{ph} \quad (10)$$

که در آن:

$$\frac{\delta N_{ph}}{N_{ph}} = \frac{d\sigma_{KN}(E'_{ph})}{d\Omega'_{ph}} \cdot d\Omega'_{ph} \delta n' \cdot dl' \quad (11)$$

در رابطه (11) $\delta n'$ بیانگر چگالی تعداد کسر مورد بحث الکترونها، و dl' طول متناظر با dl در چارچوب S' است. σ_{KN} نیز سطح مقطع کلاین-نشینا، و E'_{ph} انرژی فوتون در چارچوب S' است. لذا آنچه میماند محاسبه $\delta N_{ph} / N_{ph}$ برای تمامی چارچوبهای S' ، و سپس انتقال مجدد هر یک به چارچوب آزمایشگاه، و انتگرال گیری روی تمام حالت‌های ممکن است. نتیجه تحلیل نهایی به شکل زیر است:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{ph}}{N_{ph}} &= \left\{ \int_{E_0, \Omega_0} g(E_0) \cdot f_T(\mu(n, T), E_0) dE_0 \frac{d\Omega}{4\pi} \right. \\ &\quad \left. \int \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega_{\alpha, \beta}} d\Omega_{\alpha, \beta} \cdot (1 - \cos \theta) \cdot g(E(\alpha, \beta)) \cdot (1 - f_T(E(\alpha, \beta))) \right\} n, dl \end{aligned} \quad (10)$$

بدین ترتیب سطح مقطع موثر به صورت تابعی از چگالی n و دمای T و نیز انرژی فوتون، از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned} \sigma_{c, eff} &= \int_{E_0, \Omega_0} g(E_0) \cdot f_T(\mu(n, T), E_0) dE_0 \frac{d\Omega}{4\pi} \\ &\quad \int \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega_{\alpha, \beta}} d\Omega_{\alpha, \beta} \cdot (1 - \cos \theta) \cdot g(E(\alpha, \beta)) \cdot (1 - f_T(E(\alpha, \beta))) \end{aligned} \quad (11)$$

در روابط (10) و (11) عامل $(1 - f_T(E(\alpha, \beta)))$ بیانگر کسر خالی حالت کوانتومی مقصد برای الکترون پس زده است.

مرجع‌ها

41. Phillips, S. 1998, Physics of Stars
42. Momeni, F., Samimi, J., JQSRT 95/1, 61

تفکیک و ردیابی ساختارهای سطح خورشید در تصاویر رصدی با توان تفکیک بالا

I. قطعه‌بندی تصاویر

هاشم حامدی وفا

گروه فیزیک، دانشگاه زنجان

چکیده: سه روش «قطعه‌بندی» تصاویر (Image Segmentation) رصدی برای یافتن و تفکیک خالهای سایه‌ای، یکی از ساختارهای ریز لکه‌های خورشیاسی، معرفی می‌شود. یکی از روش‌ها که برای اولین بار مطالعه می‌شود الهام گرفته از مزیت‌های دو روش دیگر است. با استفاده از یکی از لکه‌های خورشید کارایی این سه روش با هم مقایسه می‌شود.

۱) مقدمه

فرایندهای فیزیکی که در خورشید رخ می‌دهند به صورت انواعی از ساختارهای مختلف و در ابعاد بسیار متفاوت در سطح آن ظهرور پیدا می‌کنند. توضیح پدیده‌های خورشیدی نیازمند مطالعه‌ی همه‌ی انواع این ساختارها است. بعضی از پدیده‌های سطح خورشید تحولی نسبتاً سریع دارند. لکه‌های خورشیدی و ساختارهای ریز آن‌ها از این جمله‌اند. لذا برای مطالعه‌ی تحول این ساختارها نیازمند تصویربرداری متوالی با توان تفکیک مکانی و زمانی بالا هستیم.

۲) قطعه‌بندی تصاویر برای یافتن خالهای سایه‌ای

فرض کنید تمام مراحل تصحیح تصاویر انجام شده است و این تصاویر برای مطالعه‌ی تحول ساختارهای سطح خورشید آماده‌اند. برای این مطالعه ابتدا باید روش‌هایی برای «تفکیک» آن ساختارها بکار گیریم. به این روش‌ها «قطعه‌بندی» تصاویر (Image Segmentation) گفته می‌شود. تعداد محدودی «رشته تصاویر متوالی» از تحول ساختارهای ریز سایه‌ی لکه‌های خورشیدی در دهه گذشته ثبت شده‌اند. در این مقاله، با استفاده از یکی از جدیدترین رصداء، ابتدا به معرفی دو روش قطعه‌بندی تصاویر برای یافتن و تفکیک خالهای سایه‌ای می‌پردازم. سپس یک روش ترکیبی جدید معرفی و با هم مقایسه می‌شوند.

۲-۱) قطعه‌بندی به روش «گسترش مرز»

یک روش ساده‌ی قطعه‌بندی تصویر برای یافتن و تفکیک کردن خالهای سایه‌ای روش «گسترش مرز» است. این روش توسط M. Sobotka و همکارانش برای قطعه‌بندی تصاویر دو رصد، که یکی از ناحیه‌ی فعال NOAA 7519 در تاریخ ۵ ژوئن ۱۹۹۳ [۱]، و دیگری از ناحیه‌ی فعال NOAA 7886 در تاریخ ۳۰ ژوئن ۱۹۹۵ [۲]، انجام شده است، معرفی و مورد استفاده قرار گرفته است. در این روش ابتدا یک تصویر هموار (Smooth) شده‌ی جزئی از تصویر اصلی تهیه می‌کنیم. سپس این تصویر هموار شده را از تصویر اصلی کم می‌کنیم تا یک تصویر تفاضلی بدست آید. نواحی‌ای از این تصویر تفاضلی که دارای مقادیر مثبت باشد به احتمال زیاد معرف یک ساختار درخشان در تصویر اصلی است. با انتخاب یک مقدار آستانه در تصویر تفاضلی برای معرف ن نقاط درخشان در سطح سایه می‌توان از آن یک ماسک دودویی ساخت. به این ترتیب که به نقاطی از تصویر تفاضلی که مقدار عددی آن از آستانه‌ی انتخابی (که به طور تجربی و سعی و خطا باید تعیین شود) بزرگ‌تر باشد عدد یک و به بقیه عدد صفر را نسبت می‌دهیم. حال اگر تصویر اصلی را در این ماسک ضرب کنیم یک تصویر قطعه‌بندی شده خواهیم داشت به طوری که نواحی درخشان

در سطح آن با درخشنده‌گی اصلی‌شان از یکدیگر مجزا شده‌اند.

همه‌ی تصاویر باید قطعه‌بندی شوند و هر قطعه در هر تصویر، همان طور که قبل‌گفته شد، احتمالاً معرف یک خال سایه‌ای است. قید «احتمالاً» به این نکته بر می‌گردد که آیا این قطعه با قطعه‌هایی دیگر در تصاویر بعدی (و یا قبلی) مرتبط است یا نه. چرا که ما دنبال تحول‌های بسیار سریع در سطح خورشید (که فقط در یک یا دو تصویر دیده شوند) نیستیم (شاید در حال حاضر انتظار آن را نداریم). این موضوع در «ردیابی خال‌های سایه‌ای مطرح می‌شود که در این مقاله به آن نمی‌پردازیم. خطاهای این روش در این دو رصد، که به دلیل پایین بودن توان تفکیک مکانی رصد است، در مراجع [۳و ۴] مطالعه و بررسی شده است.

۲-۲) قطعه‌بندی به روش تعیین محل «تغییر تقریب» تابع درخشنده‌گی

یک محقق جوان به نام L. H. Strous برای مطالعه‌ی جابجایی افقی ساختارهای بزرگ مقیاس و کوچک مقیاس سطح خورشید روشنی دیگر برای تفکیک این ساختارها از زمینه‌ی اطرافشان پیشنهاد و استفاده کرد، [۵]. در این روش که نواحی «روشن» و «تاریک» نسبی را از یکدیگر تفکیک می‌کند از یک تصویر «ارتفاع مجازی» استفاده می‌شود. در این تصویر ارتفاع مجازی، ارتفاع در هر نقطه معادل درخشنده‌گی آن نقطه در تصویر اصلی است. بنابراین نواحی روشن، تپه‌ها و نواحی تاریک، دره‌های این تصویر ارتفاع مجازی را تشکیل می‌دهند. این تپه‌ها و دره‌ها با تعیین محل «تغییر تقریب» تابع درخشنده‌گی (جهت انحنای عمودی) در سطح تصویر قابل تشخیص و تفکیک هستند. در این روش، از یک طرف، اگر هیچ آستانه‌ای برای حداقل درخشنده‌گی ساختارها (عمق دره یا ارتفاع تپه) انتخاب نشود، هر تپه یا دره‌ی کوچک، که بعضی از آن‌ها ممکن است یک ساختار واقعی از سطح خورشید نباشد (نوفه‌ها)، ثبت شود. از طرف دیگر، انتخاب این آستانه‌ی درخشنده‌گی می‌تواند سبب حذف و ندیدن ساختارهای ریز کم شدت شود. به این دلیل و نیز به دلیل پایین بودن توان تفکیک مکانی رصدها این روش برای یافتن ساختارهای ریزی مانند خال‌های سایه‌ای مناسب نبوده و تاکنون مورد استفاده قرار نگرفته است. در حال حاضر امکان تصویربرداری با توان تفکیک بالا با تلسکوپ جدید Swedish Solar Telescopic با قطر دهانه‌ی یک متر میسر شده است. بنابراین می‌توان این روش را با اعمال طرفهایی برای حذف و یا کاهش نوفه، [۶]، برای تفکیک خال‌های سایه‌ای بکار برد.

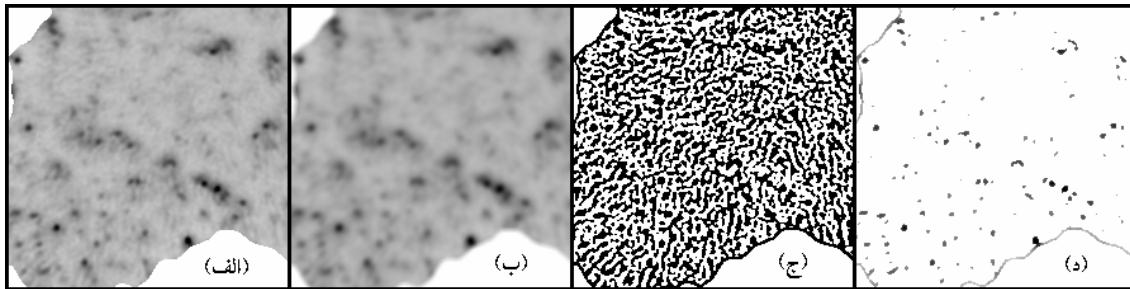
۳) مقایسه‌ی روش‌های قطعه‌بندی با استفاده از یک رصد جدید

یکی از جدیدترین تصویربرداری‌ها که از گروه لکه‌ای NOAA 10634 انجام شده است برای مقایسه‌ی روش‌های قطعه‌بندی مختلف ذکر شده با یکدیگر و نیز معرفی و مقایسه‌ی یک روش ترکیبی جدید برای حذف نوفه‌ها در تفکیک خال‌های سایه‌ای مورد استفاده قرار می‌دهیم. این تصویربرداری در تاریخ ۱۸ ژوئن ۲۰۰۴ به مدت حدود ۲ ساعت انجام شده است. رشته تصاویر حاصل شامل ۳۵۰ تصویر با فاصله‌ی زمانی متوسط sec ۲۰، توان تفکیک مکانی arcsec ۱۷ (معادل km ۱۲۵) و مقیاس تصویر arcsec/pixel ۴۱ (معادل km/pixel ۳۰) است. از این رصد به تازگی یک مقاله در مورد نتایج مطالعه‌ی میدان سرعت افقی «نقاط درخشناد مغناطیسی» در اطراف یک لکه با یافتن بصری این نقاط در تصویر و دنبال کردن آنها به صورت نیمه خودکار ارائه شده است، [۷].

۴-۱) استفاده از روش «گسترش مرز»

مطابق با آنچه که در بخش (۱-۲) ذکر شد، شکل (۱) مراحل قطعه‌بندی به روش «گسترش مرز» را برای یکی از تصاویر رصد جدید نشان می‌دهد. اجزاء شکل (۱) به ترتیب حروف آبجده، تصویر اصلی، تصویر هموار شده، تصویر تفاضلی (برای وضوح بیشتر به صورت دودویی نشان داده است) و تصویر قطعه‌بندی شده‌ی نهایی را نشان می‌دهد. در

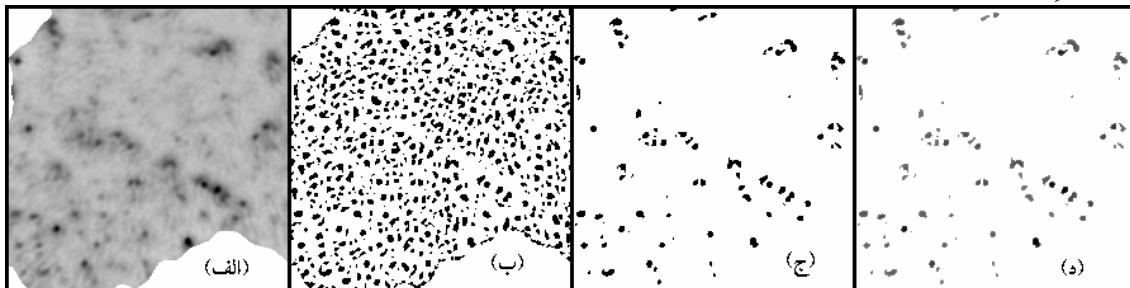
اینجا برای تهیی ماسک دودویی مقدار آستانه ۱۵٪ انتخاب شده است. این ماسک در شکل نشان داده نشده است.



شکل (۱). مراحل قطعه‌بندی به روش «گسترشِ مرز»: (الف) تصویر اصلی، (ب) تصویر هموار شده، (ج) تصویر تفاضلی دودویی و (د) تصویر قطعه‌بندی شده. در این شکل نقاط سیاه (تر) ساختارهای درخشان (تر) هستند.

۲-۳ استفاده از روش تعیین محل «تغییر تقریز» تابع درخشندگی

مطابق با آنچه که در بخش (۲-۲) ذکر شد، شکل (۲) مراحل قطعه‌بندی را به روش تعیین محل «تغییر تقریز» تابع درخشندگی برای همان تصویر از رصد جدید، شکل (۲-الف)، نشان می‌دهد. شکل (۲-ب) یک تصویر دودویی است که همه‌ی تپه‌ها و دره‌ها را تفکیک شده از هم، نشان می‌دهد. با انتخاب یک آستانه‌ی درخشندگی، برابر ۲۰٪، برای انتخاب ساختارهای روشن یک ماسک دودویی تهیی می‌شود، شکل (۲-ج). به این ترتیب شکل (۲-د) مکان و ابعاد خالهای سایه‌ای و نیز توزیع درخشندگی سطحی آنها را در تصویر انتخابی نشان می‌دهد. در این روش آنچنان که L. H. Srous پیشنهاد کرده بود، تقریز تابع درخشندگی در هر نقطه از تصویر با حرکت در دو جهت افقی و عمودی و نیز دو جهت قطری، با گام‌های برابر، محاسبه می‌شود.



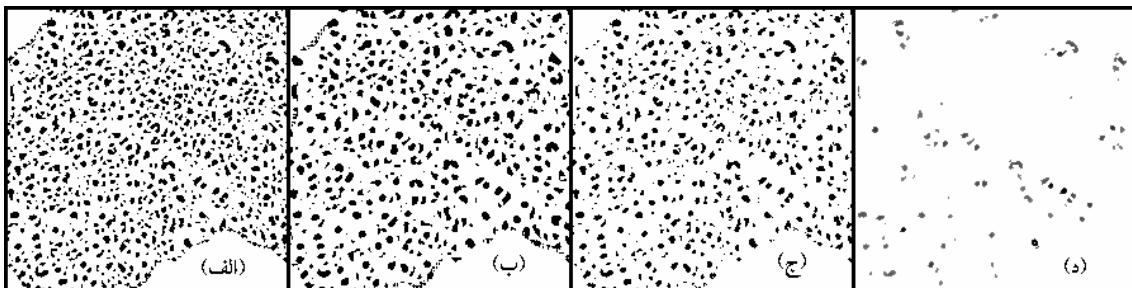
شکل (۲). مراحل قطعه‌بندی به روش تعیین محل «تغییر تقریز» تابع درخشندگی: (الف) تصویر اصلی، (ب) تصویر دودویی از همه‌ی تپه‌ها و دره‌ها، (ج) ماسک دودویی و (د) تصویر قطعه‌بندی شده. در این شکل نقاط سیاه (تر) ساختارهای درخشان (تر) هستند

با مقایسه‌ی شکل‌های (۱-ج) و (۲-ب) آشکار می‌شود که روش دوم برای تفکیک ساختارهای ریز کارتر است. ولی در روش دوم انتخاب آستانه‌ی درخشندگی برای ساختارها می‌تواند سبب از دست رفتن ساختارهای واقعی کم نور شود. البته از مزیت‌های روش اول نوع آستانه‌ی انتخابی است که این مسئله را کم اثرتر می‌کند ولی نوفه را زیادتر.

۳-۳ استفاده از یک روش ترکیبی جدید

با بهره‌گیری از مزیت‌های دو روش قطعه‌بندی ذکر شده، می‌توان با روشی جدید نوفه‌ها را کاهش داد. به این ترتیب عمل می‌کنیم: به روش «تغییر تقریز» از تصویر اصلی، همان شکل (۱-الف)، و نیز از تصویر هموار شده‌ی جزئی آن، شکل (۱-ب)، دو تصویر (دودویی) قطعه‌بندی شده، بدون انتخاب آستانه‌ی شدت، تهیی می‌کنیم، به ترتیب شکل‌های (۳-الف) و (۳-ب). در این مرحله برای محاسبه‌ی تقریز تابع درخشندگی گام‌های افقی بزرگتر از گام‌های قطری

انتخاب شده‌اند. این دو تصویر قطعه‌بندی شده را با هم مقایسه می‌کنیم. هر جا در هر دو تصویر «تپه» (ناحیه درخشنان) ثبت شده است، به عنوان یک ساختار ریز درخشنان در نظر می‌گیریم. به این ترتیب یک ماسک دودویی با نوشه‌ی کم بدست خواهد آمد، شکل (۳-ج). در واقع در شکل (۳-ب) به دلیل هموارسازی بسیاری از نوشه‌ها (ناحیه روشن بسیار کوچک) حذف (هموار) شده‌اند. اما در این تصویر دوم، به دلیل هموارسازی، ممکن است ساختارهای مجزا و نزدیک به هم به صورت یک تک ساختار با ابعاد بزرگ‌تر ثبت شوند. همچنین از آنجایی که تصویر قطعه‌بندی شده اول تمام ساختارهای ریز و نیز نوشه‌ها را نشان می‌دهد نقاط مشترک ثبت شده در هر دو تصویر قطعه‌بندی شده با احتمال بیشتری ساختارهای ریز واقعی را نشان می‌دهند. برای دیدن برتری این مرحله شکل‌های (۱-ج) و (۲-ب) را با شکل (۳-ج) می‌توان مقایسه کرد. ولی هنوز می‌توان با انتخاب یک آستانه درخشنده‌گی برابر ۲۰٪ نوشه‌ها را کاهش داد. به این ترتیب ماسک دودویی نهایی را تهیه می‌کنیم، این ماسک در شکل (۳) نیامده است. با استفاده از آن و تصویر اصلی تصویر قطعه‌بندی شده نهایی، شکل (۳-د)، بدست می‌آید. می‌توان شکل (۳-د) را با شکل‌های (۱-د) و (۲-د)، نتایج دو روش قطعه‌بندی اولیه، مقایسه کرد و برتری آن را در تفکیک خالها و نیز کاهش نوشه دید.



شکل (۳). ترکیب دو روش قطعه‌بندی: اعمال روش «تغییر تقریب» بر تصویر اصلی، (الف)، و بر تصویر هموار شده، (ب)، و ماسک دودویی با نوشه‌ی کم، (ج)، بدون انتخاب آستانه شدت. تصویر قطعه‌بندی شده، (د).

۴) نتیجه‌گیری

در مطالعه‌ی تحول ساختارهای سطح خورشید به ویژه ساختارهای ریز لکه‌های خورشیدی، قطعه‌بندی تصاویر رصدی از اهمیت خاصی برخوردار است. به نظر می‌رسد که هر دو روش «کسترش مرز» و «تغییر تقریب» با انجام رصدهایی با توان تفکیک بالاتر کارایی بهتری داشته باشند. ولی با توجه به محدودیت‌های تصویربرداری‌های زمینی هنوز باید برای بهبود روش‌های قطعه‌بندی تصاویر تلاش کرد. روش جدید ارائه شده در این مقاله نمونه‌ای از این تلاش‌ها است.

قدرتانی

نویسنده از M. Sobotka به خاطر در اختیار گذاشتن جدیدترین داده‌های رصدی ارزشمندانه تشکر و قدردانی می‌کند.

مراجع

- [1] Sobotka M. et al., 1997, *A&A* **328**, 682
- [2] Sobotka M. et al., 1999, *ApJ* **511**, 436
- [3] Hamedivafa H., 2006, *IAUJD*, **3**, 5
- [4] حامدی وفا هاشم، ۱۳۸۴، دهمین گردهمایی نجوم، مجموعه مقالات
- [5] Strous L. H. et al., 1996, *A&A* **306**, 947
- [6] Roudier Th. et al., 1999, *A&A* **349**, 301
- [7] Mostl C. et al., 2006, *SoPh* **237**, 13

بررسی تشکیل ساختار در عالم در رژیم خطی برای مدل واپاشی خلاء

قادر درستی^۱، سپهر اربابی بیدگلی^۲

۱ دانشگاه فردوسی مشهد

۲ پژوهشگاه دانشگاهی بنیادی

چکیده

یکی از مشکلات بسیار مهم در کیهانشناسی ماهیت ناشناخته انرژی تاریک است که باعث شتاب گرفتن نرخ انبساط عالم می‌شود. برای توجیه فیزیکی پدیده انرژی تاریک تا کنون مدل‌های مختلفی مطرح شده است و تطبیق و برآورزش پیشینی‌های این مدلها بررسی های گسترده‌ای را می‌طلبند. یکی از راه‌های قید گذاشتن بر مدل‌های انرژی تاریک بررسی تشکیل ساختار و مقایسه پیشینی‌های مدل با میزان ساختاری است که در عالم مشاهده می‌کنیم. در این مقاله تشکیل ساختار را برای مدلی محاسبه کرده‌ایم که در آن خلاء به ذرات ماده تاریک سرد واپاشی می‌کند. ابتدا معادله تحول تباين چگالی بهاری مقادیر مختلف پارامتر ϵ (سرعت واپاشی خلاء) بدست آوردیم، پارامتر ϵ نقش مهمی را در تحول اختلالات خطی بازی می‌کند و تغییر میزان رشد ساختار به ازای مقادیر مختلف آن برای مقایسه با مدل استاندارد محاسبه شده است. همچنین تاثیر حضور ماده باریونی نیز در تحول خطی اختلالات بررسی شده است.

مقدمه

ثابت کیهانشناسی Λ ابتدا توسط اینیشتین برای بدست آوردن حل پایدار برای معادله میدان گرانش وارد این معادلات شد. اما پس از مشاهده انبساط عالم توسط هابل تا مدتی از محاسبات طرد شد. اکنون شواهد رصدی اخیر از جمله شدت نور ابرنواخترهای دوردست نشان می‌دهد که انبساط عالم شتابدار است. برای توصیف این پدیده وجود نوع ناشناخته ای از مؤلفه در عالم نیاز است که دارای چگالی و نیروی گرانشی باشد ولی فشار آن منفی است. از طرفی نظریه میدان کوانتومی نشان می‌دهد، که اگر انرژی خلاء برابر با صفر نباشد، باید مقدار بسیار بزرگی در مقایسه با Λ داشته باشد. این اختلاف و علت غالب شدن نسبتاً اخیر مؤلفه Λ در عالم دو معماه حل نشده در کیهانشناسی باقی مانده‌اند. برای نزدیک شدن به حل این مسئله تا کنون مدل‌های بسیاری مطرح شده‌اند که Λ را با انرژی تاریک متغیر و در حال واپاشی در نظر می‌گیرند [۱,۲]. در این مقاله مدلی در نظر گرفته شده است که در آن خلاء به ذرات ماده تاریک سرد واپاشی می‌کند [۳]. در این مدل تحول چگالی ماده از رابطه استاندارد $\rho_m a^{-3+\epsilon}$ بصورت $\rho_{m0} a^{-3+\epsilon}$ تغییر می‌یابد که در آن ϵ بیان کننده نرخ واپاشی خلاء است. با حل معادله فریدمان در این حالت در نظر گرفتن ماده باریونی دینامیک عالم به دست می‌آید. سپس تشکیل ساختار را در رژیم خطی با حل معادله تحول تباين چگالی به ازای مقادیر مختلف ϵ بدست می‌آید.

واپاشی خلاء به ذرات ماده تاریک سرد

معادله میدان گرانش اینیشتین در صورتی که ثابت کیهانشناسی Λ به صورت مؤلفه ای از عالم نوشته شده باشد از این قرار است:

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g^{\mu\nu} = 8\pi G [T^{\mu\nu} + \frac{\Lambda}{8\pi G} g^{\mu\nu}] \quad (1)$$

که در آن Λ از جنس $T^{\mu\nu}$ ، تانسور انرژی-تکانه ماده است. با توجه به معادله پیوستگی $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$ تحول ماده تاریک سرد به دست می آید:

$$u_\mu T^{\mu\nu}_{;\nu} = -u_\mu (\frac{\Lambda g^{\mu\nu}}{8\pi G})_{;\nu} \quad (2)$$

یا بطور همان‌زمان:

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = -\dot{\rho}_\Lambda \quad (3)$$

$$\text{که در آن } \rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \text{ چگالی انرژی خلاء می‌باشد.}$$

رابطه (3) درhaltی که انرژی تاریک ثابت باشد به صورت استاندارد $\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = 0$ در می آید که با حل آن $\rho_m = \rho_{m0}a^{-3}$ تحول چگالی ماده به دست می آید. اگر تاثیر انرژی تاریک در نظر گرفته شود، چگالی ماده تاریک با سرعت کمتری نسبت به حالت استاندارد خود کاهش می‌یابد، بنابراین:

$$\rho_m = \rho_{m0}a^{-3+\varepsilon} \quad (4)$$

که ρ_m ، مقدار فعلی ρ_m می‌باشد. با جایگزاری رابطه (4) در (3) معادله زیر به دست می آید:

$$\rho_\Lambda = \tilde{\rho}_{\Lambda0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0}a^{-3+\varepsilon} \quad (5)$$

که در آن $\tilde{\rho}_{\Lambda0}$ ثابت انتگرال گیری است. بنابراین مقدار فعلی چگالی انرژی تاریک بصورت زیر است:

$$\rho_{\Lambda0} = \tilde{\rho}_{\Lambda0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0} \quad (6)$$

معادله فریدمان و دینامیک عالم

دینامیک عالم در حالت عام از معادله فریدمان به دست می آید که در آن مجموع چگالی انرژی مؤلفه های عالم نوشته شده است.

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} \quad (7)$$

با توجه به اینکه k می‌تواند یکی از مقادیر ۱، ۰-۱ را اختیار کند عالم به ترتیب بسته، تخت و باز خواهد بود. در صورتی که تخت باشد ($k=0$):

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho_b + \rho_\Lambda + \rho_m) \quad (8)$$

در رابطه بالا ρ_b چگالی ذرات باریون می‌باشد. با جایگزاری روابط (4) و (5) در (8) رابطه زیر به دست می آید:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\Omega_b a^{-3} + \frac{3\Omega_{m0}}{3-\varepsilon} a^{-3+\varepsilon} + \tilde{\Omega}_{\Lambda0}) \quad (9)$$

که در آن Ω_{m0} و Ω_b بترتیب چگالی ماده تاریک سرد و چگالی ماده باریونی هستند و مقدار $\tilde{\Omega}_{\Lambda0}$ به حالت پایه خلاء مربوط است. رابطه (9) به ازای مقادیر $\Omega_b = 0$ ، $\tilde{\Omega}_{\Lambda0} = 0$ ، $\Omega_{m0} = 1$ به رابطه مدل استاندارد تبدیل می‌شود.

تشکیل ساختار در رژیم خطی

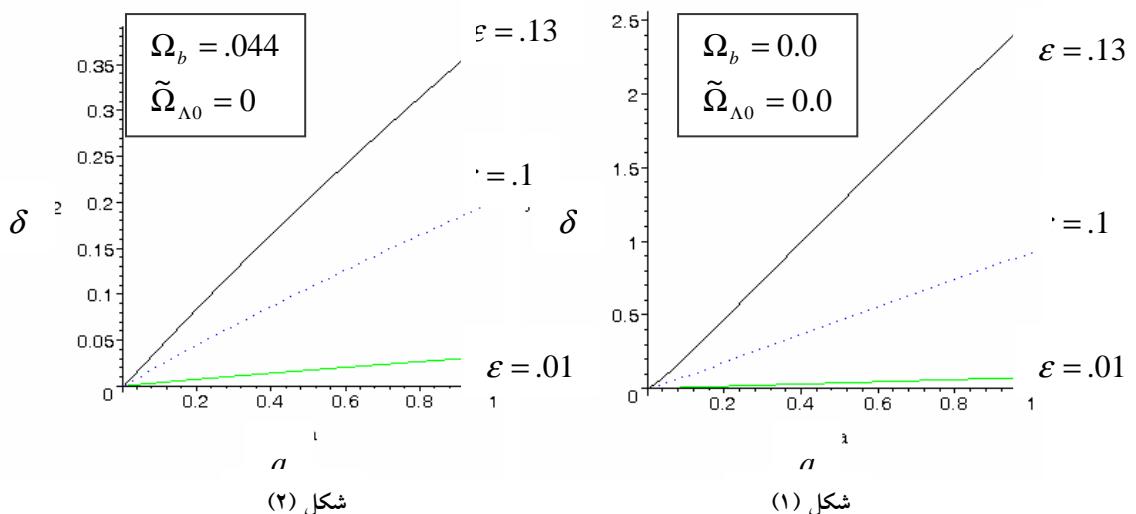
با استفاده از معادله پیوستگی و بواسن در عالم FRW تحول تباین چگالی $\delta = \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}}$ در تقریب خطی [۴، ۵، ۶] به صورت زیر بیان می‌شود.

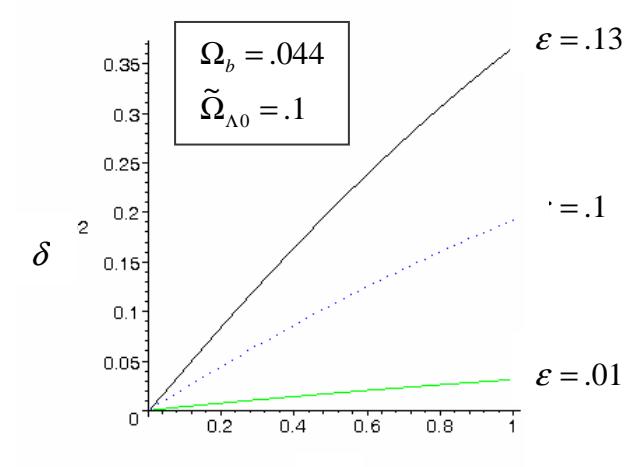
$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} - 4\pi G\rho_m\delta = 0 \quad (10)$$

این معادله دیفرانسیل بر حسب ضریب مقیاس عالم a به این رابطه تبدیل می‌شود:

$$\frac{d^2\delta}{da^2} + \frac{d\delta}{da} \left[\frac{\ddot{a}}{\dot{a}^2} + \frac{2H}{\dot{a}} \right] - \frac{3H_0^2}{2\dot{a}^2 a^3} \Omega_{m0}\delta = 0 \quad (11)$$

با جایگزاری H از معادله (۹) در معادله (۱۱) و حل آن به روش عددی، δ بصورت زیر به ازای مقادیر مختلف ε بدست می‌آید.





شکل (۳)

در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) تحول اختلالات خطی به ازای مقادیر $\epsilon = 0.01, 0.1, 0.13$ رسم شده است. در شکل‌های (۲) و (۳) تاثیر مقادیر غیر صفر برای پارامترهای Ω_b و $\Omega_{\Lambda 0}$ در نظر گرفته شد. این بررسی نشان می‌دهد که در هر حالت با افزایش نرخ واپاشی خلاء تشکیل ساختار نیز افزایش می‌یابد.

نتیجه گیری

در این مقاله تشکیل ساختار برای مدل واپاشی خلاء با در نظر گرفتن حضور ماده باریونی مورد بررسی قرار گرفته است. با توجه به نتایج تحول اختلالات خطی می‌توان نتیجه گرفت که پارامتر ϵ نقش بسزایی در میزان رشد ساختار دارد. گام بعدی این بررسی انجام محاسبات مشابه برای سایر مدل‌هایی است که در آن ثابت کیهان‌شناسی با انرژی تاریک متغیر جایگزین شده است. بررسی میزان تشکیل ساختار در این مدل‌ها و مقایسه آن با مقادیر مشاهده شده در عالم می‌تواند در کنار سایر مشاهدات رایج در کیهان‌شناسی، قید‌های رصدی مستقلی برای سهم آن و نرخ تحول آن با زمان بدست می‌دهد..

مراجع

- [1] J. S. Alcaniz, Brazilian Journal of Physics, XXVI Brazilian National Meeting on Particles and Fields, astro-ph:0608631
- [2] V. Sahni, A. Starobinsky, Invited review for the special issue of Int. J. Mod. Phys, astro-ph/0610026
- [3] P. Wang and X. Meng, Class. Quant. Grav. 22, 283 (2005).
- [4] Arbabi Bidgoli S., Movahed M.S., Rahvar S., IJ MPD 15, 1455 (2006).
- [5] T. Padmanabhan, Structure Formation in the Universe Cambridge Univ. Press (1993).
- [6] R. H. Brandenberger in N. Breton, J. L. Cervantes-Cota and M. Salgado eds, Lecture Note in Physics, The early universe and observational cosmology, 646, p.127 (2004).

بررسی توزیع چگالی ماده در نواحی فرو چگال با استفاده از تقریب کروی

علی بستاتی^۱، سپهر اربابی بیدگلی^۲

^۱دانشگاه فردوسی مشهد

^۲پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانشهای بنیادی

چکیده

توزیع چگالی ماده در نواحی فراچگال به روشنایی گوناگون تحلیلی و عددی تا کنون مورد بررسی قرار گرفته است. از سوی دیگر بخش اعظمی از حجم عالم در نواحی فروچگال قرار دارد. فرایند تشکیل ساختار در این نواحی به خواص فیزیکی آنها و به خصوص توزیع چگالی بستگی دارد و کهکشانهای شکل گرفته در نواحی فروچگال کاملاً متفاوت از سایر کهکشانهایی هستند که به وجود آمده اند.^۱ گام نخست برای درک بهتر شرایط حاکم در نواحی فروچگال بررسی توزیع چگالی ماده در آن نواحی است، که این مورد هنوز به روش تحلیلی بررسی نشده است. در این مقاله نواحی فروچگال را مشکل از کره های هم مرکز در نظر می گیریم که ساده ترین تقریب ممکن برای به دست آوردن نمایه چگالی در محیط های کم چگال است. برای این شرایط معادله فریدمن را در حالتی حل می کنیم که تنها خود گرانش هر لایه کروی نسبت به خود مؤثر است. و از گرانش لایه ها نسبت به هم چشم پوشی می کنیم. با فرض صفر بودن فشار و ساده سازی های معقول مدلی ارائه می شود که با کمک آن توزیع چگالی ماده در درون یک ناحیه فروچگال در تقریب کروی به دست می آید.

مقدمه:

بررسی نقشه های کیهانشناسی نشان می دهد که بخش اعظمی از حجم عالم در نواحی فرو چگال قرار دارد و کهکشانهای شکل گرفته در نواحی فروچگال کاملاً متفاوت از سایر کهکشانهایی هستند که به وجود آمده اند [۱]. این نواحی از لحاظ نظری به صورت یک ناحیه تقریباً تهی از ماده که در میان دیواره ای از ناحیه فرا چگال محصور شده اند توصیف می شوند. از طرفی با توجه به تعریف بالا می توان رشد این نواحی را تنها به دلیل انساط عالم دانست، این فرض به دو دلیل بسیار مورد توجه است. نخست آنکه بررسی رشد این نواحی، تحول و یا رمبش آنها مدلی ساده از کل عالم را در اختیار می گذارد و در درجه دوم موجب ساده سازی فرضیات مورد استفاده در این نواحی می شود. مدل تقریب کروی [۲] با در نظر گرفتن ناحیه به صورت کره های هم مرکز در اولین تقریب بهترین و ساده ترین روش برای بررسی نظری این نواحی است. در این مقاله توزیع چگالی در نواحی فرو چگال با استفاده از این مدل بررسی شده است.

فرضیات اساسی و مدل نظری:

تقریب کروی یعنی حل معادله رشد یک ناحیه فراچگال یا فروچگال با تقارن کروی یکی از روش های متداول بررسی تشکیل ساختار در رژیم غیر خطی است. در بررسی های معادله اینشتین نشان داده شده است که حل های این معادله که دارای تقارن کروی هستند، در حالت دینامیک نیوتونی نیز قابل نتیجه گیری می باشند. در اینجا چند فرض اساسی لازم است:

اولاً فشار ماده در این ناحیه به دلیل تهی بودن صفر است. ثانیاً به دلیل تقارن کروی از طرف لایه های درونی تا آنجا که لایه ها در هم فرو نرونده بیرونی بر لایه های بیرونی وارد نمی شود. بنابراین تنها گرانش هر لایه کروی نسبت به خود در دینامیک این نواحی موثر است. نیز می توان از پایستگی انرژی برای نوشتن معادله حرکت استفاده کرد:

$$r(t) = a(t)r_i$$

$$P = \bullet$$

$$E(r_i) = E(r_i) = \frac{r^4}{2} - \psi_i$$

انرژی پتانسیل خود گرانش در هر لایه نسبت به خود ψ_i
 انرژی پتانسیل گرانش هر لایه نسبت به لایه دیگر $\psi_{ij} = 0$

از طرفی می توان از معادلات فریدمان استفاده کرده:

$$\begin{cases} \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\dot{\rho}\frac{a}{\dot{a}} + 2\rho) + \frac{\Lambda}{3} \\ (\frac{\dot{a}}{a})^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \\ \rho = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) \end{cases}$$

و آنها را به صورت بالا و یا به این صورت نوشت:

$$\frac{\dot{a}}{H_i} - \Omega_m^i a^{-1} - \Omega_\Lambda^i a^2 = 1 - \Omega_m^i - \Omega_\Lambda^i$$

همچنین معادله پواسان را برای بدست آوردن پتانسیل گرانشی در تقریب نیوتونی می نویسیم:

$$\Delta^2 \psi_i = 4\pi G \rho_i$$

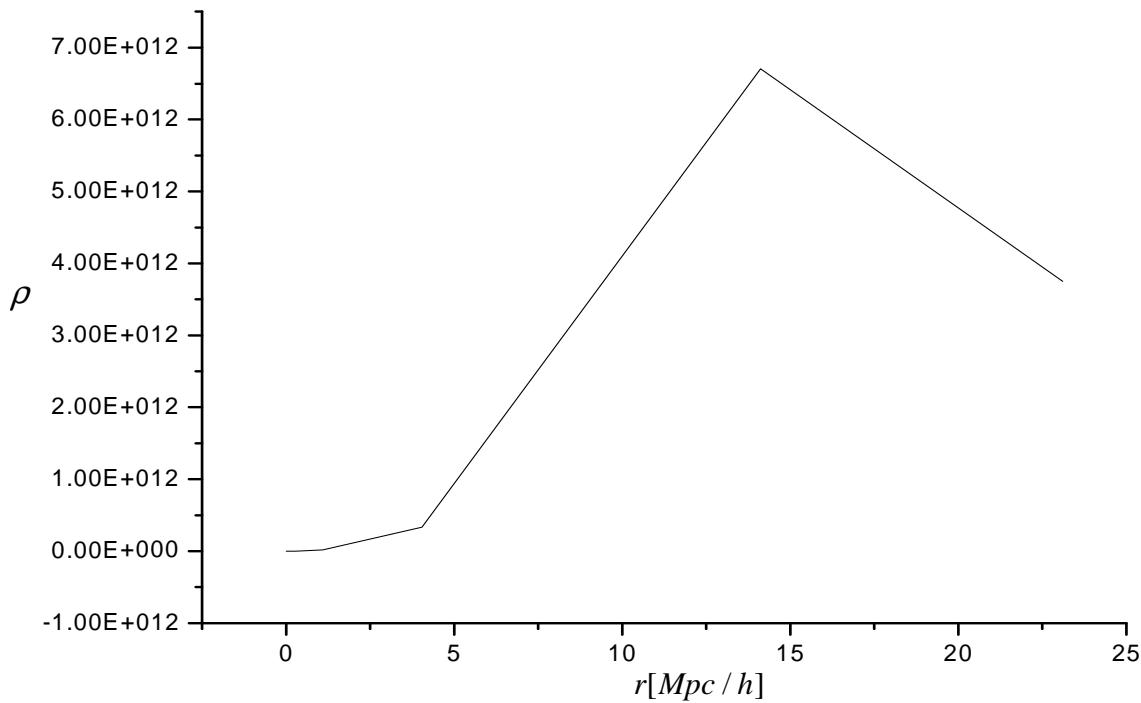
از حل این معادلات به دو معادله نهایی زیر می رسمیم:

$$\begin{cases} E(r) = E(r_i) = r_i^2 \left[\frac{a(t)^2}{2} + \int_{R_0}^R \frac{1}{a'(t)^2} \int_{t_0}^t \rho_i(t) a(t)^2 \dot{a} \dot{a}' dt dt' \right] \\ 2\ddot{a} + a^2 \dot{a}^2 - \Lambda a^4 + a^2 \zeta + \frac{2\Lambda}{3} a = 0 \\ \zeta = K_0 + \frac{\Lambda}{3} - H_0^2 \end{cases}$$

که در آن ζ یک پارامتر با مقداری ثابت است.

نتایج:

از حل معادلات فوق به صورت عددی نمایه چگالی بر حسب فاصله از مرکز کره به دست می آید:



$$\Omega_m^i = 1, \Omega_\Lambda^i = 0$$

فرض های ابتدای این محاسبات برای بدست آمدن نتایج بالا لازم است زیرا داشتن رشد اولیه در تشکیل ساختار این ناحیه به معنای وجود سرعت اولیه تنها دلیل رشد این نواحی می باشد.

نمایه چگالی نواحی فروچگال با این تصور همخوانی دارد که تهی جا ها ناحیه های دارای چگالی کمی از ماده و محصور در دیواره ای پرچگال است. نتایج فوق در توافق با [۴] است که با استفاده از روش های محاسبات احتمالی برای حضور ماده در یک ناحیه تقریب کروی، مانند تابع احتمال تهی جا ها (VPF) به دست آمده اند. مزیت روش تحلیلی که در اینجا مورد استفاده قرار گرفته است، قابلیت تعیین آن به حالت های شبیه کروی و سایر اثر هایی است که مدل رمبش کروی برای ساختارهای فراچگال در نظر گرفته می شود.

مراجع:

- [1] Ascasibar Y., Yepes G., Gottloeber S., Muller V., 2004, astro-ph/0312221
- [2] Gunn J., Gott J., 1972, ApJ, 176:1-19
- [3] Padmanabhan T., Structure formation in the universe, Cambridge university press, 1993, India
- [4] Patiri S., G., Betancort-Rijo J., Prada F., 2006, MNRAS, astro-ph/0407513
- [5] Sanchez-conde M.A., G., Betancort-Rijo J., Prada F., 2006, MNRAS, astro-ph/0609479
- [6] Bartelmann M., Doran M., Weterich C., 2005, astro-ph/0507257

جستجوی ستاره های مشابه خورشید با استفاده از

داده های اخترسنجی GCRV و HIPPARCOS

سپهر اربابی بیدگلی^۱، علی کوهپایی^۲

^۱ پژوهشکاه فیزیک پژوهشگاه دانشگاه بنیادی

^۲ دبیرستان علامه طباطبائی

چکیده

کاتالوگ HIPPARCOS که در سال ۱۹۹۷ منتشر شد و شامل داده های اخترسنجی خلود ۱۲۰،۰۰۰ ستاره است، کماکان کاملترین کاتالوگ ستاره های نزدیک به خورشید است که دارای اطلاعات اخترسنجی ستاره ها اعم از قدر، مختصات و حرکت ویژه، اما قادر طیف سنجی و تعیین سرعت شعاعی آنها است. در این طرح با هدف تکمیل کاتالوگ HIPPARCOS از داده های کاتالوگ دیگری به نام GCRV استفاده شده که کاملترین کاتالوگ اندازه گیری سرعت شعاعی ستاره های نزدیک به خورشید است. از ادغام این دو مجموعه در مورد ستاره هایی که همپوشانی وجود دارد زیر مجموعه جدیدی به دست آمده و با استفاده از آن تعداد ۲۷ ستاره که دارای سرعت کل کمتر از ۱۰ km/s نسبت به خورشید دارند انتخاب شده اند. بررسی خواص این ستاره ها با داده های موجود نشان می دهد که تعداد اندکی از این گروه مشابه به خورشید هستند و احتمال آن وجود دارد که آنها همزمان با خورشید در یک ابر شکل گرفته باشند.

مقدمه

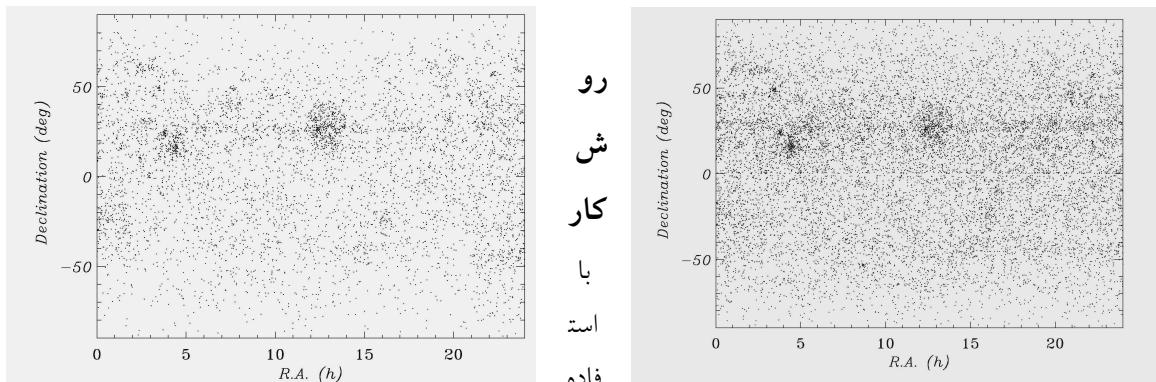
تشکیل ستاره به طورل در ابرهای مولکولی رخ می دهد که به منجر به تشکیل گروهی ستاره و در نتیجه خوشه های ستاره ای می شود. به این ترتیب انتظار می رود که اکثر ستاره ها به خصوص ستاره های جوان در خوشه های ستاره ای یافت شوند. این خوشه ها در طول عمر خود تحت تأثیر عواملی نظیر نیرو های کشنیدی کهکشان و افزایش درونی پراکندگی سرعت پخش می شوند (۱). مجموعه هایی از ستاره ها که منشأ مشترک دارند و تا حدودی در جهت یکسان و با سرعت مشابه حرکت می کنند گروه های همراه نام دارند. تا کنون چندین گروه همراه در کهکشان راه شیری کشف شده اند. هدف ما در این بررسی جستجوی ستاره های هم حرکت با خورشید در داده های اخترسنجی موجود است که می توانند با خورشید منشأ مشترکی داشته باشند. به منظور بررسی احتمال مشترک بودن منشأ این ستاره ها از داده های موجود سن این ستاره ها در کاتالوگ دیگری که سن ستاره های نزدیک را بررسی کرده است استفاده کرده ایم (۲).

داده های استفاده شده

برای شناسایی ستاره های هم حرکت با خورشید بردار سرعت فضایی ستاره های نزدیک به خورشید مورد نیاز است، که مبتنی به مشخصاتی از ستاره چون فاصله، سرعت شعاعی، حرکت خاصه و مختصات در آسمان است. کاتالوگ HIPPARCOS (High Precision Parallax Collecting Satelite=) و در کنار تعیین اختلاف منظر، اندازه گیری های قدر، انديس رنگ، مختصات و حرکت ویژه را تا قدر ۱۲،۴ را در بر می گيرد. دقت اندازه گیری آن در مختصات بعد و ميل ستاره ها ۰،۰ ميلی ثانيه قوسی و دقت اندازه گیری اختلاف منظر برای ستاره های نزدیک در حدود ۱۰٪ است. تا کنون مأموریت جدیدی وجود ندارد که مختصات تعداد بیشتری ستاره را رصد کرده باشد. طرح دیگری برای انجام اخترسنجی در نظر گرفته شده است طرح GAIA است که در سال

۲۰۱۱ فعالیت خود را آغاز می کند و در زمان تکمیل یک میلیارد ستاره را در بر خواهد گرفت. بدین ترتیب کاتالوگ HIPPARCOS کماکان کاملترین منبع اطلاعات اخترسنجی در دسترس است. محاسبه سرعت کل یک ستاره نسبت به خورشید نیازمند مؤلفه سرعت شعاعی است، اما در طی مأموریت HIPPARCOS طیف سنجی مورد نیاز برای تعیین سرعت شعاعی ستاره انجام نگرفته است. به منظور تکمیل آن داده های HIPPARCOS از کاتالوگ دیگری به نام GCRV استفاده شده است و در برای ستاره هایی که مشترک بودند از ادغام آن دو کاتالوگ جدیدی به دست آورده ایم. کاتالوگ GCRV شامل ۳۳۱۴۵ اندازه گیری سرعت شعاعی است و مقادیر لازم برای ۲۴۸۹۶ ستاره مشترک به دست آمده است. توزیع این ۲۴۸۹۶ که فقط ۱۴۲۳۹ عدد از آنها دارای خطای اندازه گیری سرعت شعاعی هستند در شکل ۱ نشان داده شده است.

شکل ۱ : توزیع ستاره های کاتالوگ ادغام شده برای ۱۴۲۳۹ ستاره دارای خطای اندازه گیری (سمت چپ) و ۱۴۲۳۹ ستاره دارای خطای اندازه گیری (سمت راست)



از ویژگی ستاره های هم حرکت با خورشید، ستاره هایی که مقدار سرعت فضایی آنها کمتر از میانگین سرعت فضایی سایر ستاره ها است، انتخاب شده اند. این شرط هم مقدار و هم جهت بردار سرعت فضایی ستاره ها را در بر می گیرد. در این مقاله از انجام این بررسی در مورد ستاره های دورتر از 50° پارسک به دلیل نا دقیق بودن اندازه گیری مشخصات اختوفیزیکی و اخترسنجی آنها در کاتالوگ HIPPARCOS صرف نظر کرده ایم. پراکندگی سرعت در میان ستاره های یک گروه همراه یا یک خوشه با گذر زمان افزایش می یابد [۱]. با توجه به نرخ این افزایش با زمان و در نظر گرفتن سن ۴,۵ میلیارد ساله خورشید، ستاره هایی که مقدار سرعت فضایی آنها کمتر از $10 \text{ کیلومتر بر ثانیه}$ است می توانند به عنوان کاندیداهای ستاره های هم حرکت با خورشید باشند. در صورت کمتر بودن اختلاف سرعت این ستاره ها با خورشید از این حد، این امکان وجود دارد که آن ستاره در 4.5 میلیارد سال پیش با خورشید در یک جهت حرکت می کرده است و یکی از اعضای خوشه ای بوده است که خورشید در آن متولد شده است.

در شکل ۲ سرعت کل ستاره هایی بر حسب فاصله رسم شده است که در نزدیک تر از 50° پارسکی خورشید در کاتالوگ های یاد شده موجود بودند. کاتالوگ GCRV که از آن برای استخراج سرعت شعاعی استفاده شده است، دارای تعداد زیادی اندازه گیری بدون خطای زیاد و یا با خطای زیاد و یا حتی در بعضی از موارد با خطایی فاقد مفهوم علمی است. همچنین در بعضی از موارد مقدار های اندازه گیری شده به وسیله GCRV با دیگر اندازه گیری های مشابه تفاوت قابل توجهی دارد که ما در اینجا سعی کرده ایم تا ستاره هایی را انتخاب کنیم که تا حد امکان پراکندگی کمتری در میان اندازه گیری های مشابه داشته باشند. به این منظور مقادیر GCRV با سایر کاتالوگها مورد مقایسه قرار

داده ایم (۳) و (۴). با انجام این مقایسه ۲۷ ستاره انتخاب شده اند که تعداد ۱۷ ستاره دارای خطای GCRV بودند و ۹ بدون خطای اندازه گیری مشخص بودند که به دلیل پراکنده‌گی کم مقدار آن‌ها در میان کاتالوگ‌های دیگر نیز انتخاب شدند. نتیجه این انتخاب در جدول ۱ نشان داده شده است.

HIP	Name	α	δ	D (pc)	V (km/s)	U_{LSR}	V_{LSR}	W_{LSR}	U_{\odot}	V_{\odot}	W_{\odot}
Sun											
1402	HR 66	00 17 32.7031	-19 03 03.930	48.85	5.63	10.30	8.72	8.96	1.33	-3.33	2.28
6206	HD 8076	01 19 33.3924	-39 21 45.356	39.07	9.96	-0.76	21.07	8.09	-9.76	9.07	1.08
6706	ρ Psc	01 26 15.2621	+19 10 20.444	26.07	8.47	7.70	8.83	13.64	1.43	-1.26	5.63
13008	HR 827	02 47 11.1287	-22 29 08.700	38.19	8.54	15.80	7.90	3.70	5.84	-3.53	-5.27
15197	ζ Eri	03 15 50.0245	-08 49 11.027	36.79	9.85	1.57	16.72	15.07	-7.43	4.71	8.07
18907	ν Tau	04 03 09.3801	+05 59 21.498	39.61	7.08	11.06	7.54	12.48	5.97	-0.38	4.28
21961	95 Tau	04 43 13.7575	+24 05 20.112	49.93	9.58	11.83	13.58	-1.55	2.82	1.58	-8.54
23395	HD 32092	05 01 44.2759	+26 40 16.204	39.57	9.95	5.91	11.78	16.93	4.36	6.50	5.33
23402	HD 32093	05 01 46.3258	+26 39 02.655	39.32	6.75	6.96	11.75	13.75	3.10	4.37	3.53
23693	HD 33262	05 05 30.6558	-57 28 21.734	11.65	7.03	3.40	18.74	5.79	-2.33	3.54	-0.66
27528	HD 247909	05 49 46.1963	+32 58 23.399	40.70	8.80	13.37	5.21	12.59	4.36	-6.79	5.59
30060	2 Lyn	06 19 37.3868	+59 00 39.472	45.70	6.39	9.76	9.39	12.54	4.49	3.25	-0.07
31592	ν_2 CMa	06 36 41.0374	-19 15 21.165	19.83	9.33	16.47	4.00	2.49	-5.03	-8.20	1.83
32500	HR 2848	06 46 58.5719	-87 01 29.872	39.13	4.06	9.83	9.12	4.29	0.69	-3.73	-1.01
38474	HR 3072	07 52 47.8585	-05 25 41.725	40.89	7.38	13.05	8.88	7.50	3.49	-1.14	-6.72
45038	σ_2 UMa	09 10 23.5455	+67 08 02.465	20.46	9.14	10.46	10.38	-2.00	-3.58	-8.86	2.19
50954	HR 4102	10 24 23.7063	-74 01 53.803	16.21	5.30	9.31	14.24	11.81	-0.18	4.77	-1.22
66712	HD 119054	13 40 29.6628	+32 50 09.162	49.52	6.35	12.74	9.86	3.98	-0.85	2.14	1.55
72659	χ Boo	14 51 23.3785	+19 06 01.656	6.69	5.56	11.97	9.88	3.29	-0.37	1.88	-1.30
87382	HR 6669	17 51 14.0223	+40 04 20.866	33.41	3.68	5.32	15.60	7.39	-0.64	0.81	3.54
94905	HD 181144	19 18 45.1623	+16 29 18.109	36.50	6.97	9.77	11.59	8.33	0.77	-0.40	1.33
100064	α_2 Cap	20 18 03.2554	-12 32 41.467	33.32	9.79	9.73	6.66	7.66	4.96	2.19	-8.14
105885	GJ 828.1	21 26 42.4509	+03 44 13.712	28.63	9.52	14.28	9.23	4.76	-1.39	-6.69	1.71
108121	HD 208202	21 54 18.8935	+19 42 57.584	27.82	7.65	7.07	14.68	2.93	-4.27	0.17	1.62
108774	HD 209393	22 02 05.3894	+44 20 35.396	33.56	8.69	9.52	12.82	11.02	5.03	3.48	-0.58
114167	HR 8793	23 07 14.7721	-50 41 12.053	39.76	9.23	16.30	11.68	3.87	7.09	-2.57	0.68

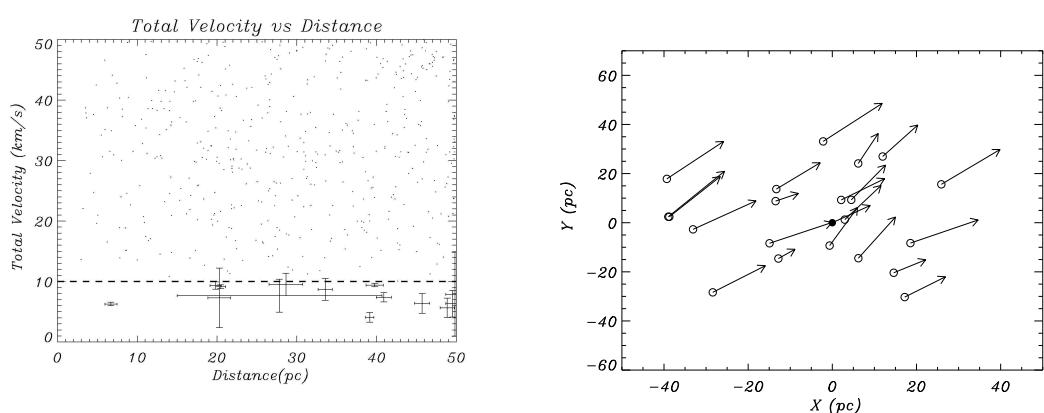
جدول ۱: پارامترهای اخترسنجی ۲۶ ستاره تایید شده از نظر پارامترهای اخترسنجی که در آن، ستون اول نام ستاره در HIPPARCOS است، ستون دوم نام اصلی ستاره، ستون سوم بعد و پس از آن در ستون چهارم میل قرار دارد. فاصله در ستون پنجم بر حسب پارسک و مقدار سرعت فضایی در ستون ششم بر حسب کیلومتر بر ثانیه نشان داده شده است. ستون های هفتم تا نهم را مقدارهای پارامترهای سرعت کهکشانی نسبت به LSR و سه ستون پس از آن مقدارهای این پارامترها به نسبت خورشید نشان می‌دهد.

برای بررسی احتمال عضویت این ستاره‌ها و خورشید در یک خوشی یا گروه همراه اعضا این خوشی می‌بایست سن مشابه خورشید داشته باشند. سن تعداد قابل توجهی از ستاره‌های اطراف خورشید در کاتالوگ‌های موجود بررسی شده است [۲]. نتیجه مقایسه فهرست کاندیداهای استخراج شده با این مرجع در جدول ۲ مشاهده می‌شود. همچنین شیوه انتخاب این ستاره‌ها در نمودار سرعت کل و فاصله از خورشید و توزیع آنها به همراه بردار سرعت فضایی در شکل ۲ رسم شده است.

جدول ۲- پراکندگی سنی در میان ستاره های کاندیدا. مانند جدول ۱ ستون اول شماره ستاره را در HIPPARCOS نشان می دهد. ستون دوم رده طیفی ستاره داده شده است. ستون سوم مرجعی که رده طیفی از آنها استخراج شده است را نشان می دهد و ستون چهارم مقدار سن و پس از آن ها حد بالا و پایین ستاره با استفاده از مرجع (۲) نشان داده شده است. همانطور که مشخص است، برای تعداد قابل توجهی از ستاره های ما سن یابی انجام نشده است و این ضرورت سن یابی کاملتر را نشان می دهد که در آینده نزدیک انجام خواهد شد.

HIP	Sp.T.	Ref.	τ	$\sigma_{low\tau}$	$\sigma_{high\tau}$
Sun	G2		4.5	—	—
1402	F3	4	2.2	1.8	2.6
6206	G2	3	9.7	4.4	14.6
6706	F2	X	1.9	1.0	2.4
13008	F2	4	2.0	0.4	3.1
15197	A5	X	—	—	—
18907	A1	X	—	—	—
21961	F7	S	2.2	2.0	2.4
23395	G2	X	4.5	3.1	7.6
23402	G5	S	—	—	—
23693	F7	X	3.7	—	6.0
27528	K0	S	—	—	—
30060	A2	X	—	—	—
31592	K1	4	—	—	—
32500	F3	1	3.0	2.1	3.7
38474	F5	X	1.5	1.2	1.9
45038	F7	X	2.8	2.4	3.2
50954	F2	X	0.4	—	0.9
66712	F5	S	4.2	0.9	6.7
72659	G8+K4	G	—	—	—
87382	F8	S	3.7	2.7	4.3
94905	F8	X	6.1	3.3	8.0
100064	G6/G8	4	—	—	—
105885	M1	S	—	—	—
108121	G5	S	—	—	—
108774	G5	S	—	—	—
114167	F6.5	S	—	—	—

شکل ۲ : توزیع ستاره هایی انتخاب شده که دارای خطای اندازه گیری هستند(سمت چپ) و توزیع آنها در صفحه کهکشان و جهت و مقدار سرعت آنها به دستگاه مختصات LSR (سمت راست)



مرجع ها

12. Asiain R., Figueras F., and Torra J., A&A, 350, 434, (1999)
13. Nordström B., Mayor M., Andersen J., Holmberg J., Pont F., Jørgensen, B. R., Olsen E. H., Udry S., Mowlavi N., A&A, 418, 989 (2004)
14. Barbier-Brossat M., Petit M., Figon P., A&AS, 108, 603 (1994)
15. Malaroda S., Levato H., Galliani S., Complejo Astronomico El Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina (2001)

آشکارسازی بهمنهای گستردۀ هوایی از طریق آرایه‌ای از آشکارسازهای چرنکوف

شیدایی، فرزانه^۱ بهمن‌آبادی، محمود^۲ پژشکیان، یوسف^۱ حبیبی، فرهنگ^۱ خاکیان‌قمی، مهدی^۱ صمیمی، جلال^۱

^۱ دانشگاه صنعتی شریف

^۲ رصدخانه پرتوهای پر انرژی کیهانی البرز

چکیده:

با استفاده از یک آرایه چهارتایی از تانکهای چرنکوف روی بهمنهای هوایی (EAS) مطالعه کردیم. این آرایه در سطح تهران $m = 1200$ بالاتر از سطح دریا با مساحت $m^2 = 37,6$ قرار دارد. با این آرایه جهت فروض ذرات اولیه را بدست می‌آوریم و توزیع زاویه ای سمتی و سرسوی آنها را بررسی می‌کنیم. توزیع زاویه سرسوی آنها به شکل $a = 7.54 \pm 0.1$ با $\theta = \sin(\theta) \cos^2(\theta) = \text{const.}$ است. یک ناهمسانگردی در زاویه سمتی برای پرتوهای کیهانی به خاطر وجود میدان مغناطیسی زمین دیده می‌شود که دامنه هماهنگ اول و دوم آن به اندازه $AI = 0.05$ و $AI = 0.1$ است.

مقدمه: پرتوهای فوق العاده پر انرژی (UHE) با انرژی بیش از 100 TeV را می‌توان از روی بهمنهای هوایی که در جو تشکیل میدهند و به سطح زمین میرساند آشکارسازی کرد. یک بهمن هم با یک آرایه از آشکارسازهای ذرات باردار مانند تانک‌های چرنکوف و یا آشکارسازهای دیگری چون ستیلاتور آشکارسازی می‌شوند. جهت فروض ذره اولیه را با اندازه گیری و ثبت زمان رسیدن ذرات بهمن به آشکارسازها می‌توان بدست آورد. هر چقدر دقت اندازه گیری زمان رسیدن رخدادها و تعداد رخدادها را با اندازه گیری و ثبت شده از یک بهمن بیشتر باشد با دقت بیشتری می‌توان زاویه فروض ذره اولیه را برابر کرد.

در این مقاله تنها به آشکارسازهای چرنکوف پرداخته ایم. هر آشکارساز از یک تانک استوانه‌ای با قطر $cm = 128$ و ارتفاع $cm = 130$ تشکیل شده است. داخل هر تانک تا ارتفاع $cm = 120$ آب مقطر ریخته شده است. روی سطح فوقانی هر تانک یک لامپ تکثیر کننده نوری (PMT) گذاشته شده و کل مجموعه با چادرهای برشنتی نور بندی شده است. این آرایه با مساحت $m^2 = 37,57$ در تهران و در سطح $m = 1200$ بالای سطح دریا (890 g cm^2) قرار گرفته است. این آزمایش دو هدف را دنبال می‌کند:

۱- بدست آوردن زاویه فروض ذره اولیه و برآورد خطای اندازه گیری زاویه سمتی و سمت الراسی.

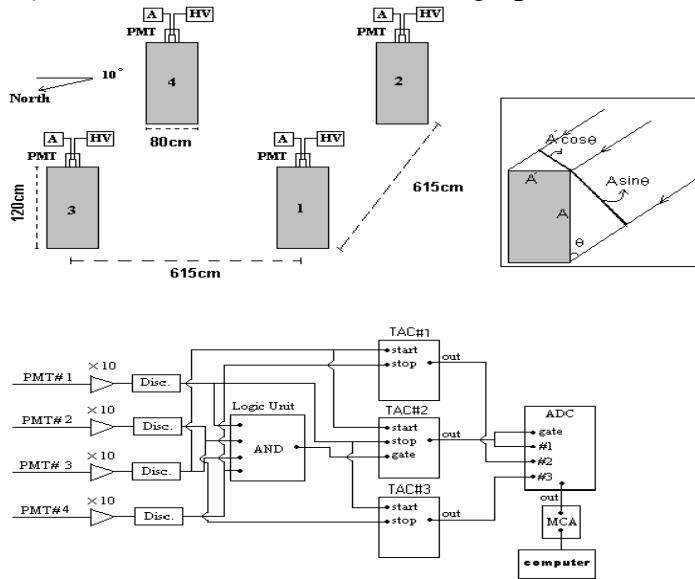
۲- بدست آوردن توزیع زاویه سرسوی بهمنهای هوایی

۳- بررسی اثر میدان مغناطیسی زمین روی توزیع زاویه سمتی بهمنهای هوایی.

شرح آزمایش:

وضعیت قرار گرفتن آشکارسازها و مدار الکترونیک به کار رفته برای ثبت زمانها در شکل (۱) نشان داده شده است. چهار تانک استوانه‌ای که مساحت سطح هر کدام $m^2 = 0.318$ و عمق آب مقطر داخل آن $cm = 120$ است، روی اضلاع مربعی به ضلع $m = 6.15$ قرار گرفته اند. جدار داخلی هر تانک رنگ سفید مات شده است که نور چرنکوف تولید شده در تانک را بهتر از هر حالت دیگر بازتاب می‌کند. در وسط سطح فوقانی تانک یک لامپ تکثیر کننده نوری (PMT) قرار داده شده است. انتهای این لامپ در آب قرار دارد تا نور چرنکوف تولید شده بدون شکست و پراکندگی از سطح آب وارد لامپ شود. سیگنالهای تولید شده در هر PMT از طریق یک تقویت کننده سریع (Fast Discriminator) (CAEN N 412) مرتبه تقویت می‌شوند و هر سیگنال تقویت شده وارد یک تفکیک کننده سریع (Fast Discriminator) می‌شود. آستانه قطع هر کدام $mV = 10$ است. یعنی تفکیک کننده سریع تنها پالس‌هایی با دامنه بیشتر از $10mV$ را به شکل یک پالس مربعی منفی عبور مبدهد. سیگنال مربوط به چرنکوف شماره‌ی ۳ به شروع (start) سه مبدل زمان به دامنه

(TAC) وصل میشود. به پایان (Stop) هر کدام از TAC ها به ترتیب سیگنالهای مربوط به چرنکوف های ۱، ۲ و ۴ وصل میشود. به این ترتیب میتوان اختلاف زمانی بین تانکهای (۱ و ۳)، (۲ و ۳)، و (۳، ۴) را ثبت کرد.



شکل ۱. آرایه چرنکوف.

روش تحلیل داده

در شکل (۱) نمایی از یک بهمن که به آرایه میرسد نمایش داده است. ذرات بهمن با نقطه چین مشخص شده‌اند. در این تحلیل فرض کرده‌ایم سطح برخورد یک بهمن (جهه ذرات ثانویه فرودی) یک صفحه تخت است که به جهت ورود ذره اولیه عمود است. اگر \hat{n} نمایش جهت برخورد بهمن باشد، در مختصات XYZ میتوان نوشت:

$$\hat{n} = \sin \theta \cos \phi \hat{i} + \sin \theta \sin \phi \hat{j} + \cos \theta \hat{k} \quad (1)$$

θ و ϕ به ترتیب زاویه‌های سرسوی و سمتی هستند. T_{31} اختلاف زمانی ثبت شده بین پالس ۱ و ۳ و T_{32} اختلاف زمانی بین پالس ۲ و ۳ است. اگر T_{31} و T_{32} را از سه آشکار ساز اندازه گیری کنیم میتوانیم جهت فرود، \hat{n} را بدست آوریم. با توجه به شکل (۱) میتوان نوشت:

$$T_{31} = \frac{d}{c} \sin \theta \cos \phi \quad (2)$$

$$T_{32} = \frac{d}{c} (-\sin \theta \cos \phi + \sin \theta \sin \phi) \quad (3)$$

$$T_{34} = -\frac{d}{c} \sin \theta \sin \phi \quad (4)$$

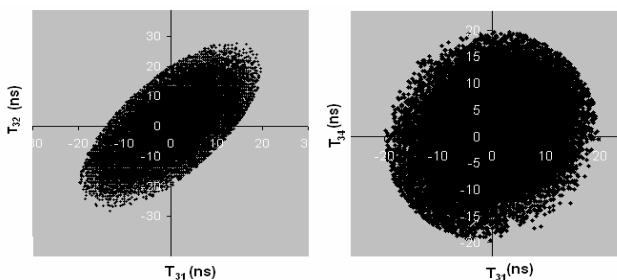
d ضلع مربعی است که چهار آشکارساز در رئوس آن قرار دارند. با ترکیب معادلات (۲) و (۳) و (۴) میتوان نوشت:

$$T_{31}^2 + T_{34}^2 = \left(\frac{d}{c} \sin \theta\right)^2 \quad (5)$$

$$2T_{31}^2 + T_{32}^2 + 2T_{31}T_{32} = \left(\frac{d}{c} \sin \theta\right)^2 \quad (6)$$

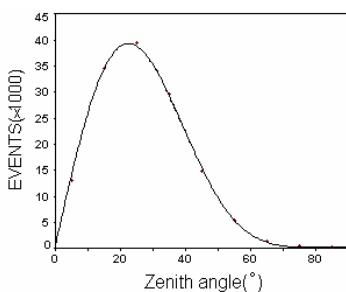
معادله (۵) نشان میدهد (T_{31} ، T_{32} ، T_{34}) مکان هندسی دایره‌هایی هستند به شعاع $c \sin\theta / d$ و معادله (۶) نشان میدهد (T_{31} ، T_{32}) مکان هندسی بیضی‌هایی هستند که قطر بزرگ آن با محور T_{31} زاویه ثابت $\alpha = 32^\circ$ می‌سازد. اندازه این زاویه به نوع قرارگرفتن آشکارسازها نسبت به یکدیگر بستگی دارد. برای همین برای تمام رخدادها با هر θ و ϕ که دارند این زاویه ثابت میماند.

با توجه به این ویژگی که در معادلات (۵) و (۶) آمده میتوان رخدادهایی که مربوط به بهمن هستند را از رخدادهای تصادفی زمینه جدا کرد. ما به دنبال رخدادهایی هستیم که زاویه سرسوی آنها کمتر از 60° است. از اینرو تنها مجموعه T_{31} و T_{32} هایی قابل قبول هستند که در معادله (۵) و (۶) شرط $\sin\theta \leq \sin 60^\circ$ را داشته باشند. با این شرط مطابق شکل (۲) رخدادها جزیره‌هایی بیضی شکل و دایره‌ای شکل را در صفحه T_{31} - T_{32} و T_{31} - T_{34} تشکیل میدهند.



شکل ۲. نمایش رخدادها بر حسب اختلاف زمانیهای ثبت شده

از این طریق یک بار با T_{31} - T_{32} به کمک معادله (۲) و (۳) اندازه θ و ϕ را بدست آورdim و باز دیگر به کمک معادله (۲) و (۴) از روی T_{31} - T_{34} مقادیر θ و ϕ را برای هر بهمن بدست آورdim. با مقایسه هر زوج مقدار بدست آمده خطای اندازه‌گیری برای هرکدام بدست آمد. خطای محاسبه θ به طور متوسط $\Delta\theta = 6^\circ$ و خطای زاویه ϕ برابر است با $\Delta\phi = 8^\circ$. از طرفی با استفاده ای همزمان از سه مقدار T_{31} , T_{32} و T_{34} میتوان θ و ϕ را بدست آورد [۱, ۳, ۴]. با این روش θ و ϕ مربوط به ۱۳۷۵۴۰ بهمن را بدست آورdim. شکل (۳) توزیع زاویه سرسوی این بهمن‌ها را نشان میدهد.



شکل ۳. توزیع سمت الراسی بهمن‌های هوایی

با برآورده این نمودار با تابع (۷) بازگشایی می‌کنیم:

$$z(\theta) = \text{const.} \sin\theta + z(\theta=90^\circ) \quad (7)$$

مقدار $\text{const.} = 5.76 \pm 0.1$ بدست آمد. اما در اینجا یک

تصحیح دیگر لازم است که در مورد آشکارسازهای ستیلاتور که ضخامت کمی داشتند [۱] مهم نبود. این تصحیح افزایش سطح موثر آشکارسازها به خاطر آشکارسازی ذراتی است که با زاویه‌ای مایل وارد می‌شوند و از سطح جانبی تانکهای چرنکوف عبور نمی‌کنند. از این رو ذرات مایل سطح موثر بیشتری دارند. این ضریب تبدیل سطح با توجه به شکل (۱) به این شکل در معادله جای می‌گیرد:

$$Z(\theta) = \text{const.} (A \cos\theta + A' \sin\theta) \sin\theta \cos^a\theta + Z(\theta=90^\circ) \quad (7)$$

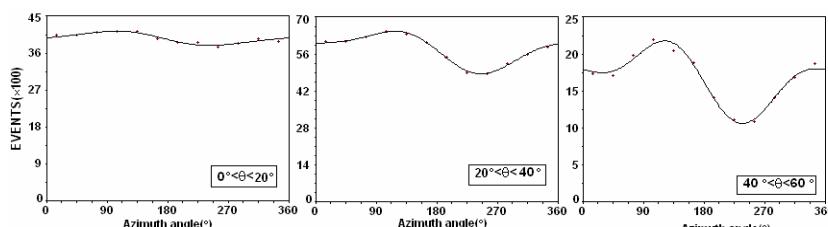
با این تصحیح مقدار $a = 7.54 \pm 0.1$ تغییر پیدا کرد. این مقدار با داده‌های مربوط به آشکارسازهای

ستیلاتور در آرایه‌ای مشابه این آرایه مطابقت دارد [1]. مقدار a همیشه ثابت نیست و معمولاً با افزایش ابعاد آرایه افزایش می‌یابد و با کاهش ارتفاع از سطح دریا بیشتر می‌شود. به عنوان مثال برای بهمن‌های نسبتاً کوچک در سطح دریا ($6 \times 10^4 \leq N \leq 5 \times 10^5$) $n=10.0$ می‌شود [2].

شکل (4) توزیع زاویه سمتی بهمن‌ها را نشان میدهد. این نمودارها به ترتیب مربوط به زاویه‌های سرسویی ۲۰

$$\begin{array}{l} 20^\circ \leq \theta \leq 40^\circ \\ 40^\circ \leq \theta \leq 60^\circ \\ 60^\circ \leq \theta \leq 40^\circ \end{array}$$

شکل ۴. ناهمسانگردی در زاویه سمتی با ازای
زوایای سمت الراسی مختلف



در تمام این نمودارها، ناهمسانگردی دیده می‌شود.تابع توزیع شکل (4) را با تابع زیر برآش میدهیم:

$$\text{ASYM} = N(1 + A_1 \cos(\phi - B) + A_{II} \cos(2\phi - C)) \quad (8)$$

پارامترهای این برآش در جدول (1) آمده است.

	$0^\circ < \theta < 20^\circ$	$20^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 60^\circ$	$60^\circ < \theta < 90^\circ$
A_1	0.04	0.12	0.244	0.11
$B(^{\circ})$	263	260	259	65
A_{II}	0.0096	0.045	0.147	0.05
$C(^{\circ})$	76	292	277	72

جدول . پارامترهای مربوط به برآش داده‌ها در معادله ۷.

همانطور که در جدول دیده می‌شود A_1 از A_{II} بیشتر است. یعنی همانگ اول از دوم مهمتر است. اما همیشه این امر صادق نیست و معمولاً به زاویه میل میدان مغناطیسی در آن محل بستگی دارد. مثلاً در مورد آرایه (62°N, 130°E) Yakutsk با $\theta_H = 45^\circ$ هر دو دامنه مهم هستند و در مورد آرایه Tibet (30.11°N, 90.53°E) با $\theta_H = 14^\circ$ تنها دامنه اول مهم است [2].

نتیجه گیری:

با استفاده از آرایه چرنکوف شرح داده شده توانستیم تعداد ۱۳۷۵۴۰ رخداد را به بهمن‌های هوایی آشکار شده مربوط کنیم. همچنین توزیع زاویه سمتی و سرسویی این بهمنها بدست آمد. یک ناهمسانگردی ۱۰٪ در توزیع زاویه سمتی این بهمنها مشاهده می‌شود که آن را میتوان به اثر میدان مغناطیسی زمین مربوط کرد؛ چون این ناهمسانگردی در زوایای سرسویی بیشتر که مسافت طی شده بیشتر است مهمتر می‌شود. علاوه بر این در زوایای سرسویی نیز توزیع یکنواخت نیست که برای آن تابعی بدست آورده‌یم (معادله ۷). با این کار میتوان به هر بهمن متناسب با جهتی که وارد می‌شود یک ضریب تصحیح نسبت داد و شار بهمنهای دریافت شده را با این تصحیح گزارش کرد.

مراجع:

Bahmanabadi, M. et al.: 2002 Experimental Astronomy 13: 211

Ivanov, A. A. et al.: 1999 JETP Lett. 69, 288-293

Mitsui K. et al.: 1990, NIM A290, 565

Nishizawa M. et al.: 1989, NIM A285, 532

مطالعه‌ی خواص فیزیکی ستاره‌ی کوتوله‌ی سفید در فضای فاز گسترش یافته

غلامی، روح الله^۱ نصیری قیداری، سعد الله^۲

^۱ دانشگاه زنجان

^۲ مرکز تحصیلات در علوم پایه زنجان

چکیده

در این مقاله از رهیافت فضای فاز گسترش یافته، به منظور بررسی خواص فیزیکی یک محیط گازی از ذرات کوانتمی استفاده می‌شود. حل دقیق این مسائل، در بسیاری موارد مستلزم محاسبات پیچیده‌ی ریاضی است؛ لذا برای احتراز از این پیچیدگی‌ها، تصحیحات کوانتمی به صورت ضرایبی از \hbar به حالت کلاسیکی تعادل ترمودینامیکی افزوده می‌شود. در ادامه‌ی این مقاله، با به کارگیری مدل گاز ایده‌آل فرمیونی و مدل کلیتون برای ستارگان کوتوله‌ی سفید، از روش فضای فاز گسترش یافته برای بررسی خواص فیزیکی این نوع ستارگان استفاده می‌شود.

مقدمه

رهیافت توابع توزیع شبه احتمال، با مقاله‌ی ویگنر با معروفی یک تابع توزیع توانست، مقادیر میانگین مشاهده‌پذیرهای کوانتمی را مشابه حالت کلاسیکی آنها، محاسبه نماید[۱]. این کار که امروزه کاربرد وسیعی در زمینه‌های مختلف دارد، بعدها توسط کیرکوود، هوسمیمی، مویال و دیگران گسترش یافته. در سال‌های اخیر ثبوتی و نصیری با فرمول بنده فضای فاز و گسترش مفاهیم همیلتونی و لاگرانژی چارچوب یکپارچه و معینی را برای موضوع مکانیک کوانتمی در فضای فاز بنا نهادند؛ مکانیک آماری کوانتمی، مکانیک آماری کلاسیک و رهیافت ماتریس چگالی، به صورت حالت‌های خاص این فرمالیسم به دست می‌آیند. همچنین با حل معادله تحول و استفاده از تبدیلات یکانی معیاری عام برای به دست آمدن دیگر توابع توزیع شبه احتمال، از جمله تابع توزیع ویگنر به همراه قاعده‌ی ترتیب عملگری آنها فراهم می‌شود[۲].

در اینجا، از رهیافت اخیر برای مطالعه‌ی رفتارهای فیزیکی ستاره‌ی کوتوله‌ی سفید استفاده می‌شود. خواص عمده این ستارگان ناشی از ویژگی‌های گازالکترونی تبهگن می‌باشد و لذا باید خصلت تقارنی توابع موج در نظر گرفته شود.

مروری بر فضای فاز گسترش یافته

در گذار از مکانیک کلاسیک به مکانیک کوانتم که با فرایند کوانتش بندادی صورت می‌گیرد، تقارن بین مکان و اندازه- حرکت در فضای فاز از بین می‌رود. ثبوتی و نصیری با گسترش فضای فاز متداول و به کارگیری فرایند کوانتش برای این فضای جدید، یک روش مستقیم برای بدست آوردن مکانیک آماری کوانتمی در فضای فاز ایجاد کردند[۲]. مستقل بودن مختصه‌های p و q در فضای فاز روی مسیرهای مجازی این امکان را فراهم می‌آورد که بتوان مزدوج‌های بندادی منتظر با p و q را به صورت p_i و q_i تعریف نمود؛ این کار با معرفی لاگرانژی گسترش یافته زیر امکان‌پذیر است

$$\mathcal{L}(p_i, q_i; \dot{p}_i, \dot{q}_i) = L^q + L^p - \dot{q}_i p_i - q_i \dot{p}_i. \quad (1)$$

که در آن L^p و L^q لاگرانژی فضای p و q سیستم داده شده است. با استفاده از معادله‌ی (۱) می‌توان اندازه حرکت- های مزدوج با p و q را به صورت زیر تعریف کرد

$$\pi_{q_i} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial L^q}{\partial \dot{q}_i} - p_i, \quad (2)$$

$$\pi_{p_i} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{p}_i} = \frac{\partial L^p}{\partial \dot{p}_i} - q_i. \quad (3)$$

همیلتونی گسترش یافته را می‌توان به صورت زیر تعریف نمود

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(q, p, \pi_q, \pi_p) &= \dot{q}\pi_q + \dot{p}\pi_p - \mathcal{L} = H(p + \pi_q, q) - H(p, q + \pi_p) \\ &= \sum \frac{1}{n} \left\{ \frac{\partial^n H}{\partial p^n} \pi_q^n - \frac{\partial^n H}{\partial q^n} \pi_p^n \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

با به کارگیری قاعده‌ی کوانتش بندادی، اصول موضوع کوانتش برای فضای فاز گسترش یافته به صورت زیر است:
 الف) π_q و π_p به عنوان عملگرهای فضای هیلبرت X عمل می‌کنند. که فضای هیلبرت X شامل تمام توابع مخلوط انتگرال پذیر مجددی است. این عملگرها در روابط جابجایی زیر صدق می‌کنند

$$[\pi_q, q] = -i\hbar, \quad \pi_q = -i\hbar \frac{\partial}{\partial q}, \quad (5)$$

$$[\pi_p, p] = -i\hbar, \quad \pi_p = -i\hbar \frac{\partial}{\partial p}, \quad (6)$$

$$[q, p] = [\pi_q, \pi_p] = 0. \quad (7)$$

بر طبق معادلات بالا همیلتونی گسترش یافته یک عملگر در فضای فضای هیلبرت X به شمار می‌رود.

ب) فرض می‌شود که تابع حالت χ در معادله‌ی تحول زیر صدق می‌کند

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} &= \mathcal{H}\chi = [H(p - i\hbar \frac{\partial}{\partial q}, q) - H(p, q - i\hbar \frac{\partial}{\partial p})]\chi \\ &= \sum \frac{1}{n} \left\{ \frac{\partial^n H}{\partial p^n} \pi_q^n - \frac{\partial^n H}{\partial q^n} \pi_p^n \right\} \chi, \end{aligned} \quad (8)$$

جواب عمومی معادله‌ی بالا به صورت زیر است:

$$\chi(q, p; t) = \sum_{\alpha, \beta} a_{\alpha\beta} \psi_{\alpha}(q, t) \phi_{\beta}^{*}(p, t) e^{-ipq/\hbar} \quad (9)$$

که در آن ψ_{α} و ϕ_{β} جواب‌های معادله‌ی شرودینگر در فضای p و q می‌باشند. همچنین a ماتریس ضرایب، همان ماتریس چگالی می‌باشد.

ج) قاعده‌ی میانگین‌گیری برای مشاهده‌پذیرهای در این فرمالیسم با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:[۲]:

$$\langle O(q, p) \rangle = \int O(q, p) \chi^{*}(q, p; t) dq dp \quad (10)$$

تصحیح کوانتمی بر تعادل ترمودینامیکی در فضای فاز گسترش یافته

در حالت تعادل ترمودینامیکی تابع توزیع گسترش یافته به صورت زیر است

$$\chi = \sum_n e^{-\beta E_n} \psi_n(q) \phi_n^{*}(q) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^{3N} p_k q_k\right] \quad (11)$$

که در آن ψ_n و φ_n از طریق تبدیلات فوریه به هم مربوط می‌گردند. با به کارگیری تبدیل فوریه و رابطه‌ی کاملیت ψ_n ، معادله‌ی (۱۱) به صورت زیر ساده می‌شود

$$\chi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N} Z(\beta)} \varphi^\dagger u \quad (12)$$

که در آن $Z(\beta)$ تابع پارش است؛ همچنین u و φ به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$u = e^{-\beta \hat{H}} \varphi; \quad \varphi = \exp\left[\frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^{3N} p_k q_k\right] \quad (13)$$

که در آن \hat{H} عملگر انرژی است. مشتق‌گیری از معادله‌ی بالا نسبت به β به معادله‌ی بالاخ ختم می‌شود

$$\hat{H}u + \frac{\partial u}{\partial \beta} = 0, \quad \lim_{\beta \rightarrow 0} u = \varphi \quad (14)$$

برای حل معادله دیفرانسیل بالا، که معادله بنیادی مکانیک آماری کوانتمی است، جواب زیر در نظر گرفته می‌شود

$$u = \omega \varphi e^{-\beta H_{cl}(p_i, q_i)} \quad (15)$$

که در آن $H(p, q)$ ، همیلتونی کلاسیکی سیستم است. با به کارگیری معادله‌ی (۱۴) می‌توان نشان داد که ω در رابطه‌ی زیر صدق می‌کند [۳]

$$\omega = 1 + \frac{i\hbar}{m} \int_0^\beta e^{\beta V} \left[\sum_{k=1}^N \vec{p}_k \cdot \vec{\nabla}_k (\alpha e^{-\beta V}) \right] d\beta' + \frac{\hbar^2}{2m} \int_0^\beta e^{\beta V} \left[\sum_{k=1}^N \vec{\nabla}_k^2 (\alpha e^{-\beta V}) \right] d\beta' \quad (16)$$

با فرض $\omega = \sum_l \omega_l \hbar^l$ و استفاده از معادله‌ی (۱۶)، یک رابطه‌ی برگشتی برای پیدا کردن ضرایب مختلف \hbar به دست می‌آید. با پیدا شدن این ضرایب، تابع توزیع گسترش یافته به صورت زیر به دست می‌آید

$$\chi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N}} \frac{e^{-\beta H_{cl}}}{Z(\beta)} \left(1 - \frac{i\hbar\beta^2}{2m} \sum_{k=1}^N \vec{p}_k \cdot \vec{\nabla}_k V + \hbar^2 \omega_2 + \dots \right) \quad (17)$$

که در آن ω_2 از رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$\omega_2 = -\frac{1}{2m} \left\{ \frac{\beta^2}{2} \sum_{k=1}^N \vec{\nabla}_k^2 V - \frac{\beta^3}{3} \left[\sum_{k=1}^N \left(\vec{\nabla}_k V \right)^2 + \frac{1}{m} \left(\sum_{k=1}^N \vec{p}_k \cdot \vec{\nabla}_k \right)^2 V \right] + \frac{\beta^4}{4m} \left(\sum_{k=1}^N \vec{p}_k \cdot \vec{\nabla}_k V \right)^2 \right\} \quad (18)$$

تابع پارش را می‌توان با انتگرال‌گیری بر روی قسمت نابهنجار χ به صورت زیر به دست آورد

$$Z(\beta) = \frac{(\gamma \pi m k T)^{\frac{3N}{2}}}{(\gamma \pi \hbar)^{3N}} \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\beta V} \left[1 - \frac{\hbar \gamma \beta \gamma}{\gamma \pi m} \sum_{k=1}^N \left(\vec{\nabla}_k V - \frac{\beta}{\gamma} (\vec{\nabla}_k V)^\gamma \right) + \dots \right] \times dq_1 \dots dq_{3N} \quad (19)$$

برای بررسی خواص فیزیکی ستارگان کوتوله‌ی سفید، باید خصلت تقارنیتابع توزیع χ را در نظر گرفت. در حالت تعادل ترمودینامیکی، تابع توزیع گسترش یافته با در نظر گرفتن این ویژگی به صورت زیر است

$$\chi^A(\vec{p}_i, \vec{q}_i; t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N} N!} \sum_{n_1, \dots, n_N} e^{-\beta E_n} \psi_{n_1, \dots, n_N}^A(\vec{q}_i) \phi_{n_1, \dots, n_N}^{A*}(\vec{p}_i) e^{-\frac{i}{\hbar} \vec{p}_i \cdot \vec{q}_i} \quad (20)$$

که در آن بالانسیاهی A نشانگر ویژگی پاد تقارنی توابع است و E_n ، ویژه حالت انرژی با در نظر گرفتن اصل طرد پائولی است. با انتگرال گیری از معادله‌ی (20) در فضای فاز، مشابه بخش قبل و استفاده از تبدیلات فوریه، رابطه‌ی زیر برای تابع پارش به دست می‌آید:

$$Z(\beta) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3n} N!} \sum_{p,p'} (\pm 1)^{(p+p')} \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} P \cdot \sum_{k=1}^n \vec{p}_k \cdot \vec{r}_k \right] e^{-\beta \hat{H}} \exp \left[\frac{i}{\hbar} P \sum_{k=1}^n \vec{p}_k \cdot \vec{r}_k \right] \times dp_1 \cdots dp_{3n} dq_1 \cdots dq_{3n} \quad (21)$$

که در آن جمع روی P به معنی جمع بر روی تمام جایگشت‌هاست. این معادله را می‌توان با استفاده از بسط کیرک وود به صورت زیر بسط داد [۳]:

$$Z(\beta) = \frac{(2\pi m k T)^{\frac{3N}{2}}}{(2\pi\hbar)^{3N} N!} \int \cdots \int e^{-\beta V} \left\{ 1 - \frac{\hbar^2 \beta^2}{12m} \left(\frac{2\pi m}{\beta} \right)^{\frac{3n}{2}} \sum_{k=1}^n \left(\bar{\nabla}_k^2 V - \frac{\beta}{2} (\bar{\nabla}_k V)^2 \right) + \cdots \right\} \pm \sum_{j \neq k} e^{-mr_{jk}^2/\beta\hbar^2} \left\{ 1 + \frac{\beta}{2} \bar{r}_{jk} \cdot (\bar{\nabla}_j V - \bar{\nabla}_k V) + \cdots \right\} + \cdots \quad (22)$$

$$\bar{r}_{jk} = \bar{r}_j - \bar{r}_k$$

معادله‌ی بالا برای حالت گاز ایده‌آل فرمیونی، در غیاب پتانسیل V به صورت زیر درمی‌آید

$$Z(\beta) = \frac{1}{N!} \frac{V^N}{\lambda^{3N}} \left[1 \pm \frac{N(N-1)}{2^{\frac{3}{2}}} \frac{\lambda^3}{V} \right]; \lambda = \frac{\hbar^2}{(2\pi m k T)^{\frac{1}{2}}} \quad (23)$$

با استفاده از معادله‌ی فوق، معادله‌ی حالت برای یک گاز ایده‌آل فرمیونی به صورت زیر به دست می‌آید

$$P = \frac{N k T}{V} \left[1 + \frac{1}{2^4} \left(\frac{\hbar^2}{\pi m k T} \right)^{3/2} \frac{N}{V} \right] = n k T + \frac{\hbar^2 (n/n_Q)^{1/3} n^{5/3}}{2^{7/2} \pi m} \quad (24)$$

که در آن $n_Q = \left(\frac{2\pi m k T}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ به چگالی کوانتمی موسوم است و معیاری از کوانتمی شدن محیط است. در حد

($n \rightarrow n_Q$)، محیط خاصیت کوانتمی خود را آغاز می‌کند و عبارت دوم در معادله‌ی (25) قابل صرفنظر کردن نخواهد بود. این نتیجه با آنچه که از مدل کلیتون برای ستارگان فشرده مانند کوتوله‌ی سفید، به دست می‌آید سازگار است [۴]. دیگر ویژگی‌های ترمودینامیکی این ستارگان با داشتن تابع پارش به دست می‌آید.

مرجع‌ها

- 43. E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **40**, 749.(1932)
- 44. Y. Sobouti and S. Nasiri *Int. J. Mod. Phys. B.*, (1993)
- 45. J. G. Kirkwood, *Phys. Rev.*, **44**, 31.(1933)
- 46. A. Phillips, *The physics of stars*, John Wiley Sons, (1994)

بررسی تعداد ذرات ثانویه بهمن های هوایی ناشی از پرتوهای گامایی به غایت پرانرژی

شاه مرادی، امیر^۱ بهمن آبادی، محمود^۱ صمیمی، جلال^۱

^۱دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

اثر *LPM* (*Landau-Pomeranchuk-Migdal*) که قبلاً برای الکترون‌ها در شتابدهنده هایی همچون *SLAC* در محیط‌های بسیار چگال تایید شده، برای ذرات ثانویه‌ی بهمن‌های هوایی ناشی از پرتوهای گامایی به غایت پرانرژی (*EHE*) بررسی می‌شود. می‌توان نشان داد که با افزایش انرژی پرتو گامایی فرودی بر جو زمین، کاهش سطح مقطع تولید زوج ذره میون بسیار کمتر از کاهش سطح مقطع تولید زوج الکترون است و نسبت این دو سطح مقطع از یک انرژی آستانه ویژه برای هر محیط مادی، به طور ناگهانی افزایش می‌یابد. این پذیریده همچنین می‌تواند توضیحی برای محتوای میونی زیاد مشاهده شده در بهمن‌های هوایی که از سمت *CYG X-3* در دهه هشتاد میلادی رصد شده اند باشد. با در نظر گرفتن برهمکنش میدان مغناطیسی زمین (*GMF*) با پرتوهای گامایی به غایت پرانرژی می‌توان نشان داد که تحت شرایط ویژه ای اثر *GMF* با تبدیل یک پرتو گامایی *EHE* به باریکه ای از پرتوهای گامایی کم انرژی، مانع حضور اثر *LPM* در اندرکنش‌های بهمن‌های هوایی می‌شود.

مقدمه

در سال ۱۹۵۳ لانداو و پومرانچوک و در سال ۱۹۵۶، میگdal^۱ با فرمولیندی مکانیک کوانتمی نشان دادند که در محیط‌های بسیار چگال و در انرژیهای بسیار بالا (*VHE*)، سطح مقطع تابش ترمیزی الکترون و تولید زوج الکترون-پوزیترون بوسیله فوتون نسبت به سطح مقطع بته-هیتلر کاهش درخور توجهی می‌یابند. از آن زمان این اثر برای محیط‌های مختلف مانند آب، سرب، صخره استاندارد و یخ و همچنین برای جو توسط گروههای زیادی مطالعه شده است. هدف از این مقاله، بررسی نحوه‌ی تاثیر این پذیریده بر تولید مستقیم زوج ذره میون و در نتیجه آن، افزایش محتوای میونی بهمنهای هوایی ناشی از پرتوهای ^۲ به غایت پرانرژی است که در ادامه به آن می‌پردازیم.

اثر **LPM** بر تولید زوج میون

بر اساس نظریه بته-هیتلر سطح مقطع تولید زوج میون با نسبت $m_e^2/m_\mu^2 \approx 2.3 \times 10^{-5}$ از سطح مقطع تولید الکترون و با نسبت دو مرتبه بزرگی از سطح مقطع تولید فوتونی میون (ناشی از واپاشی پایونها و کائونها) کوچکتر است.^۲ با در نظر گرفتن اثر *LPM* میتوان نشان داد که برای میونهای با انرژی TeV به بالا، تولید مستقیم زوج میون در جو بر تولید فوتونی میون پیشی میگیرد. برای محاسبه سطح مقطع تولید زوج میون می‌توان از محاسبات میگdal^۱ که برای الکترون انجام داده بود، استفاده کرد. البته در محاسبات میگdal جرم الکترون واحد گرفته شده است. با بازنویسی معادلات بر حسب جرم الکترون، احتمال تولید یک زوج ذره با جرم m در واحد طول یک محیط با چگالی ρ ، عدد اتمی Z و جرم اتمی A ، توسط فوتونی با انرژی E بدست می‌آید:

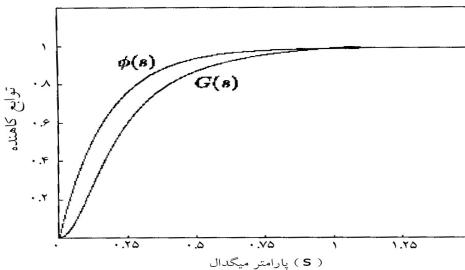
$$(W_P)_{LPM} dv = (4\alpha Ne^4 / 3m_e c^4)(m_e/m)^2 [(\rho Z^2/A) \ln(190/Z^{1/3})] \times \xi(s) \{G(s) + 2[v^2 + (1-v)^2]\phi(s)\} dv \quad (1)$$

که در آن α ثابت ساختار ریز، N عدد آووگادرو، e بار الکترون، v سهمی از انرژی که بوسیله یکی از دو ذره حمل

می شود، و s پارامتر بدون بعدی است که با $E^{-1/2}$ رابطه مستقیم دارد:

$$s = (\alpha m_e^4 c^8 / 128\pi N e^6)^{1/2} (m/m_e)^2 [(\rho Z^2/A) \ln(190/Z^{1/3})]^{-1/2} \times [v(1-v)E]^{-1/2} [\zeta(s)]^{-1/2}$$

$G(s)$ و $\Phi(s)$ که معروف به توابع کاهنده و عامل کاهش $(W_{\mu}/W_e)_{LPM}$ در انرژی های زیاد هستند، محاسبه شده و در شکل (۱) آورده شده اند. $(\zeta(s))$ نیز تابعی از s است که در معادله (۳) بیان شده.



$$\begin{aligned} s \leq s_1 &\rightarrow \zeta(s) = 2 \\ s_1 \leq s \leq 1 &\rightarrow \zeta(s) = 1 + \ln s / \ln s_1 \\ 1 \leq s &\rightarrow \zeta(s) = 1 \\ s_1 &= (Z^{1/3}/190)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

شکل (۱): نمودار توابع کاهنده بر حسب پارامتر میگدال

همانطور که از شکل (۱) مشخص است با افزایش انرژی و در نتیجه کاهش s مقدار توابع کاهنده به سمت صفر می گراید. در حالت حدی $s \rightarrow \infty$ ، که به معنای انرژیهای بسیار کم است، $G(s)$ و $\Phi(s)$ به مقدار حدی ۱ نزدیک می شوند و اثرهای کاهشی از بین رفته و معادله (۱) شبیه به معادله سطح مقطع بته-هیتلر میشود. در این حالت

$$(W_{\mu}/W_e)_{LPM} = (W_{\mu}/W_e)_{BH} = (m_e/m_{\mu})^2 \quad (4)$$

ولی در انرژیهای بالاتر،

$$E \rightarrow \infty \Rightarrow (W_{\mu}/W_e)_{LPM} \rightarrow 1 \quad (5)$$

در شکل (۲)، احتمال کل تولید زوج ذره میون و الکترون با در نظر گرفتن اثر LPM برای سه محیط مختلف آب، هوا در سطح دریا و صخره‌ی استاندارد، بر حسب انرژی اولیه رسم شده است. میتوان مشاهده کرد که شروع کاهش سطح مقطع برای الکترون در محدوده PeV تا EeV اتفاق می‌افتد، در صورتیکه شروع کاهش سطح مقطع برای تولید مستقیم میون در انرژیهای $10^{24} - 10^{28} eV$ است.

اثر LPM بر محتوای میونی بهمن‌های هوایی

محاسبات بخش قبل برای تولید مستقیم میونها انجام شد. در حالیکه این میون‌ها در محدوده انرژی EeV و کمتر، سهم کمی در تعداد میونهای بهمن هوایی ناشی از پرتوهای گاما دارند. مقدار قابل توجهی از میونهای با انرژی GeV در بهمن‌های گاما، توسط تولید فوتونی حاصل میشوند. سطح مقطع تولید این میونها، $\sigma_{\mu\gamma}$ از $1.4 mb$ برای انرژی فرودی $10 GeV$ ، با افزایش انرژی به شکل لگاریتمی افزایش می‌یابد. اگر نسبت سطح مقطع تولید این میونها به سطح مقطع تولید زوج e^+e^- ، $\sigma_{e^{\pm}}$ را R بنامیم میتوان نشان داد:^۳

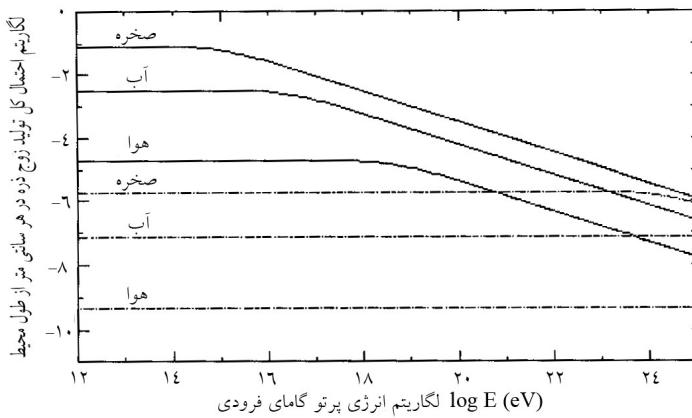
$$R(E) = \sigma_{\mu\gamma} / \sigma_{e^{\pm}} \rightarrow R(E \approx 10 GeV) \approx 1.4/500 \quad ; \quad N_{\mu}^{\gamma} \approx R \times \ln(E/1 GeV) \times N_{\mu}^P \quad (6)$$

N_{μ}^P و N_{μ}^{γ} به ترتیب تعداد میونهای GeV در بهمنهای گاما و هادرونی هستند. با افزایش انرژی آستانه اثر LPM برای الکترون‌ها، $\sigma_{e^{\pm}}$ تحت اثر $\sigma_{\mu\gamma}$ کاهش می‌یابد، در حالیکه $\sigma_{\mu\gamma}$ به شکل لگاریتمی افزایش می‌یابد تا جاییکه $N_{\mu}^P \approx N_{\mu}^{\gamma}$. با این فرض میتوان انرژی آستانه برای یکسان شدن تعداد میونها در هر دو نوع

بهمنهای هادرونی و گاما را از معادله^(۶) بدست آورد:

$$N_{\mu}^{\gamma} \approx N_{\mu}^P \rightarrow (\sigma_{e^{\pm}})_{LPM} \approx (1/2)\sigma_{\mu\gamma}(E=10GeV) \times \ln(E/10GeV) \times \ln(E/1GeV)$$

 اثری محاسبه شده برای هوا و صخره‌ی استاندارد بترتیب برابر 10^{20}PeV و 10^{19}EeV بدست می‌آیند. به این ترتیب انتظار می‌رود در انرژی‌های گفته شده و بیشتر، محتوای میونی بهمن‌های گاما و هادرونی یکسان باشند. این پدیده همچنین می‌تواند توضیحی برای محتوای میونی زیاد مشاهده شده در بهمن‌هایی که در جهت CYG X-3 بودند و در ده هشتاد میلادی، ابتدا توسط سامرنسکی^۴ و دیگران^۵ در رصدهای روی زمین و سپس توسط مارشاک^۶ و باقیستانوی^۷ در رصدهای زیر زمین گزارش شدند، باشد.



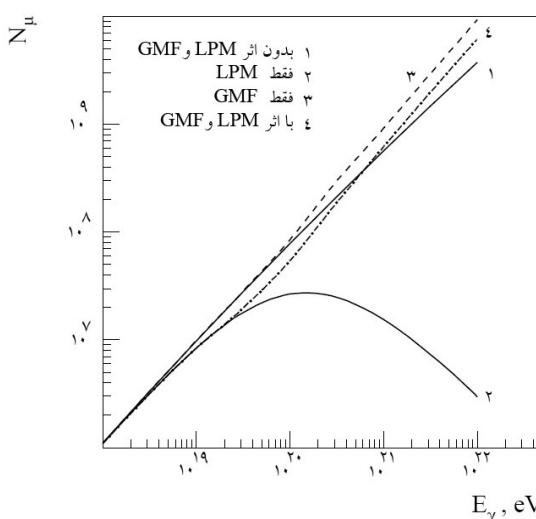
شکل (۲): احتمال کل تولید زوج الکترون (خط پر) و تولید زوج میون (خط چین) برای انرژی‌های مختلف پرتو ۷ فرودی بر محیط اثر میدان مغناطیسی زمین (GMF) بر بهمن‌های هوایی

Erber^(۸) نشان داده است که پرتوهای گاما پر انرژی در شرایط ویژه‌ای می‌توانند با میدان مغناطیسی برهمکنش داشته باشند. آهارونیان^۹ با بررسی این برهمکنش برای فوتونهای به غایت پرانرژی (EHE) فرودی بر جو زمین، نشان داده است که از برهمکنش میدان مغناطیسی زمین با یک پرتو گاما EHE، مجموعه‌ای از زوج الکترونها حاصل می‌شوند که آنها نیز بر اثر تابش سینکروtron، فوتون‌های پرانرژی تولید می‌کنند. در نهایت می‌توان گفت که یک پرتو گاما EHE ($E > 10 \text{EeV}$) که انرژی آن بسیار بالاتر از انرژی آستانه LPM برای الکترون است، قبل از آنکه وارد جو شود، به باریکه‌ای از پرتوهای گاما که انرژی بسیار پاییتر از انرژی آستانه LPM دارند ($E \approx 10 \text{PeV}$), تبدیل می‌شود. در نتیجه اثر LPM در بهمن ایجاد شده دیگر نقشی نخواهد داشت و محتوای میونی بهمن و دیگر مشخصات آن به حالت اولیه (بدون حضور اثر LPM) باز می‌گردد. البته احتمال این برهمکنش به مقدار مولفه عمود میدان بر جهت پرتو گاما و مسافتی که فوتون در میدان طی می‌کند بستگی دارد. طول پویش آزاد برای فوتونی با انرژی $E_{\gamma} \approx 10^{20} \text{eV}$ در میدان مغناطیسی که $B_{\perp} \approx 0.4G$ را از رابطه زیر می‌توان محاسبه کرد:

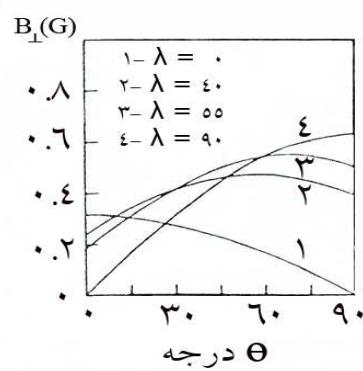
$$\Lambda_{\pm} \approx 10^6 (B_{\perp}/1G)^{-1} \approx 10^6 \text{cm}$$

طول پویش آزاد بدست آمده تقریباً سه مرتبه بزرگی از مسافتی که میدان مغناطیسی زمین به طور محسوس وجود دارد، کوچکتر است. بنابراین برای انرژی‌های بیش از 10^{19}EeV ، اثر GMF نباید نادیده گرفته شود. در شکل (۳) مقدار B_{\perp} برای عرضهای جغرافیایی و زاویه‌های سمت الراسی مختلف رسم شده است.

می توان دید که برای عرضهای جغرافیایی غیر صفر و زوایای سمت الراسی زیاد، مقدار B_{\perp} از $4G$ بیشتر می شود. در شکل (۴) نتایج شبیه سازی بهمن های هوایی گاما و محاسبه تعداد میون ها برای انرژیهای مختلف فروودی در چهار حالت ترکیبی اثر LPM و GMF رسم شده است.^{۱۰}



شکل (۴)



شکل (۳): B_{\perp} بر حسب جهت فوتونهای فروودی برای
چهار عرض جغرافیایی 0° , 40° , 55° و 90° درجه

نتیجه گیری

اثر LPM بر تولید مستقیم زوج میون و بر محتوای میونی بهمنهای ناشی از فوتونهای به غایت پرانرژی بررسی شد. نشان دادیم که در محدوده EHE و بالاتر، با در نظر گرفتن اثر LPM، محتوای میونی بهمنهای هادرونی و بهمنهای گاما، قابل مقایسه خواهند بود. علاوه بر این، برهمکنش میدان مغناطیسی با فوتون فروودی می تواند در رقابت با اثر LPM آن را خنثی کرده و ویژگیهای بهمنهای ناشی از فوتون های کم انرژی را نتیجه دهد. با توجه به اینکه اثر GMF، به زاویه فروودی فوتون و عرض جغرافیایی محل بستگی دارد، باید هر دو اثر LPM و GMF را در محاسبات در نظر داشت.

مرجع ها

47. Migdal, A.B., 1956, Phys. Rev. 103, 1811
48. Stanev , T., Gaisser, T.K., Halzen, F., 1985, Phys. Rev. D, 32, 1244
49. Gaisser, T.K., 1990, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press
50. Samorsky, M., Stamm, W., 1983, Proc. 18th ICRC, Bangalore, India, 11, 244
51. Lloyd-Evans, J., et al, 1983, Nature, 305, 784
52. Marshak, M.L., et al, 1985, Pys. Rev. Lett., 54, 2079
53. Battistoni, G., et al, 1985, Phys. Lett., 155B, 465
54. Erber, T., 1966, Rev. Modern Phys., 38, 626
55. Aharonian, F.A., et al, 1991, J. Phys. G, 17, 1909
56. Plyasheshnikov, A., Aharonian, F.A., 2003, Nuc. Phys. B, 122, 267

نورسنجی و حل منحنی های نوری و سرعت شعاعی

ستاره دوتایی گرفتی **VW Cep**

پژوهش، رضا آسايش، پرويز

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده:

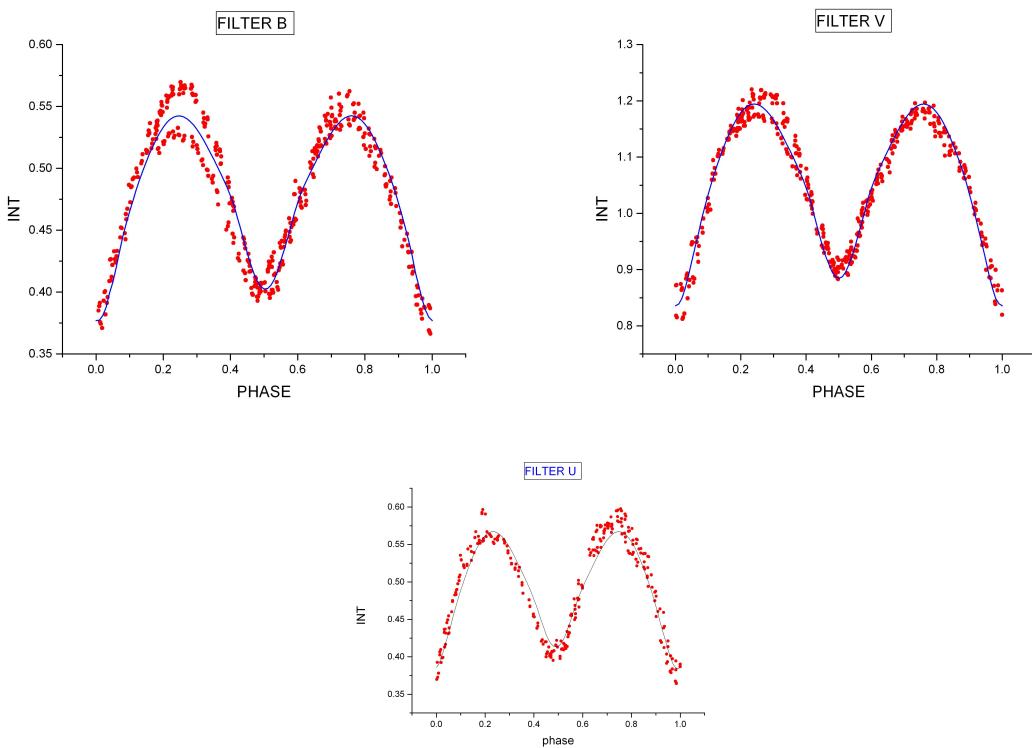
نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی **VW Cep** طی ۲ شب در اواخر مهر ماه ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری رصدخانه ابوریحان بیرونی شیراز در دو صافی **B** و **V** انجام گرفت. با ادغام داده های نورسنجی بدست آمده در رصدخانه ابوریحان بیرونی با داده های **Pribulla** که در انتیتوی نجوم کشور اسلواکی بدست آمده و هم چنین داده های طیف سنجی این سیستم که توسط **Kaszas** در سال ۱۹۹۷ بدست آمده است، منحنی های نوری و سرعت شعاعی این سیستم دوتایی بطور همزمان با استفاده از برنامه **Wilson** (۱۹۹۸) مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. نتایج این بررسی نشان می دهد، سیستم دوتایی **VW Cep** از نوع سیستم های تماسی بوده و جرم مولفه های اول و دوم بترتیب $M = 1.03M_{\odot}$ و $R = 0.42R_{\odot}$ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $R = 0.466R_{\odot}$ و $R = 0.312R_{\odot}$ می باشد.

مقدمه

ستاره دوتایی گرفتی **VW Cephei** (ASO 9828=HD197433=BD+75752) یکی از مشهورترین ستارگان دوتایی گرفتی نوع **W UMa** می باشد. این رده از ستارگان به علت داشتن خصوصیات ویژه شان به راحتی بر اساس منحنی نوری شان قابل رده بندی اند. ستارگان دوتایی گرفتی **W UMa** دارای رده طیفی (**K,F**) با دماهای سطحی تقریباً یکسان (و در نتیجه روشنایی سطحی یکسان) با جرم های نابرابر (نسبت جرمها معمولاً بین $1/5$ و $1/1$ تغییر می کند) می باشند. از آنجایی که روشنایی سطحی دوستاره مشابه است در نتیجه اختلاف کمینه های اول و دوم آنها ناچیز است. ستاره دوتایی **VW Cep** برای اولین بار توسط **Schilt** در سال ۱۹۲۶ کشف گردید. مقدار قدر میانگین ظاهری آن برابر 7.5 بوده و لذا این ستاره از ستارگان روشن آسمان می باشد. دوره تناوب مداری آن برابر $P = 27831$ روز است. اولین نورسنجی این سیستم در سال ۱۹۶۶ میلادی توسط **Kwee** انجام شد و وی نشان داد منحنی نوری این سیستم دوتایی در حال تغییر است. اولین طیف سنجی این سیستم دوتایی نیز توسط **Popper** در سال ۱۹۴۸ میلادی انجام شد و وی نشان داد که رده طیفی این سیستم از نوع $G8-K0$ بوده و مقدار نسبت جرمی برابر $q = 0.33$ می باشد. **Binnendijk** در سال ۱۹۶۷ میلادی نسبت جرمی را مقدار $q = 0.41$ بدست آورد در حال که **Hill** در سال ۱۹۸۹ میلادی نسبت جرمی را $q = 0.22$ بدست آورد که از دو مقدار قبلی کمتر می باشد.

مشاهده و نورسنجی

نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی $VW\ Cep$ طی دو شب در آبان سال ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری گاسکرین مجهرز به نورسنج و تکثیر کننده RCA 4500 در رصدخانه ابوریحان بیرونی شیراز در دو صافی B و V انجام گرفت و با داده های نورسنجی Pribulla که در انستیتوی نجوم کشور اسلواکی بدست آمده است، ادغام گردید. تعداد کل داده های نورسنجی در صافی های B، V و U به ترتیب ۲۸۳، ۴۴۹، ۴۴۳ می باشد. هم چنین برای مشاهده این سیستم از ستارگان SAO 9824 و SAO 9836 به عنوان ستارگان مقایسه و کنترل استفاده گردید. منحنی نوری بدست آمده مربوط به این سیستم دوتایی در شکل زیر رسم شده است.



شکل ۱: منحنی های نوری مشاهده شده سیستم دوتایی $VW\ Cep$ در فیلترهای B، V و U

آنالیز همزمان منحنی های نوری و سرعت شعاعی

در این مقاله داده های طیف سنجی و نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی $VW\ Cep$ با استفاده از برنامه ویلسون

ویرایش ۱۹۹۸م. مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. در ابتدا اختلاف قدرها به شدت تبدیل گردید و نتیجه بصورت داده های نورسنجی برای ورودی برنامه ویلسون استفاده گردید و برای تحلیل منحنی سرعت شعاعی نیز از ۲۹ داده بدست آمده توسط Kaszas استفاده شد. بنابراین، دو منحنی سرعت شعاعی و ۳ منحنی نوری بطور همزمان مورد آنالیز قرار گرفته تا بتوان پارامترهای هندسی و فیزیکی این سیستم دوتایی را بدست آورد.

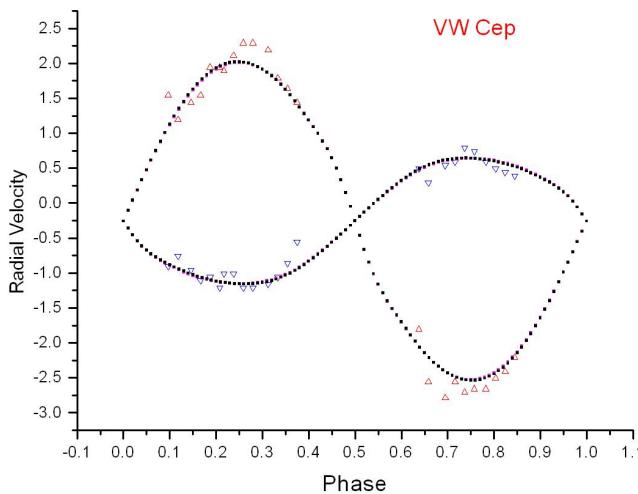
همانطور که می دانیم مد شماره ۳ برنامه ویلسون، برای تحلیل سیستم های دوتایی تماسی که اختلافی در شدتهاي دو مولفه آنها وجود دارد، مناسب می باشد. در این مدد، معادلات قيدی بصورت $(\Omega_1 = \Omega_2, y_1 = y_2, x_1 = x_2, A_1 = A_2, g_1 = g_2)$ به ترتیب برای ضرائب تاریکی گرانشی، ضرایب بازتاب، ضرایب تاریکی لبه و پتانسیل روج برقرار است. پارامترهایی که در این مدد تا رسیدن به یک جواب همگرا آزاد انتخاب شدند، عبارتند از: زاویه میل مداری، نسبت جرمی، دمای سطحی مولفه دوم، پتانسیل روج مولفه اول، تابندگی مولفه اول، نیم محور مدار و سرعت مرکز جرم سیستم.

هم چنین در برنامه ویلسون مربوط به این سیستم دوتایی از قانون تاریکی لبه لگاریتمی برای هر دو مولفه استفاده گردید که بصورت زیر تعریف می شود:

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

پارامترهای x و y در رابطه بالا با استفاده از برنامه VHLimb محاسبه گردیدند. در نهایت جواب پذیرفته شده برای این سیستم در جدول زیر درج گردیده و منحنی های نوری و سرعت شعاعی نظری آن نیز در شکل زیر نشان داده شده است.

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
i	65.874+	$x_1 = x_2$.738	$R_1(R_{sum})$.94068
$a(R_{sum})$	2.0073	$y_1 = y_2$.043	$R_2(R_{sum})$.63051
$v(kms^{-1})$	-.2581	$x_1(bol)$.618	r_1	0.466 ± 0.018
$\Omega_1 = \Omega_2$.26648D+01	$x_2(bol)$.615	r_2	0.312 ± 0.018
$g_1 = g_2$.320	$y_1(bol)$.102	$r_1(pol)$	0.436 ± 0.003
$A_1 = A_2$	1.000	$y_2(bol)$.183	$r_2(pol)$	0.290 ± 0.003
$T_1(k)$.5635	$M_1(bol)$	5.03	$r_1(sid)$	0.467 ± 0.004
$T_2(k)$.5235	L_{v_B}	1.28542	$r_2(sid)$	0.304 ± 0.004
q	.41000	L_{v_V}	1.39796	$r_1(back)$	0.496 ± 0.005



شکل ۲: منحنی سرعت شعاعی سیستم VW Cep. مثنهای توانالی نقاط سرعت شعاعی مشاهده شده و نقطه های ناپیوسته منحنی نظری برآذش شده را نشان می دهد.

بحث و نتیجه گیری:

در کار حاضر ، منحنی های نوری و سرعت شعاعی VW Cep بر اساس مشاهدات نورسنجی انجام گرفته در رصد خانه ابوریحان بیرونی شیراز در سال ۱۳۸۴ و داده های سرعت شعاعی بدست آمده Kaszas (۱۹۹۷ م.) مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است.

نتایج این بررسی نشان می دهد، سیستم دوتایی گرفتی VW Cep از نوع تماسی بوده و جرم مولفه های اول و دوم به ترتیب 1.03×10^3 و 42×10^3 و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $0.466R$ و $0.312R$ خورشید می باشد. هم چنین دمای مولفه دوم این سیستم $5235K$ تعیین گردید.

همان طور که می دانیم برای سیستم تماسی بر طبق ملاک کوپال ($r_1 + r_2 = 0.75$) نشانگر تماسی بودن سیستم دوتایی است. ولی برای سیستم دوتایی VW Cep این مقدار برابر 0.77 است. بنابراین با این معیار دوتایی VW Cep یک سیستم تماسی بوده و هر مولفه آن حد روج خود را پر نموده است.

مراجع:

1. Van Hamme, W., 1993, AJ, **106**, 2006
2. Kwee, K. K., 1966, B.A.S. In. Ne.**18**, 448
3. Kopal,Z.:1959,*Close Binary System*,Chapman-Htd.,Londen
4. Kaszas, G. Vinko, J. Szatmary, K. Hegedus, T. *Period variation and surface activity of the contact binary VW Cephei*, Astron. Astrophys. **331**. 231- 243 (1998)

بررسی ناهمسانگردی در زاویه‌ی سمتی پرتوهای کیهانی و مطالعه‌ی میدان مغناطیسی زمین

خاکیان قمی، مهدی^۱ بهمن آبادی، محمود^۲ شیدایی، فرزانه^۱ پائلو برnarدینی صمیمی، جلال^۱

^۱ دانشگاه صنعتی شریف

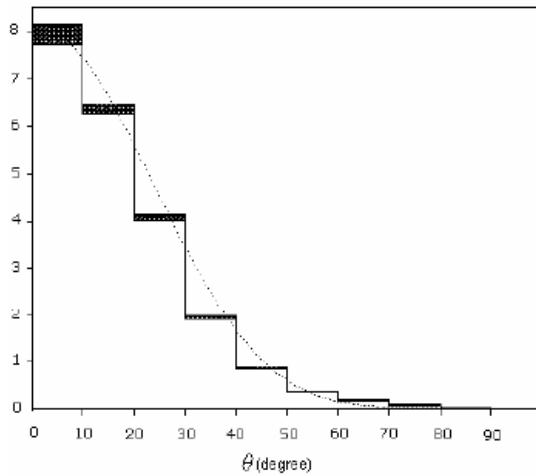
^۲ رصدخانه پرتوهای پر انرژی کیهانی البرز

^۳ دانشگاه لجه ایتالیا

چکیده:

در این کار به بررسی دقیق‌تر میدان مغناطیسی از نظر اندازه و جهت آن و همچنین تاثیر آن بر روی ذرات باردار پرداختیم. در ابتدا اثر آن را بر روی ذرات اولیه و سپس بر روی ذرات ثانویه مطالعه کردیم. پس از محاسبه‌ی دقیق دیده شد که انحراف ذره‌ی اولیه در جهت سمتی کمتر از ۱۰۰۰۰۰ درجه است بنابراین عمدتاً اثر ناهمسانگردی به سبب اثر میدان بر روی ذرات ثانویه است. برای بررسی این ذرات از کد CORSIKA استفاده کردیم و تعداد ۲۰۰۰۰ بهمن در حضور میدان و ۲۰۰۰ بهمن در غیاب میدان شبیه‌سازی نمودیم. توزیع ناهمسانگردی آنها تفاوتی کوچک را نشان می‌دهد ولی با بررسی دقیق‌تر در تلاش هستیم تا کمیتی را بیابیم که هم مشاهده پذیر باشد و هم این اختلاف در آن چشم‌گیر باشد.

مقدمه: از نظر ناظر زمینی که بهمنهای هوایی را ثبت می‌کند آهنگ ثبت این بهمن‌ها به زاویه‌ی سرسویی بستگی دارد. در زوایای سرسویی کوچکتر به دلیل ضخامت موثر کمتر جو در طول حرکت این ذرات باردار احتمال مشاهده‌ی این بهمن‌ها بیشتر است و بنابراین آهنگ ثبت آنها بیشتر می‌شود که در شکل ۱ دیده می‌شود.



شکل ۱. توزیع سرسویی بهمنها.

ولی اگر در یک زاویه‌ی سرسویی ثابت ولی در زوایای سمتی متفاوت به این ذرات نگاه کنیم ضخامت جو موثر برای تمام زوایای سمتی یکسان خواهد بود پس انتظار یک همسانگردی در این زوایا خواهیم داشت. ولی در آزمایش‌ها ناهمسانگردی در حدود چند درصد مشاهده می‌شود که مورد سوال بسیاری از محققان در این زمینه است. این ناهمسانگردی به عوامل مختلفی نسبت داده می‌شود که مهمترین آنها عبارتند از شیب سطح محل رصدخانه و میدان مغناطیسی زمین. تصحیح شیب رصدخانه یک تصحیح ساده و هندسی است که به راحتی انجام می‌شود ضمن این که آزمایشگاه‌هایی نظیر آزمایشگاه ARGO-YBJ در تبت یا رصدخانه KASCADE در

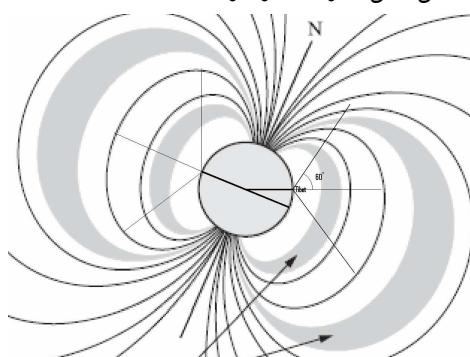
کارلسروهه که کاملاً تحت هستند این ناهمسانگردی را نشان می‌دهند. از آنجایی که این زوایا یک دوره‌ی ۳۶۰ درجه‌ای دارند بنابراین تئابع برای بررسی این ناهمسانگردی‌ها توابع هماهنگ هستند که معمولاً برای سادگی دو هماهنگ اول و دوم مورد استفاده قرار می‌گیرند.

$$\text{Asymmetry} = A_0 + A_1 \cos(\varphi + A_2) + A_3 \cos(2\varphi + A_4)$$

در بررسی این ناهمسانگردی در عرض‌های جغرافیایی بالاتر (رصدخانه‌های قطبی‌تر) دیده می‌شود که ناهمسانگردی ممود بیشتر متاثر از هماهنگ اول است در حالی که در عرض‌های پایین‌تر (رصدخانه‌های استوایی‌تر) هماهنگ دوم نقش غالب را دارد. همچنین با بررسی داده‌های مختلف دیده می‌شود که این ناهمسانگردی در داده‌های با زاویه‌ی سرسوی بیشتر نیز نمایان‌تر است. همه‌ی این شواهد احتمال تاثیر میدان مغناطیسی زمین را در این ناهمسانگردی بیشتر می‌کند. بنابراین ما علاقه‌مند شدیم تا این اثر را مورد بررسی قرار دهیم. بهمن‌های هوایی در ابتداء پیش از تشکیل بهمن یک ذره‌ی باردار پر انرژی هستند که پس از وارد شدن به داخل جو این بهمن را به وجود می‌آورد. عمر موثر این بهمن‌ها در میدان مغناطیسی زمین از دو قسمت تشکیل شده است: ۱- زمانی که ذره وارد میدان مغناطیسی زمین می‌شود و هنوز به صورت تک ذره است (تعريف شروع میدان مغناطیسی زمین: میدانی بیش از ۱،۰ میدان در سطح زمین) (تقریباً ۴۶۰ میلی ثانیه). ۲- زمانی که ذره وارد جو زمین می‌شود و تولید بهمن هوایی می‌کند (تقریباً ۸۰ میکرو ثانیه).

۱. بررسی ذره باردار اولیه در میدان مغناطیسی زمین

میدان مغناطیسی زمین بسیار پیچیده است ولی در تقریب اول آن را می‌توان با یک دو قطبی که در نقطه‌ای در داخل زمین قرار دارد تقریب زد. این تقریب فقط تا چندین برابر ساعت زمین تقریب خوبی است و خوشبختانه ما تا ۲،۳ برابر ساعت زمین را بررسی می‌کنیم و از این فاصله بیشتر میدان مغناطیسی کمتر از ۱۰ درصد آن در سطح زمین می‌شود. قطب جنوب مغناطیسی زمین در $W 70^{\circ} 31' N, 96^{\circ} 34'$ و قطب شمال مغناطیسی زمین در محل $E 139^{\circ} S 65^{\circ}$ قرار دارد. در شکل ۲ دیده می‌شود که عبور ذره‌ای از سمت شمال در محلی در نیمکره‌ی شمالی مثلاً در تهران ثبت می‌شود این ذره از میدان مغناطیسی قویتری عبور کرده و بنابراین باید انحراف بیشتری در آن مشاهده شود و بالعکس برای رخدادهای جنوبی. به همین منظور ما این ناهمسانگردی طبیعی موجود را فرمول‌بندی کردیم و دیدیم که عملاً این انحراف در جهت φ برای هر بهمن کمتر از $1,000,000$ درجه است و هیچ گونه ناهمسانگردی مشاهده نشد. پس عملاً دیده می‌شود که تاثیر این عامل قابل صرف نظر کردن است.



شکل ۲. مسیر حرکت ذرات در میدان مغناطیسی زمین .

۲. بررسی ذرات ثانویه‌ی بهمن در میدان مغناطیسی زمین

به دلیل تعداد زیاد ذرات ثانویه‌ی یک بهمن عملاً بررسی تحلیلی این ذرات شبیه قسمت قبل امکان پذیر نیست و نیاز به شبیه‌سازی های زیاد دارد. به همین منظور از کد CORSIKA که یک کد استاندارد در این نوع شبیه‌سازی ها است استفاده کردیم. در این روش بهمن‌ها را به طور یکنواخت و کترهای در زوایای سرسویی از صفر تا ۶۰ درجه و همچنین در زوایای سمتی از صفر تا ۳۶۰ درجه انتخاب نمودیم. دو دسته شبیه‌سازی انجام شد که یکی در حضور میدان مغناطیسی زمین و دیگری در غیاب آن بود. به دلیل این که توزیع ذرات اولیه شامل ۸۷٪ پروتون و ۱۲٪ ذره آلفا و ۱٪ مابقی ذرات است ما نیز این توزیع را در شبیه‌سازی رعایت کردیم و تعداد ۴۰۰۰۰ بهمن در حضور میدان و ۲۰۰۰۰ بهمن در غیاب میدان تولید شد.

از روی ذرات ثانویه‌ی شبیه‌سازی شده در سطح تهران و با استفاده از روش کمترین مربعات و تقریب صفحه‌ای بودن جبهه‌ی بهمن هوایی جهتهای اولیه‌ی بهمن‌ها را محاسبه نمودیم. مشاهده شد که این جهتهای محاسبه شده کمی با جهت اولیه‌ی شبیه‌سازی متفاوت است به طوری که توزیع زاویه‌ی محاسبه شده منهای زاویه‌ی اولیه ($\theta_0 - \theta$) به صورت یکتابع گوسی با مرکز -1° و پهنهای 2° درجه است. این نشان می‌دهد که بهمن‌ها بیشتر به سمت سرسو منحرف می‌شوند ضمن این که خطایی در حدود 2° درجه در اندازه‌گیری به این روش وجود دارد و برای بهتر کردن این خطای روش دقیقتری را به کار ببریم. همچنین توزیع $(\phi_0 - \phi)$ نشان می‌دهد که همانتابع گوسی را ولی این بار با مرکز صفر و پهنهای 2.5° درجه داریم. نکته‌ی دیگر این که مرکز جرم ذرات ثانویه بهمن به تفکیک پوزیترون الکترون میون مثبت و میون منفی نشان می‌دهد که مرکز جرم میون‌های مثبت و منفی به طور جدی از هم جدا شده‌اند و یک دو قطبی تشکیل داده‌اند ولی مرکز جرم الکترون و پوزیترون جداشدگی کمی دارند ولی این جدا شدگی قابل مشاهده است. برای بهتر کردن دقت محاسبات باید اثر انحناء و ضخامت جبهه‌ی بهمن در نظر گرفته شود که این موارد نیز با دقت ۱ متر و تا شعاع ۱۰۰ متر از مرکز بهمن و در 12° بازه‌ی 5° درجه‌ای سرسویی (صفر تا 60° درجه) بررسی شدند. بررسی‌های بیشتر بر روی بهمن‌های شبیه‌سازی شده (۴۰۰۰۰ بهمن از انرژی 5PeV تا 50TeV) در آینده نزدیک انجان خواهد شد تا تفاوتها بین این دو دسته مشخصتر شود و بتوانیم کمیتهای مشاهده پذیری را بیابیم که در آزمایش قابل مشاهده و اندازه‌گیری باشند.

مراجع:

Bahmanabadi, M. et al.:2002 Experimental Astronomy 13: 211

Ivanov, A. A. et al.:1999 JETP Lett. 69, 288-293

Mitsui K.et al: 1990, NIM A290,565

ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی کم انرژی و خواص محیط بین ستاره ای (LISM) محلی

زرینی، زینت^۱ - فاطمی، سید جلیل^۲

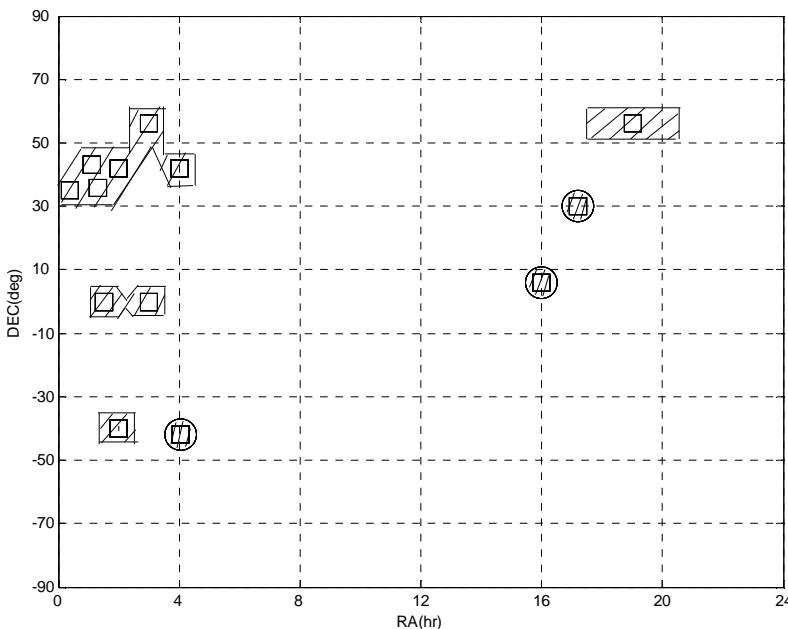
^۱ پخش فیزیک دانشگاه شهید باهنر کرمان

چکیده

ناهمسانگردی جهت های ورودی پرتوهای کیهانی کمتر از حدود 10^{13} الکترون ولت توسط خواص محیط بین ستاره ای خیلی نزدیک مادر محدوده حدود 10 پارسک از خورشید تعیین می شوند. تعدادی از این خواص همچون چگالی ستونی هیاروژن خشی و خواص مشخصه ستارگان محلی بررسی شده و نتایج برداشتی ارائه می شود.

۱) مقدمه

موضوع منشأ پرتوهای کیهانی مسئله آشنایی است. میدان مغناطیسی محلی در کهکشان در هم پیچیده و دارای توپوگرافی نامعین بوده و اثرش بر بیشتر پرتوهای کیهانی به قدری است که عملا هیچ وابستگی ای بین جهت منبع و جهت ورود آنها وجود ندارد و فقط انرژی های بالاتر از 10^{19} الکترون ولت جهت منبع های محلی را آنهم در محدوده یک کیلو پارسک و نیز در صورتی که ذرات فقط پروتون باشند مشخص می کند.
در مقاله حاضر تمرکز ما بر روی انرژی های کمتر و در حدود 10^{14} الکترون ولت است و ناهمسانگردی زاویه ای مقیاس بالای آنها بررسی می شود. حد اقل دو دلیل با ارزش در انجام چنین پژوهشی وجود دارد:
۱) ذرات در این گستره انرژی عمدها بروتونند و مشکل ناهمانگی در جهتهای ورودی ذرات با انرژی یکسان و Rigidity های مختلف وجود ندارد.
۲) اندازه گیری های ناهمسانگردی از نظر فاز تقریبا در توافقند (اگر چه از نظر دامنه از توافق کمتری بر خوردارند).



شکل ۱- نواحی شدت ماکریم پرتوهای کیهانی (ناهمسانگردی). ناهمسانگردیها تقریبا همه میلها را در گستره ۰-۵ ساعت پوشش می

دهد.

L مقیاسی (بر حسب پارسک) که محیط بین ستاره ای محلی بر انتقال پرتوهای کیهانی اثر می گذارد، در حدود ده برابر شعاع لارمور ($R_L = pc/300B$) که میدان مغناطیسی و pc دارای بعد انرژی است). برای انرژی های 10^{14} الکترون ولت با فرض B درحدود ۲ میکروگوس محاسبه می شود که محدوده مورد نظر ما در حدود چند پارسک از محیط بین ستاره ای محلی را نتیجه می دهد. در شکل ۱ مجموعه داده های جهانی ناهمسانگردی برای انرژی های کمتر از 10^{14} الکترون ولت نشان داده شده است. (مرجع ۱)

سپس آنالیز داده هایی از محیط بین ستاره ای محلی همچون ۱) ستاره های نزدیک ۲) دانسته های ستونی گاز از این ستارها و ۳) سرعت جریان و جهت محیط بین ستاره ای محلی نسبت به خورشید را پی گرفتیم.

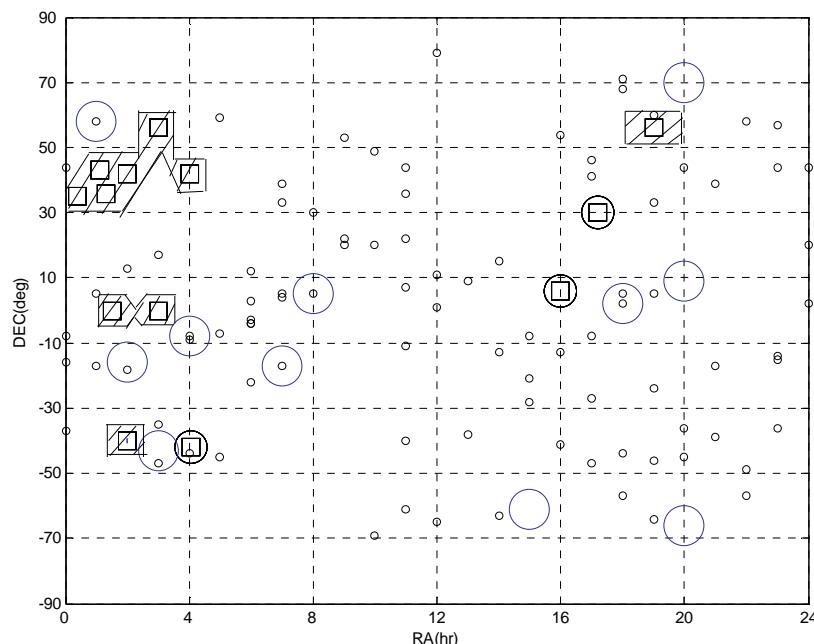
۲) ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی کمتر از 10^{14} الکترون ولت

مکان ناهمسانگردی های موجود در شکل ۱ آمده است.

۳) پارامترهای فضای محلی

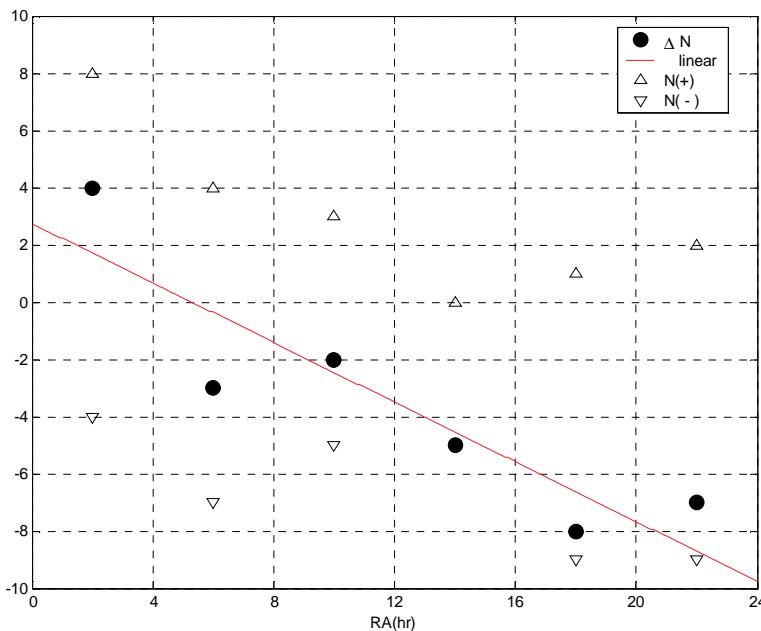
۱-۳ ستاره های نزدیک (مرجع ۴)

مجموعه ای از ستاره های d کمتر از 10° پارسک) را ارائه می دهد که بر حسب بعد و میل در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲- ستاره های در محدوده 10° پارسک از خورشید و نواحی ناهمسانگردی را نشان می دهد. ستاره های روشن تر عموماً در بعدهایی ظاهر می شوند که دامنه ناهمسانگردی های پرتوهای کیهانی ماکزیمم هستند.

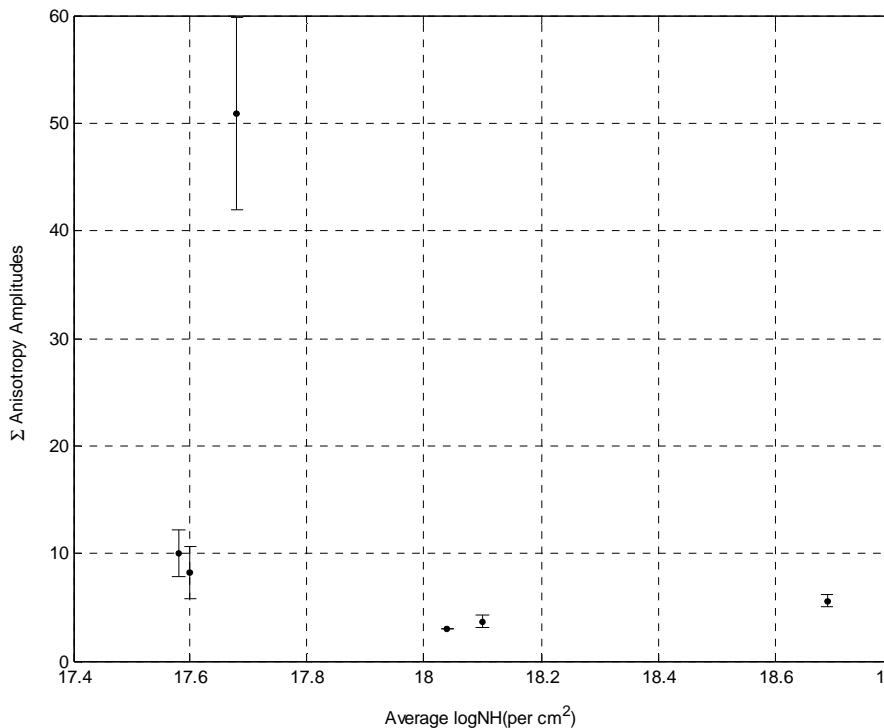
شکل ۳ اطلاعات راجع به سرعتهای ستارگان نسبت به خورشید به ویژه اختلاف در تعداد بین V_R^+ (که از خورشید دور می‌شوند) و V_R^- (که به سمت خورشید می‌روند) بر حسب بعد را نشان می‌دهد.



شکل ۳- حرکتهای ستاره‌ای نسبت به خورشیدبرای ستاره‌های کمتر از ۱۰ پارسک. مثبت یعنی ستاره‌های دور شونده از خورشید و منفی یعنی ستاره‌های نزدیک شونده به خورشید. یک تغییر سریع در مرز بعد صفر مشهود است.

۳-۲- هیدروژن خنثی در LISM

از مرجع ۳ دانسته ستونی هیدروژن اتمی از بسیاری از ستاره‌ها محاسبه می‌شود. نتیجه این بررسی در شکل ۴ آمده است که یک ضد همبستگی بین ماکزیمم پرتوهای کیهانی و چگالی ستونی هیدروژن مشهود است.



شکل ۴- همبستگی دامنه‌های ماکزیمم ناهمسانگردی با چگالی ستونی اتم هیدروژن

نتیجه گیری

بررسی عناصر موجود در LISM دلالت بر این دارد که LISM حداقل قسمتی از خواص مشخصه های ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی کمتر از 10^{14} الکترون ولت را تعیین می کند ، در این رابطه حرکتهای ستاره ای و چگالی ستونی گاز از اهمیت ویژه ای برخوردار است.

این بررسی آشوبناکی در LISM از تغییر جهتهای ستاره ای را نتیجه می دهد، یعنی با توجه به محاسبه دانسیته انرژی حرکتهای ستاره ای که در حدود ده ها الکترون ولت بر سانتیمتر مکعب است و با این فرض که حتی اگر کسر کوچکی از این انرژی به مولفه یونیزه LISM (که مولفه عمده ای است) منتقل شود این خود می تواند بر ضربی پخش در انتقال پرتوهای کیهانی در محیط بین ستاره ای محلی موثر باشد.

مراجع

۵۷. مرجع ۱) داده های مربوط به ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی از این منابع گرفته شده است:

- T.Gombosi , 1975 , 14th ICRC , Munchen , 2 , 586
- Sakaki bara & Nagashima , 1973 , 13th ICRC , Denver , 2 , 1058
- Fenton et al. 1990,21th ICRC,3,177
- K.Murakami et al,1990,21th ICRC3,192
- Alexeenko,V.V et al.,1984,Izu.Akad,Nauk SSSR,Ser phys,48,2126
- Baksan array,Graham.L.J,Ph.D thesis,universiyy of Durham,Augnst(1994)
- Kiraly,P.et al.,Rivista.Del.Nuovo.Cimento,vol.2,N.7,1-46
- Baksan array,Graham.L.J,Ph.D thesis,universiyy of Durham,Augnst(1994)
- Moagielta et al.,28th ICRC
- V.A.Kozyarivsky et al.,29th ICRC,pure,2005,2,93-96
- A.Iyono et al.,29th ICRC,vol.6

58. <http://jumk.de/astronomie/near-stars/index.shtml>

59. <http://archive.stsci.edu/euve/ism/ismform.html>

60. <http://www.chara.gsu.edu/RECONS/TOP100.htm>

مطالعه نظریه دید در مکان یابی رصدخانه سنتدج

کیومرث کرمی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه کردستان

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

در این مقاله جهت یافتن محلی مناسب برای احداث رصدخانه سنتدج به بررسی نظریه دید و اثرات جو روی تصاویر اپتیکی که منجر به چشمک زنی، حرکت تصادفی تصاویر و مبهم بودن تصویر می شود، می پردازیم. ارتباط پارامتر دید که یکی از مهمترین پارامترها در مکان یابی رصدخانه های اپتیکی است را با پارامتر فرید بیان می کنیم. با استفاده از پارامترهای هواشناسی شامل تغییرات دما و فشار بر حسب ارتفاع در لایه های مختلف جو برای یک دوره آماری چند ساله در سنتدج و برخی دیگر از شهرهای استان کردستان، توابع ساختار دما و ضریب شکست را استخراج می نماییم. سپس به کمک این توابع، پارامتر فرید و نهایتاً پارامتر دید را به دست می آوریم.

۱- مقدمه

انتخاب محلی مناسب برای استقرار تلسکوپ و تأسیس رصدخانه از زمان اختراع تلسکوپها مدنظر بوده است. نیوتن پارامترهایی را برای انتخاب مکان مناسب رصدخانه پیشنهاد کرد ولی این موضوع بطور جدی از اوایل قرن بیستم به بعد مورد توجه قرار گرفت. با پیشرفت سریع ابزار رصدی، نکات مهمی در مورد محدودیت اعمال شده توسط جو متلاطم روی تصاویر نجومی روشن شد. از این زمان به بعد پارامترهای مکان یابی، صورت کمی به خود گرفت و نظریه ها و ابزارهایی برای مطالعه و اندازه گیری این پارامترها مطرح شد و تلاشهایی جهت پیدا کردن مکانهایی با دید خوب و اصلاح سیستمهای اپتیکی به منظور کمینه کردن اثرات تلاطم آغاز شد.

به لحاظ پرهزینه بودن رصدخانه ها و حساسیت دستگاههای مورد استفاده، لازم است احداث رصدخانه در محل مناسب انجام گیرد و این مکان باید جایی باشد که دید جوی و پارامترهای محیطی از قبیل ژئوفیزیک عمومی، راههای ارتباطی و امکانات و غیره در آن مشکل ساز نباشد در غیر اینصورت بازده یک رصدخانه با تلسکوپ بزرگ و در مکان نامناسب، از نظر نورسنگی، طیف سنجی، عکسبرداری و ...، پائین تر از یک رصدخانه با تلسکوپ کوچکتر و در محل مناسب خواهد بود. بنابراین به منظور احداث رصدخانه در یک محل مناسب باید به بررسی وضعیت دید آسمان (Seeing)، بررسی تلاطم جو در نزدیکی سطح زمین، کدورت جو، روشنایی آسمان، تعداد شباهای صاف برای نورسنگی و طیف نگاری، ارتفاع محل، وجود ایستگاههای مخابراتی، امکانات آب، برق و راههای شوسه و آسفالت و... در مناطق مختلف پرداخت [۱ و ۲].

۲- نظریه دید

جو زمین به طرق مختلف مشاهدات رصدی را تحت تأثیر قرار می دهد. عوامل مختلفی از قبیل دما، باد و ... باعث ایجاد تلاطم در جو می شوند. هنگامیکه یک موج الکترومغناطیسی با دامنه یکنواخت از میان جو متلاطم عبور می کند، به خاطر غیرهمگنی ضریب شکست ناشی از تلاطم جو، دامنه و فاز موج منتشر شده تغییر می کند. این تغییرات را می توان به صورت یک مقدار ثابت و یک مقدار نوسانی حول مقدار ثابت در نظر گرفت. در نتیجه تصویر

اپتیکی حاصل از متمرکز کردن چنین موجی از نظر شدت، تیزی تصویر و مکان تغییر خواهد کرد و باعث چشمک زنی، حرکت تصادفی تصویر و مبهم بودن تصویر خواهد شد که به ترتیب به آنها اشاره می کنیم.

۱-۲- چشمک زنی

چشمک زنی تغییرات تصادفی در درخشندگی یک جسم روشن به خاطر همگرا یا واگرا شدن انرژی جبهه موج ورودی است که باعث تغییرات انرژی دریافتی در واحد سطح نسبت به زمان می شود. در شکل (۱) این پدیده نشان داده شده است. چشمک زنی معمولاً به خاطر واریانس شدت تصویر (σ_I^2) ایجاد می گردد. واریانس شدت تصویر از رابطه زیر به دست می آید[۳]:

$$\sigma_I^2 \equiv 19\lambda^{-\frac{7}{6}}(\sec(\gamma))^{\frac{11}{6}} \int_{z_m}^{z_f} z^{\frac{5}{6}} C_n^2(z) dz \quad (1)$$

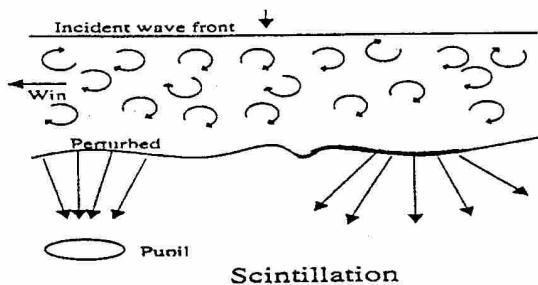
که در آن λ طول موج، γ زاویه سمت الرأسی، (z) ساختار ضریب شکست، Z ارتفاع از سطح زمین و Z_m و Z_f به ترتیب ارتفاع دهانه تلسکوپ و انتهای لایه تلاطمی می باشند. به ازای یک نور تکفam، σ_I^2 بستگی به ثابت ساختار ضریب شکست (z) با وزن $z^{\frac{5}{6}}$ دارد. به عبارت دیگر عامل چشمک زنی، تلاطمی بودن لایه های بالای جو (بالاتر از ده هزار فوتی) است و تلاطمی بودن لایه های پائین جو به خاطر ضریب $z^{\frac{5}{6}}$ تأثیر چندانی در چشمک زنی ندارند.

تابع ساختار ضریب شکست C_n^2 از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$C_n^2 \equiv \left(80 \times 10^{-6} \frac{p}{T^2} \right)^2 C_T^2 \quad (2)$$

که در رابطه بالا p فشار بر حسب میلی بار، T دما بر حسب کلوین و C_T^2 تابع ساختار دما است که در فاصله r و $r + \Delta r$ از رابطه زیر قابل محاسبه است[۵]:

$$C_T^2(r) \equiv \frac{\langle (T(r) - T(r + \Delta r))^2 \rangle}{\Delta r^2} \quad (3)$$



شکل (۱): پدیده چشمک زنی

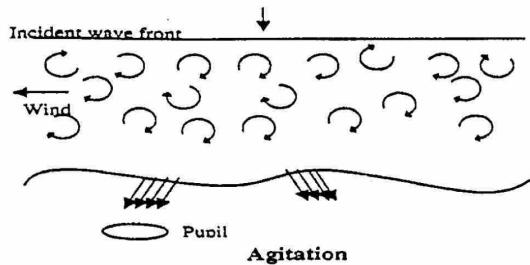
۲-۲- حرکت تصادفی تصویر

تغییرات موضعی زاویه صفحه مماس بر جبهه موج باعث حرکت تصادفی تصویر در صفحه کانونی می گردد. شکل (۲) بیانگر این پدیده است.

با استفاده از فرضیه تلاطم منجمد تیلور [۶] می‌توان تخمینی از انحراف معیار حرکت تصویر برای زمان نور دهی τ در حضور سرعت باد u در لایه‌های تلاطمی به دست آورد. در این حالت انحراف معیار حرکت تصویر در جهت وزش باد به صورت زیر خواهد بود:

$$\sigma \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{D_s(u\tau)^{1/2}}{u\tau} \quad (4)$$

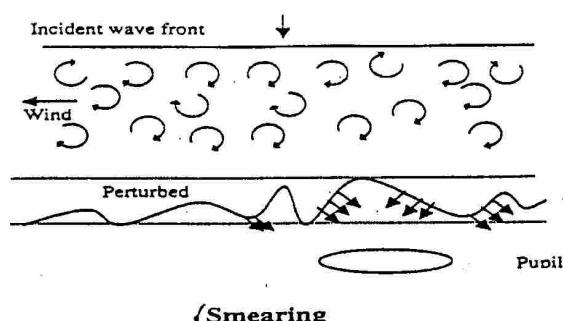
که در رابطه بالا D_s تابع ساختار فاز موج می‌باشد.



شکل(۲): پدیده حرکت تصادفی تصویر

۲-۳-۲- مبهم بودن تصویر

کاهش همدوسی موج عبوری از محیط متلاطم در کنار محدودیت حاصل از پراش، باعث بزرگتر و مبهم شدن تصویر در سیستم آشکارساز می‌گردد. در شکل (۳) این پدیده به نمایش در آمده است.



شکل(۳): پدیده مبهم بودن تصویر

دو اثر مبهم بودن و حرکت تصادفی تصویر را اصطلاحاً دید (Seeing) می‌گویند که یکی از مهمترین پارامترهای مکانیابی است. در تلسکوپهای بزرگ، مبهم بودن تصویر علاوه بر کاهش همدوسی موج به حرکت تصادفی در صفحه کانونی بستگی دارد. بدین معنی که در این تلسکوپها به جای یک تصویر، چندین تصویر در صفحه کانونی تشکیل می‌شود و حرکت تصادفی این تصاویر باعث پهن شدگی و در نتیجه مبهم شدن تصویر می‌گردد [۲].

۳- اندازه گیری پارامتر دید به کمک پارامتر فرید

همانطور که قبلاً اشاره شد تلاطم جو باعث حرکت تصادفی و مبهم شدن تصویر می‌شود. حال می‌خواهیم رابطه این دو اثر را با پارامتر دید استخراج کنیم. یک بیان مفید از خراب شدن تصویر در اثر جو، از طریق

پارامتر فرید^۲ است. این پارامتر که با r_0 نمایش داده می شود ابتدا توسط فرید [۴]، معرفی شد و معیاری از قطر همدوسی (طولی از فضا که میان میدانهای الکترومغناطیسی نقاط مختلف همبستگی وجود دارد) جو است که با رابطه زیر داده می شود:

$$r_0 = 0.158 \left[\frac{\bar{\lambda}^2}{\int_{z_t}^{z_m} C_n^2(z) dz} \right]^{3/5} \quad (5)$$

که در آن $C_n^2(z)$ تابع ساختار ضریب شکست و $\bar{\lambda}$ طول موج متوسط نور (5500 \AA برای نور مرئی) می باشد. اندازه r_0 در مناطقی که دید خوبی دارند در شرایط نامطلوب حدود ۵ سانتی متر و در شرایط مطلوب به حدود ۲۰ سانتی متر هم می رسد. مقدار متوسط آن برای مکانهایی که دید خوبی دارند حدود ۱۰ سانتی متر است [۲]. پارامتر دید یا همان حد زاویه ای تفکیک (FWHM)^۳ برای تلسکوپهای بزرگ از رابطه زیر به دست می آید:

$$FWHM = 0.98 \frac{\bar{\lambda}}{r_0} \quad (6)$$

بنابراین با معلوم شدن r_0 ، اندازه پارامتر دید که مهمترین مکان یابی است از رابطه (۶) قابل محاسبه خواهد بود.

۴- نتایج:

ابتدا به کمک روابط (۲) تا (۳) و با استفاده از پارامترهای هواشناسی شامل سرعت وزش باد، تغییرات دما و فشار بر حسب ارتفاع در لایه های مختلف جو برای یک دوره آماری چند ساله در سنندج و برخی دیگر از شهرهای استان کردستان، توابع ساختار ضریب شکست و دما را استخراج می نماییم. سپس از رابطه (۵) پارامتر فرید را به دست می آوریم و سرانجام از رابطه (۶) پارامتر دید را استخراج می کنیم.

مراجع:

- [۱] سعدالله نصیری قیداری، گزارش مرحله ای مکان یابی رصدخانه ملی ایران، چاپ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، خرداد ۱۳۸۳.
- [۲] عباس عابدینی، نحوه مکان یابی رصدخانه های اپتیکی بزرگ در ایران، پایان نامه کارشناسی ارشد، استاد راهنمای سعدالله نصیری قیداری، مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، مرداد ۱۳۸۱.
- [۳] Coulman, C. E. 1985, Astron. Astrophys, 23, 19-57.
- [۴] Fried, M. L. J. 1966, Opt. Soc. Am, 56, 1372-1379.
- [۵] Sarazin, M. 1996, European Southern Observatory, D-85748 Garching, Germany
- [۶] Taylor, R. J. 1985. Aust. J. Phys., 11, 168-174.

² Fried

³ Full Width at Half Maximum

مطالعه پارامترهای هواشناسی و لرزه شناسی

در مکان یابی رصدخانه سنتنج

کیومرث کرمی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه کردستان

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

در این مقاله به بررسی پارامترهای هواشناسی و لرزه شناسی جهت تعیین محلی مناسب برای احداث رصدخانه سنتنج در استان کردستان می پردازیم. با استفاده از داده های هواشناسی استان کردستان برای یک دوره چندین ساله، پارامترهای مهم هواشناسی شامل ۱- پوشش ابری ۲- سرعت و جهت بادهای غالب را در شهرهای استان بررسی خواهیم نمود. مطالعات ما نشان می دهد که (الف) از نظر داشتن بیشترین تعداد روزهای آفتابی، شهرهای استان کردستان را می توان به ترتیب مریوان، سقز، بیجار، قزوین، سنتنج و زرینه اولیت بندی کرد. (ب) از نظر داشتن کمترین سرعت باد غالب، شهرهای استان را می توان به ترتیب مریوان، سقز، قزوین، بیجار، سنتنج و زرینه دسته بندی کرد. بررسی جهت باد غالب از روی نمودارهای گلبلاد برای شهر سنتنج نشان می دهد که محل احداث رصدخانه باید در راستاهای جنوب و شمال شهر قرار گیرد. مطالعات لرزه شناسی ما نشان می دهد که شهرهای استان کردستان را از نظر کمتر لرزه خیز بودن می توان به ترتیب سنتنج، سقز، بانه، مریوان، قزوین، کامیاران و بیجار دسته بندی کرد.

۱- مقدمه

رصدخانه ها به لحاظ پرهزینه بودن و حساسیت دستگاههای مورد استفاده در آن، لازم است احداث آن در محلی مناسب انجام گیرد و این مکان باید جایی باشد که دید، تلاطم جوئی و پارامترهای محیطی از قبیل ژئوفیزیک عمومی، راههای ارتباطی و امکانات وغیره در آن مشکل ساز نباشد در غیر این صورت، بازده یک رصدخانه با تلسکوپ بزرگ و در مکان نامناسب، از نظر نورسنجی، طیف سنجی، عکسبرداری و ...، پایین تر از یک رصدخانه با تلسکوپ کوچکتر و در محل مناسب خواهد بود^{[۱] و [۲]}. بنابر این به منظور احداث رصدخانه در یک محل مناسب باید به بررسی وضعیت دید آسمان (Seeing)، مطالعات دقیق در زمینه های هواشناسی، لرزه شناسی، زمین شناسی، تلاطم جوئ در نزدیکی سطح زمین، کدورت جوئ، روشانی آسمان، سرعت و جهت باد، تغییرات دما و رطوبت نسبی در طول سال، فشار بخار آب در جوئ، تعداد شباهی صاف برای نورسنجی و طیف نگاری، ارتفاع محل، ارتفاع متوسط لایه های وارونی دما، وجود ایستگاههای مخابراتی، امکانات آب، برق و راههای شوشه و آسفالت و ... در مناطق مختلف پرداخت.

۲- پوشش ابری

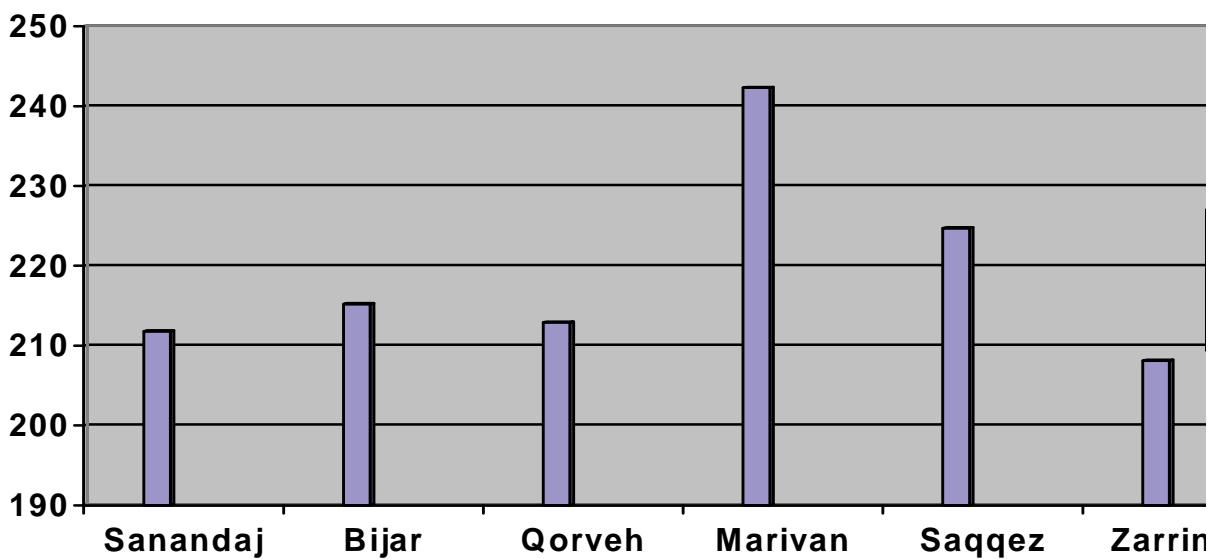
در تاسیس یک رصدخانه مکانهایی مورد توجه قرار می گیرند که دارای حداقل پوشش ابری در طول سال باشند. یکی از راههای برآورد تعداد شباهی صاف با استفاده از چشم غیر مسلح است. در این روش که یک روش تقریبی است، آسمان محل مورد نظر را به ۸ قسمت مساوی تقسیم می کنند. به هر قسمت ۴ بار (هر دو ساعت یکبار) در هر

شب با چشم غیر مسلح نگاه می کنند. نتیجه مشاهدات به این صورت دسته بندی می شوند که: الف) اگر هر ۳۲ بار آسمان صاف باشد، آن محل برای نورسنجی و طیف سنجی ستارگان مناسب است. ب) اگر ۱۶ بار آسمان پوشیده از ابرهای معمولی باشد، مناسب نیست. ج) اگر کمتر از ۸ مورد آسمان پوشیده از ابر سیاه باشد، فقط برای طیف سنجی مناسب است. د) اگر آسمان بیش از ۸ بار پوشیده از ابر سیاه باشد، پذیرفتی نیست.

در بررسی پوشش ابری آسمان یک نوع درجه بندی به کار می رود که معیاری برای اندازه گیری پوشش ابری می باشد. این درجه بندی ها عبارتند از: الف: (۰-۲/۸) به معنای این است که اگر آسمان محل مورد نظر را به ۸ قسمت مساوی تقسیم کنیم، بین ۰ تا ۲ قسمت آن ابری است. به عبارت دیگر یک روز ابری خواهیم داشت. ب: (۳-۶/۸) یعنی بین ۳ تا ۶ قسمت ابری است. ج: (۷-۸/۸) یعنی بین ۷ تا ۸ قسمت ابری است. به عبارت دیگر یک روز ابری خواهیم داشت که شرایط آن برای رصد آسمان مناسب نمی باشد [۱].

بررسی پارامتر ابرناکی در طول دوره آماری ۱۹۹۵-۲۰۰۳ برای شهر سنتدج نشان می دهد که آسمان آن: الف) در ماههای مه تا اکتبر از ۸ قسمت بین ۰ تا ۲ قسمت ابری است که برای رصد بسیار مناسب می باشد. ب) از ماههای زانویه تا مه و اکتبر تا دسامبر از ۸ قسمت بین ۳ تا ۶ قسمت ابری است. ج) از ماههای زانویه تا مه و اکتبر تا دسامبر از ۸ قسمت بین ۷ تا ۸ ابری است که چندان برای رصد مناسب نمی باشد [۵]. بنابر این ماههای مناسب برای رصد آسمان در سنتدج، ماههای مه تا اکتبر می باشد که بهترین آسمان را در ماههای زوئن، جولای، آگوست و سپتامبر خواهیم داشت.

شکل (۱) نمودار میله ای تعداد روزهای آفتابی با درجه بندی (۰-۲/۸) را در شهرهای استان کردستان یرای دوره آماری ۱۹۹۵-۲۰۰۳ نشان می دهد [۵]. با توجه به شکل (۱)، شهرهای استان کردستان را از نظر داشتن بیشترین تعداد روزهای آفتابی می توان به ترتیب ۱- مریوان ۲- سقز ۳- بیجار ۴- قروه ۵- سنتدج و ۶- زرینه اولیت بندی کرد. البته ذکر این نکته لازم است که پارامتر تعداد روزهای آفتابی (پوشش ابری) تنها پارامتر موثر در مکان یابی رصد خانه های اپتیکی نیست. بلکه در مورد انتخاب محل نهایی برای احداث رصدخانه باید پارامترهای دیگر را هم مورد بررسی قرار داد.



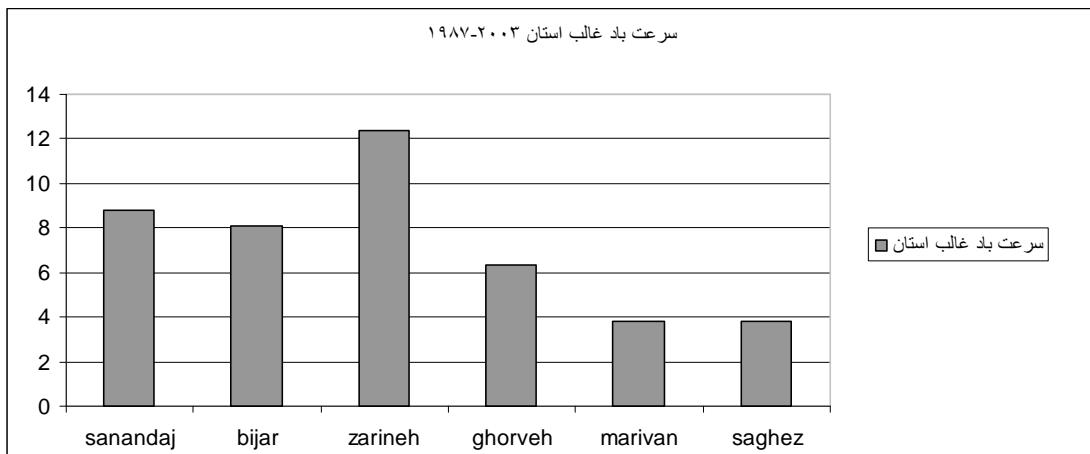
شکل (۱): نمودار میله ای تعداد روزهای آفتابی در شهرهای استان کردستان با درجه بندی (۰-۲/۸) برای دوره آماری (۱۹۹۵-۲۰۰۳)

۳- سرعت و جهت بادهای غالب

باد هوای در حال حرکت است که در اثر جابجایی هوای سرد و گرم ایجاد می شود. تلاطمی که توسط باد ایجاد می شود بر وضوح تصاویر دریافتی توسط تلسکوپهای اپتیکی اثر نا مطلوب می گذارد. ناهمواریهای سطح زمین و جریان های همرفت گرمایی باعث افزایش تلاطم ناشی از باد می شوند. میزان تلاطم جو با افزایش سرعت باد زیاد می شود. اما با افزایش ارتفاع به دلیل کاهش جریانهای همرفتی، تلاطم جو کاهش می یابد. البته در ارتفاعات بسیار بالا ممکن است که تلاطم وجود داشته باشد که علت آن اثر نیروی برشی حاصل از جریانهایی است که سرعت بسیار متفاوت دارند.

برای نشان دادن سرعت، جهت، درصد فراوانی و مدت وزش باد از نمودارهای گرافیکی موسوم به گلباد استفاده می شود. گلبادها به شکل های مختلف رسم می شوند. در گلبادهای دایره ای، بادهای غالب در جهت ۱۶ گانه با قطاعهایی از دوایر متحده مرکز نمایش داده می شوند. طول هر قطاع از مرکز دایره درصد زمان وزش باد را در جهات ۱۶ گانه نشان می دهد. همچنین رنگهای مختلف (هاشورهای مختلف) هر یک از قطاعها بیانگر درصد فراوانی بازه ای از سرعتها است که در پایین نمودار گلباد مشخص می شوند^[۲]. جمع درصد مدت زمان وزش باد در جهات ۱۶ گانه به اضافه درصد زمان باد آرام (سرعتهایی که بادسنج قادر به ثبت آن نیست) صد درصد خواهد شد. بررسی نمودارهای گلباد شهر سنندج در ماههای مارس، ژانویه، زوئن و آگوست برای دوره آماری ۱۹۹۸-۱۹۹۹ نشان می دهد که درصد باد غالب در ماههای مذکور به ترتیب ۴۷، ۴۱، ۴۶ و ۴۶ درصد می باشد^[۵]. بیشترین مؤلفه های باد غالب در ماههای مارس، ژانویه، زوئن و آگوست به ترتیب در راستاهای جنوب، جنوب، شمال-جنوب و شمال-جنوب می باشند. بنابر این محل احداث رصد خانه شهر سنندج نباید در این راستاهای قرار گیرد. زیرا بادهای غالب ایجاد تلاطم زیادی می کنند که بر کیفیت تصاویر رصدی اثر مخرب می گذارند.

باید به این نکته توجه کرد که وضعیت دید یک محل بستگی زیادی به سرعت باد و اختلاف سرعت بیشینه و کمینه باد نسبت به سایر پارامترهای هواشناسی در یک محل دارد. لذا اطلاع از وضعیت سرعت باد در محلهایی که به عنوان کاندید برای احداث رصدخانه انتخاب شده اند، از اهمیت زیادی برخوردار است. در شکل (۲) نمودار میله ای مربوط به سرعت باد شهرهای استان کردستان رسم شده است. اطلاعات مذکور مربوط به یک دوره آماری از ۱۹۸۷-۲۰۰۳ می باشند^[۵]. شکل (۲) نشان می دهد که از نظر داشتن کمترین سرعت باد غالب، می توان شهرهای استان را به ترتیب ۱- مریوان ۲- سقز ۳- قروه ۴- بیجار ۵- سنندج و ۶- زرینه دسته بندی کرد.



شکل (۲): جدول و نمودار میله‌ای سرعت باد در شهرهای استان کردستان (دوره آماری ۱۹۸۷-۲۰۰۳)

۴- بررسی لرزه‌ای مناطق

باتوجه به پژوهیهای بودن ساخت و نگهداری یک رصدخانه باید محل رصدخانه از نظر زلزله و لرزه در منطقه‌ای کم خطر واقع شود و محل احداث رصدخانه، دور از گسل‌های مهم شناخته شده باشد، زیرا یک زلزله پرقدرت ممکن است بر بنای رصدخانه اثر مخرب داشته باشد و در زلزله‌های کم قدرت، اگرچه ممکن است آسیبی به بنای رصدخانه وارد نشود ولی تغییرات جزئی در تنظیم پولار تلسکوپ باعث خرابی عکس‌هایی که با نوردهی بالا گرفته می‌شوند، می‌گردد. پس بررسی لرزه‌ای مناطق یکی از پارامترهای مهم در مکانیابی به شمار می‌رود که این کار با استفاده از مجموعه اطلاعات لرزه‌ای ایران قابل انجام می‌باشد^[۶]. مطالعات ما نشان می‌دهد که به طور کلی استان کردستان جزو استانهای کم لرزه خیز کشور می‌باشد. شهرهای استان کردستان را از نظر کمتر لرزه خیز بودن می‌توان به ترتیب سنندج، سقز، بانه، مریوان، قروه، کامیاران و بیجار دسته بندی کرد.

مراجع

- [۱] هوا و اقلیم شناسی، تهیه و تدوین امین علیزاده و همکاران، انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد، چاپ اول، پاییز ۱۳۷۴.
- [۲] هواشناسی عمومی، تألیف هاریس رابرتس بازیر، ترجمه تاج الدین بنی هاشم و همکاران، مرکز نشر دانشگاهی تهران، چاپ اول، ۱۳۷۷.
- [۳] سعدالله نصیری قیداری، گزارش مرحله‌ای مکان‌یابی رصدخانه ملی ایران، چاپ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، خرداد ۱۳۸۳.
- [۴] عباس عابدینی، پایان نامه کارشناسی ارشد، استاد راهنمای: نصیری قیداری سعدالله، مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، مرداد ۱۳۸۱.
- [۵] سایت اداره کل هواشناسی استان کردستان (www.kurdistanmet.ir)
- [۶] لرزه خیزی ایران، تألیف دکتر محسن پور کرمانی و مهندس مهران آرین، انتشارات دانشگاه شهید بهشتی، چاپ اول، ۱۳۷۷.

پاسخ‌های تحلیلی جریان برافراش غیرتقارن محوری با غلبه‌ی پهن رفت

مصطفی، علیرضا؛ فاقعی، کاظم

دانشگاه مازندران، گروه فیزیک

چکیده

در اینجا جریان برافراش غیرتقارن محوری با غلبه‌ی پهن رفت را که وشکسانی باعث تلاطم و اتلاف انرژی گاز در حال برافراش می‌باشد را مورد مطالعه قرار داده‌ایم، که برای ضریب وشکسانی سینماتیک آن توصیف α را در نظر گرفته‌ایم. معادلات را در یک دستگاه مختصات کروی نوشته و از ساختار عمودی و تحول زمانی فرص صرفنظر کرده‌ایم. برای معادلات حاکم بر سیستم یک دسته پاسخ‌های خود مشابهی یافته‌ایم که رفتار شعاعی گاز در حال برافراش را معین می‌کنند. با مشخص شدن رفتار شعاعی گاز، به یک دسته معادلات دیفرانسیل دست پیدا می‌کنیم که آنها بصورت تحلیلی قابل حل می‌باشند و نتایج بدست آمده برای چگالی و سرعت شعاعی، بشدت به γ ، α و f وابسته می‌باشند، بطوریکه با کاهش کسر باقیمانده‌ی انرژی در گاز، افزایش متوسط سرعت برافراش، متوسط چگالی و همچنین افزایش دامنه‌ی انحراف از مقدار متوسط سرعت برافراش و چگالی را شاهد هستیم و فشار هیچگونه وابستگی سنتی را نشان نمی‌دهد.

مقدمه

مسئله‌ی برافراش بر روی یک جسم فشرده اساس بسیاری از پدیده‌های اختوفیزیکی می‌باشد. در سال‌های اخیر نوعی از قرص‌های برافراشی مورد مطالعه قرار گرفته است که انرژی آزاد شده از طریق فرآیندهای اتلاف، در گاز در حال برافراش گرفتار می‌شود و در نتیجه بیشتر انرژی تولیدی بر روی جرم مرکزی شارش می‌یابد. این نوع از قرصها به "جریان برافراش با غلبه‌ی پهن رفت" معروف می‌باشند و سیال توانایی سردشوندگی خوبی ندارد. چنین جریان‌هایی در مدل‌های ارائه شده برای لایه‌های مرزی در متغیرهای کاتالیسمیک با برافراش پایین (Popham et al., 1993) و در ستارگان پیش رشته اصلی با برافراش بالا (Narayan&Popham,1993) یافت شده است. همچنین شرایط غلبه‌ی پهن رفت ممکن است در بخش‌های داخلی اطراف ستارگان نوترونی و سیاهچاله‌ها رخ بدهد. برافراش آدیاباتیک با تقارن کروی توسط (1952) Bondi حل شده است. همچنین مطالعات زیادی با فرض تقارن محوری انجام شده است (عنوان مثال، Narayan & Yi 1995, Ogilvie 1999, Shadmehri 2004). Dodd & McCrea (1952) اولین کسانی بودند که برافراش با ناتقارن محوری را مورد بررسی قرار دادند. در اینجا ما گاز در حال برافراش ایستای غیر چرخان با غلبه‌ی پهن را که وشکسانی باعث تلاطم و اتلاف انرژی در آن می‌باشد را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. بدین ترتیب با صرفنظر کردن از ساختار عمودی گاز در حال برافراش و نیروی وشکسانی سنتی، بدنبال بررسی رفتار شعاعی و سنتی چگالی، فشار و سرعت برافراش گاز هستیم.

فرمولبندی

با توجه به مسئله‌ی مطرح شده رفتار چنین سیالی را می‌توان با استفاده از معادلات نویر استوکس مورد مطالعه قرار داد. برای سادگی از خودگرانشی و رفتار نسبیتی گاز چشم‌پوشی می‌کنیم، معادلات چنین سیستمی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} \right] = -\frac{GM}{r^2} - \vec{\nabla} P + \frac{1}{4\pi} \vec{J} \times \vec{B} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} P + \gamma P \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = (\gamma - 1)(Q_{visc} - Q_{cool}) \quad (3)$$

که ترتیب چگالی، سرعت، فشار و تانسور و شکسانی می باشند. Q_{visc} آهنگ تولید گرما توسط شکسانی، Q_{cool} انرژی خروجی از طریق سردشوندگی تابشی و γ اندیس آدیاباتیک می باشند. ما فرض می کنیم که کسری از اتلاف و شکسانی که از طریق سردشوندگی تابشی از گاز در حال برافراش از سیستم خارج می شود برابر $(1-f)Q_{visc}$ می باشد که f یک ثابت می باشد. بدین ترتیب اختلاف بین انرژیهای اتلاف و سردشوندگی تابشی کسر ثابتی از انرژی اتلاف می باشد

$$Q_{visc} - Q_{cool} = f Q_{resis} \quad (4)$$

هرچه f به سمت یک میل کند، سیال به سمت حداقل سردشوندگی تابشی و افزایش پهن رفت پیش می رود و در مقابل اگر f به سمت صفر میل کند، سیال به سمت حداکثر سردشوندگی تابشی و حداقل پهن رفت پیش می رود.

معادلات فوق را در یک دستگاه مختصات کروی (r, θ, φ) و در سطح استوایی $\theta = \frac{\pi}{2}$ می نویسیم و به علت اینکه گاز در حال برافراش را ایستا درنظر گرفته ایم، از جملات با وابستگی θ و t چشم پوشی می کنیم. بنابراین تمامی کمیت های فیزیکی به r و φ وابسته می باشند. بنابراین معادلات (۱) تا (۴) را می توان به شکل زیر نوشت

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) = 0 \quad (5)$$

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{GM_*}{r^2} \right] + \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[2\rho V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{2\rho v}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\rho v}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right] + 4\rho v \frac{\partial}{\partial r} (r V_r) \quad (6)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \varphi} = 0 \quad (7)$$

$$V_r \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\gamma P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) = 2f(\gamma - 1) \rho v \left\{ \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_r}{r} \right)^2 + \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right)^2 - \frac{1}{3r^4} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \right]^2 \right\} \quad (8)$$

که $v = \alpha \frac{P}{\rho \Omega}$ ضریب و شکسانی سینماتیک است که برای آن توصیف α ارائه شده توسط

$$\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}} \quad \text{Shakura \& Sunyaev (1973)}$$

می باشند. از معادله (۳) فشار تنها وابسته به شعاع $P(r, \varphi) = P(r)$ بددست می آید، که ناشی از صرفنظر کردن نیروی و شکسانی برشی در راستای φ می باشد. برای حل معادلات فوق در ابتدا باید آنها را بدون بعد کنیم، بدین منظور متغیرهای بدون بعد زیر

$$\rho \rightarrow \hat{\rho} \rho, \quad r \rightarrow \hat{r} r, \quad V_r \rightarrow \sqrt{\frac{GM_*}{\hat{r}}} V_r, \quad p \rightarrow (\hat{\rho} \hat{V}^2) p$$

را تعریف می کنیم. تحت تبدیلات فوق و با استفاده از توصیف α و معادله (۷)، معادله (۵) تغییر نمی کند و معادلات (۶) و (۸) به شکل زیر بددست می آیند

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \right] + \frac{dP}{dr} = 2\alpha \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{3/2} P \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{P}{3r^{1/2}} \frac{\partial (r^2 V_r)}{\partial r} \right] + \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[r^{1/2} P \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right] + 4\alpha r^{3/2} P \frac{\partial (r V_r)}{\partial r} \quad (9)$$

$$V_r \frac{dP}{dr} + \frac{\gamma P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) = 2\alpha f(\gamma - 1) r^{3/2} P \left\{ \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_r}{r} \right)^2 + \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right)^2 - \frac{1}{3r^4} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \right]^2 \right\} \quad (10)$$

حل خود- مشابهی

برای حل خود- مشابهی معادلات (۵)، (۹) و (۱۰) کمیتهای خود- مشابهی را به صورت زیر تعریف می کنیم

$$\rho(r, \varphi) = \frac{\rho(\varphi)}{r^{\delta_1}}, \quad P(r) = \frac{P_0}{r^{\delta_2}}, \quad V_r(r, \varphi) = \frac{V_r(\varphi)}{r^{\delta_3}} \quad (11)$$

با قرار دادن کمیتهای خود- مشابهی فوق در معادلات (۵)، (۹) و (۱۰) و با برابر قرار دادن توانهای r و پس از ساده سازی به نتایج زیر می رسیم

$$\delta_1 = \frac{3}{2}, \quad \delta_2 = \frac{5}{2}, \quad \delta_3 = \frac{1}{2} \quad (12)$$

$$\rho(\varphi) \left[1 - \frac{(V(\varphi))^2}{2} \right] - \frac{5}{2} P_0 = -8\alpha P_0 V(\varphi) + \alpha P_0 \frac{d^2 V(\varphi)}{d\varphi^2} \quad (13)$$

$$\left(\frac{dV(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 = \left[\frac{3\gamma - 5}{2\alpha(\gamma - 1)f} \right] \cdot V(\varphi) - 3 \cdot (V(\varphi))^2 \quad (14)$$

حل تحلیلی معادله (۱۴) چهار جواب را بدست می دهد که ترکیب خطی این چهار جواب بصورت زیر می باشد

$$V(\varphi) = \left[\frac{3\gamma - 5}{12\alpha(\gamma - 1)f} \right] \cdot [V_1 + V_2 \cdot \sin(\sqrt{3}(\varphi - \varphi_0))] \quad (15)$$

که V_1 ، V_2 و φ_0 ثوابت انتگرالگیری می باشند. با توجه به اینکه $V(\varphi + 2\pi)$ با $V(\varphi)$ برابر می باشد، می توان ثابت

سرعت متوسط برافزایش گاز در یک شاع اختیاری می باشد که به اندیس φ_0 را بدست آورد. V_1 آدیباتیک، آلفا و کسر باقیماندهی انرژی در گاز وابسته می باشد. همانطور که انتظار داریم، معادله (۱۵) بیان می کند، هرچه کسر

حال برافزایش از V_1 می باشد. همانطور که انتظار داریم، معادله (۱۵) بیان می کند، هرچه کسر

باقیماندهی انرژی در گاز افزایش یابد، گاز با سرعت بیشتری برافزایش می کند. با استفاده از معادله (۱۴) می توان $\rho(\varphi)$ را به شکل زیر بدست آورد

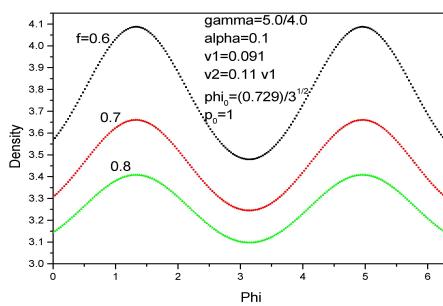
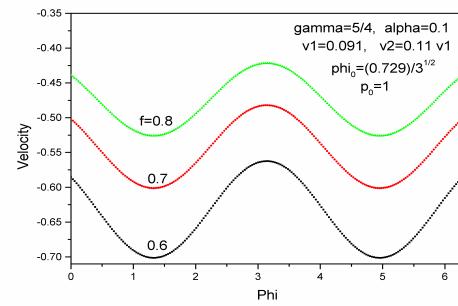
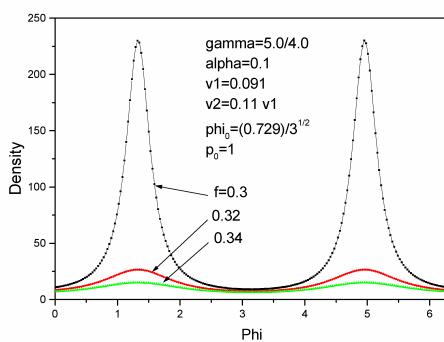
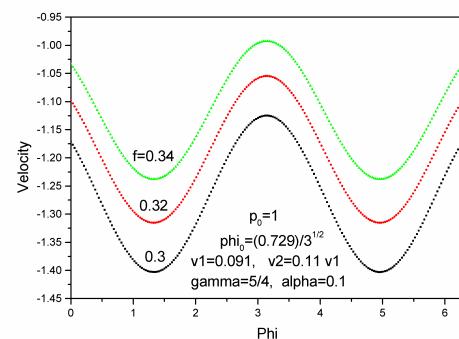
$$\rho(\varphi) = \left[\frac{5}{2} P_0 - 8\alpha P_0 V(\varphi) + \alpha P_0 \frac{d^2 V(\varphi)}{d\varphi^2} \right] \times \left[1 - \frac{(V(\varphi))^2}{2} \right]^{-1} \quad (16)$$

همانطور که شکل های (۱)-(۴) دیده می شود، کسر باقیماندهی انرژی در گاز بر مقدار متوسط چگالی و سرعت در شاع r و هم بر انحراف از این متوسط تاثیر یکسانی می گذارد. بدین ترتیب که با کاهش f ، گاز با متوسط سرعت بیشتری فروریزش می کند و همچنین متوسط چگالی افزایش می یابد. بعلت شکست تقارن محوری، انحرافاتی وابسته به زاویه ای سمتی را برای متوسط سرعت و چگالی شاهد هستیم که با کاهش کسر باقیماندهی انرژی در گاز (f) دامنه ای انحرافات افزایش می یابد. در زوایایی که گاز با سرعت بیشتری فروریزش می کند، افزایش چگالی را نیز شاهد هستیم.

نتیجه گیری

در این بررسی جریان برافزایش شبکه کروی غیر چرخان و غیر تقارن محوری را که کسری از انرژی تولید شده بوسیله ای و شکسانی در گاز در حال برافزایش باقی می ماند را مورد مطالعه قرار دادیم. برای معادلات حاکم بر سیستم

یک دسته پاسخ‌های خود مشابهی یافتیم که رفتار شعاعی چگالی، فشار و سرعت شعاعی را معین می‌کند که مشابه با کارهای انجام شده در حالت تقارن محوری می‌باشد (Narayan & Yi 1995, Shadmehri 2004). با مشخص شدن رفتار شعاعی کمیتهای فیزیکی، معادلات دیفرانسیل به روش تحلیلی قابل حل هستند که رفتار سمتی کمیتهای فیزیکی را بیان می‌کند، بطوریکه فشار ثابت بوده و چگالی و سرعت شعاعی بشدت وابسته به γ ، f ، α و زاویه ϕ می‌باشد. شکست تقارن محوری باعث انحرافاتی در چگالی و سرعت شعاعی از مقدار متوسط آنها می‌شود که رفتار سینوسی را برای سرعت شعاعی و رفتار شبیه سینوسی را در حالت نزدیک به یک f برای چگالی شاهد هستیم. کاهش f باعث افزایش متوسط سرعت شعاعی و دامنه انحراف از سرعت می‌شود، به عبارت دیگر هرچه سردشوندگی گاز بیشتر باشد گاز با سرعت بیشتری برافزایش می‌کند. همچنین کاهش f باعث افزایش متوسط چگالی و انحراف از حالت متوسط می‌شود، به بیان دیگر هرچه سردشوندگی گاز بیشتر باشد گاز چگالتر می‌شود.

شکل (۲): نمایه‌های چگالی برای مقادیر مختلف f شکل (۱): نمایه‌های سرعت برای مقادیر مختلف f شکل (۴): نمایه‌های چگالی برای مقادیر مختلف f شکل (۳): نمایه‌های سرعت برای مقادیر مختلف f

مرجع‌ها

- [1] Bondi, H., 1952, *MARAS*, **112**, 195
- [2] Dodd, K.N. and McCrea, W.J., 1952. *MNRAS* **112**, 205
- [3] Narayan, R., & Popham, R., 1993, *Nature*, **362**, 820
- [4] Narayan, R., & Yi, I., 1995, *ApJ*, **444**, 231
- [5] Ogilvie, G. I., 1999, *MNRAS*, **306**, L9
- [6] Popham, R., Narayan, R., Hartmann, L., & Kenyon, S., 1993, *ApJ*, **415**, L127
- [7] Shadmehri, M., 2004, *A&A*, **424**, 379
- [8] Shakura, N. I., Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, **24**, 337

وابستگی زمانی برافزایش شبکه کروی چرخانِ مغناطیسی پلیتروپ

خاصالی، علیرضا، فاقعی، کاظم

دانشگاه مازندران، گروه فیزیک

چکیده

در اینجا تحول زمانی برافزایش شبکه کروی همراه با تاثیر میدان مغناطیسی و وشکسانی مورد بررسی قرار گرفته است، بدین صورت که معادلات وابستگی زمانی برافزایش، در یک مدل یک بعدی نوشته شده‌اند و از وابستگی به θ و φ جریان صرفنظر شده است و برای ضریب وشکسانی سینماتیک مدل آلفا را بکار برده‌ایم. برای معادلات حاکم بر سیستم، یک دسته حل‌های خودمشابهی یافته‌ایم که رفتار دینامیکی مؤلفه‌های سرعت، میدان مغناطیسی، چگالی و فشار را معین می‌کنند و با مشخص شدن رفتار دینامیکی کمیتهای فیزیکی به یک دسته معادلات دیفرانسیل می‌رسیم، که می‌توان با حل عددی معادلات دیفرانسیل بادست آمده به رفتار شعاعی کمیتهای فیزیکی نیز پی برد.

مقدمه

بیشتر پدیده‌های پرانرژی در جهان توسط انرژی پتانسیل گرانشی قوت می‌گیرند که می‌توانند از طریق برافزایش، انرژی را آزاد نمایند. پتانسیل گرانشی می‌تواند ناشی از اجرام بسیار فشرده و پر جرمی که در مرکز کهکشانها متمرکز شده‌اند باشد. اجرام ستاره‌ای بسیار جوانی که توسط گاز محدودی که از فرو ریزش ابراولیه محاصره شده‌اند نیز به عنوان یک منبع گرانشی مهم مطرح می‌باشند. در تمامی اینگونه موارد، مواد بوسیله جرم فشرده مرکزی در حال برافزایش می‌باشند و انرژی پتانسیل به شکل تابش و گرما آزاد می‌شود.

گاز وشکسان چرخان در حال برافزایش بر روی یک جسم فشرده را Ogilvie (1999) بدون در نظر گرفتن میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار داده است. در اینجا ما اثر میدان مغناطیسی را در سیستم ارائه شده توسط (Ogilvie 1999)، همراه با معادله پلیتروپ که جایگزین معادله انرژی شده است، مورد بررسی قرار داده‌ایم.

فرمولبندی

با توجه به یونیدگی سیال و اهمیتی که میدان مغناطیسی در پدیده‌های اخترفیزیکی بویژه در قرص‌های برافزایشی دارد، رفتار ماکروسکوپی چنین جریان‌هایی را می‌توان با استفاده از معادلات مغناطوهیدرودینامیک مورد مطالعه قرار داد. برای سادگی از خودگرانشی و رفتار نسبیتی قرص چشم‌پوشی می‌کنیم. معادلات در یک دستگاه مختصات کروی (r, θ, φ) و در سطح استوایی $\frac{\pi}{2}$ نوشته شده است و از جملات با وابستگی به θ و φ صرفنظر شده است.

بنابراین تمامی کمیت‌های فیزیکی به r و t وابسته می‌باشند. معادلات حاکم بر چنین سیستمی عبارتند از:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{GM_*}{r^2} = \frac{V_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi}{4\pi r\rho} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \quad (2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial(rV_\phi)}{\partial t} + V_r \frac{\partial(rV_\phi)}{\partial r} \right] = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[v\rho r^4 \frac{\partial(r^{-1}V_\phi)}{\partial r} \right] \quad (3)$$

$$p = K\rho^\gamma \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r B_\phi) = 0 \quad (5)$$

که $\nu = \alpha \frac{P}{\rho \Omega}$ ضریب وشکسانی سینماتیک است که برای آن توصیف α ارائه شده توسط

$$\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}} \quad \text{Shakura & Sunyaev (1973)}$$

می‌باشد. برای حل معادلات فوق در ابتدا باید آنها را بدون بعد کنیم، بدین منظور متغیرهای بدون بعد زیر

$$\rho \rightarrow \hat{\rho}\rho, p \rightarrow \hat{p}p, V_{r,\phi} \rightarrow \hat{V}V_{r,\phi}, r \rightarrow \hat{r}r, B_\phi \rightarrow \hat{B}B_\phi, t \rightarrow \hat{t}t$$

که

$$\hat{V} = \sqrt{\frac{GM_*}{\hat{r}}} = \frac{\hat{r}}{\hat{t}}, \quad \hat{t} = \frac{1}{\sqrt{4\pi G \hat{\rho}}}, \quad \hat{p} = \hat{B}^2 = \hat{\rho} \hat{V}^2$$

می‌باشد، را تعریف می‌کنیم و با توجه به ثوابت فوق $K = \frac{GM_*}{\hat{r} \hat{\rho}^{\gamma-1}}$ بدست می‌آید. تحت تبدیلات فوق و با استفاده از

توصیف α ، معادلات (۱) و (۵) تغییر نمی‌کنند و معادلات (۲) و (۳) به شکل زیر بدست می‌آیند

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \rho^{\gamma-2} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r^2} = \frac{V_\phi^2}{r} - \frac{B_\phi}{4\pi r \rho} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) \quad (6)$$

$$\rho \left[\frac{\partial(rV_\phi)}{\partial t} + V_r \frac{\partial(rV_\phi)}{\partial r} \right] = \frac{\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho^\gamma r^{11/2} \frac{\partial(r^{-1}V_\phi)}{\partial r} \right] \quad (7)$$

حل خود- مشابهی

برای حل خود- مشابهی معادلات (۱)، (۵)، (۶) و (۷) متغیر خود- مشابهی η را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\eta = \frac{r}{(t - t_0)^{2/3}} \quad (8)$$

که $t < t_0$ می‌باشد. متغیر خود- مشابهی فوق رفتار زمانی کمیتهای فیزیکی را بصورت زیر بدست می‌دهد:

$$\rho(r, t) = (t - t_0)^{-\frac{2}{3(\gamma-1)}} R(\eta) \quad (9)$$

$$V_r(r, t) = (t - t_0)^{-1/3} V(\eta) \quad (10)$$

$$V_\phi(r, t) = (t - t_0)^{-1/3} \Phi(\eta) \quad (11)$$

$$B_\phi(r, t) = (t - t_0)^{-\frac{\gamma}{3(\gamma-1)}} B(\eta) \quad (12)$$

با مشخص شدن رفتار زمانی کمیتهای فیزیکی سیستم، معادلات (۱)، (۵)، (۶) و (۷)، پس از ساده‌سازی به دسته معادلات دیفرانسیل زیر تبدیل می‌شوند:

$$-\frac{2}{3(\gamma-1)} R - \frac{2}{3} \frac{dR}{d\eta} + \frac{1}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} (\eta^2 R V) = 0 \quad (13)$$

$$-\frac{V}{3} - \frac{2\eta}{3} \frac{dV}{d\eta} + V \frac{dV}{d\eta} + R^{\gamma-2} \frac{dR}{d\eta} + \frac{1}{\eta^2} = \frac{\Phi^2}{\eta} - \frac{B}{4\pi R\eta} \frac{d}{d\eta}(\eta B) \quad (14)$$

$$-\frac{\eta}{3} \Phi R - \frac{2\eta^2 R}{3} \frac{d\Phi}{d\eta} + RV \frac{d}{d\eta}(\eta\Phi) = \frac{\alpha}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} \left[R^\gamma \eta^{11/2} \frac{d}{d\eta}(\Phi \eta^{-1}) \right] \quad (15)$$

$$-\frac{\gamma}{3(\gamma-1)} B - \frac{2\eta}{3} \frac{dB}{d\eta} + \frac{1}{\eta} \frac{d}{d\eta} [\eta VB] = 0 \quad (16)$$

همانطور ملاحظه می‌شود رفتار زمانی و شعاعی گاز در حال برافزایش به مقدار γ وابسته می‌باشد. عنوان مثال برای $\gamma = 5/3$ رفتار زمانی چگالی و میدان مغناطیسی نیز بصورت زیر بدست می‌آیند

$$\rho(r,t) = (t - t_0)^{-1} R(\eta) \quad (17)$$

$$B_\phi(r,t) = (t - t_0)^{-5/6} B(\eta) \quad (18)$$

معادلات (۱۳)–(۱۶) رفتار شعاعی گاز در حال برافزایش را برای ما معین می‌کند، که می‌توان با استفاده از شرایط مرزی مناسب به روش عددی حل نمود.

نتیجه‌گیری

معادلات وابستگی زمانی برافزایش شبکه‌کروی همراه با تاثیر میدان مغناطیسی بر جریان برافزایشی همراه با در نظر گرفتن و شکسانی سیال عنوان عامل تلاطم مورد تحقیق قرار گرفته است. در اینجا برای ضریب و شکسانی سیال توصیف آلفا را بکار برده‌ایم. معادلات حاکم بر سیستم به روش نیمه تحلیلی خود- مشابهی حل شده است، که رفتار دینامیکی مؤلفه‌های سرعت، میدان مغناطیسی، چگالی و فشار را برای ما معین می‌کنند. با مشخص شدن رفتار دینامیکی کمیت‌های فیزیکی، به یک دسته معادلات دیفرانسیل می‌رسیم که می‌توان با استفاده از شرایط مرزی مناسب، به رفتار شعاعی کمیت‌های فیزیکی گاز در حال برافزایش نیز پی برد.

مرجع‌ها

1. Ogilvie, G. I., 1999, *MNRAS*, **306**, L9
2. Shakura, N. I., Sunyaev R.A., 1973, *A&A*, **24**, 337

ناپایداری گرمایی غیر خطی در ابرهای مولکولی و شکل گیری کپه های کوچک

مصطفی علیرضا؛ تزاد اصغر، محسن محمدی، حسینعلی

گروه فیزیک دانشگاه مازندران

چکیده

ناپایداری گرمایی یکی از عوامل موثر تشکیل کپه ها در ابرهای مولکولی می باشد. فرآیند پخش دو قطبی به عنوان عامل گرمایش محیط و تضعیف کتنه میدان مغناطیسی شناخته شده است. در این پژوهش با وجود شرایط مرزی مناسب ابر مولکولی لایه ای، دستگاه معادلات دیفرانسیل غیر خطی حاصل از حل خود مشابهی را بصورت عددی حل نمودیم. نتایج نشان می دهد که افزایش چگالی ابر در لایه های مرکزی آن همراه با کاهش چگالی در لایه های خارجی ابر لایه ای می باشد.

مقدمه

کپه به مناطقی از یک ابر مولکولی اطلاق می شود که چگالی در آن نواحی بیشتر است. مشاهدات رصدی وجود چنین مناطقی را تایید می کنند. تصویر برداش مستقیم از CO¹² در ابرهای نسبتاً کوچک زیر ساختارهایی تا مرتبه 0.01 pc و جرم تقریباً $0.01M_{\text{sun}}$ را آشکار می کند [1]. علت شکل گیری این کپه ها یکی از مباحث تحقیقات در اخت فیزیک به حساب می آید. از آنجایی که جرم این توده های کوچک در حد جرم جیز نمی باشد لذا گرمایش نا متقاض ناپایداری حرارتی فرآیندهای فیزیکی موثر در شکل گیری ابرهای کوچک باشند.

ساختار یک ابر مولکولی برای مدت تقریباً 1 Myr ثابت می باشد [2]. مقیاس زمانی ناپایداری گرمایی در ابرهای مولکولی $10^4 - 10^3$ سال است [3]. ناپایداری گرمایی، مکانیزم مهمی در ایجاد زیر ساختارهای وحشی تلاطم می باشد [4,5]. از این لحاظ می توان ناپایداری حرارتی را عامل مهمی در شکل گیری کپه ها به حساب آورد [6]. با انتخاب الگوی یک بعدی از ابر مولکولی به صورت لایه های موازی و با در نظر گرفتن اثر خود- گرانش ذرات خنثی و فرآیند پخش دو قطبی در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت، پاسخ های خود مشابهی را بدست آوردهیم [8]. در این مقاله، با داشتن مقادیر اولیه و شرایط مرزی مناسب، به دنبال حل دستگاه معادلات دیفرانسیل غیر خطی و یافتن رفتارهای کامل و دقیقتری از کمیت های فیزیکی ابر هستیم.

فرمولبندی مساله

ابر های مولکولی گازی شامل اتم ها و مولکولهای خنثی، یونهای اتمی و مولکولی والکترون ها می باشد. فرض می کنیم که محیط به صورت یک بعدی در راستای Z بوده و به طور جزیی یونیده شده است. ابر مولکولی را به صورت صفحات موازی با خطوط میدان مغناطیسی در نظر می کیریم. با این توصیف معادلات اساسی به صورت زیر خواهد بود [7]

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{du}{dt} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{B}{\rho} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (BV_d) \quad (3)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{R}{\mu} \rho \frac{dT}{dt} - \frac{R}{\mu} T \frac{d\rho}{dt} + \rho \Omega = 0 \quad (4)$$

$$P - \frac{R}{\mu} \rho T = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial g}{\partial z} = -4\pi G \rho \quad (6)$$

با بکارگیری مختصات لاغرانژی، تبدیل معادلات از شکل اویلری به لاغرانژی و فرض تعادل مغناطو هیدرواستاتیک، معادلات مساله را ساده تر کرده سپس با تعریف کمیتهای بدون بعد آنها را بدون بعد ساختیم. و چون معادلات دیفرانسیل مساله از نوع مشتقات جزیی بودند با تعریف متغیر ζ بصورت

$$\zeta = \frac{\sigma}{(t_0 - t)^n} \quad (7)$$

و انجام تبدیلات خود مشابه، داریم:

$$\zeta = \frac{\sigma}{(t_0 - t)^2} \quad (8)$$

$$z(\sigma, t) = (t_0 - t)^4 z(\zeta), \quad \rho(\sigma, t) = (t_0 - t)^{-2} \rho(\zeta) \\ B(\sigma, t) = (t_0 - t)^2 B(\zeta), \quad T(\sigma, t) = (t_0 - t)^6 T(\zeta) \quad (9)$$

که در آن B, Z, ρ و T از دستگاه معادلات

$$\frac{dz}{d\zeta} = \frac{1}{\rho} \quad (10)$$

$$B^2 + \rho T + \zeta^2 = 1 \quad (11)$$

$$-4 \frac{B}{\rho} + 2\zeta \frac{d}{d\zeta} \left(\frac{B}{\rho} \right) = \frac{d}{d\zeta} \left(\frac{B^2}{\rho^{1/2}} \frac{dB}{d\zeta} \right) \quad (12)$$

$$\frac{A}{\gamma-1} \left(2\zeta \rho \frac{dT}{d\zeta} - 6\rho T \right) - A \left(2\zeta T \frac{d\rho}{d\zeta} + \rho T \right) \quad (13)$$

$$+ \Lambda C^{\delta+1} T_0^\beta \rho^{(-2\delta-2)} T^{\delta\beta} - \Gamma_0 C^{-1.5} \rho^3 = 0$$

پیروی می کنند. شرط "نایابداری گرمایی" به صورت $2\delta + 5 = 6\beta$ بدست آمد [۸]. حال، دستگاه معادلات فوق با داشتن مقادیر اولیه و شرایط مرزی زیر

- در $\sigma = 0$ داریم: $z(\zeta) = 0$ ، یعنی در $\zeta = 0$ داریم: $\zeta = 0$

- در $\sigma = 0$ داریم: $\frac{\partial B}{\partial \zeta} = 0$ ، یعنی در $\zeta = 0$ داریم: $\frac{\partial B}{\partial \sigma} = 0$

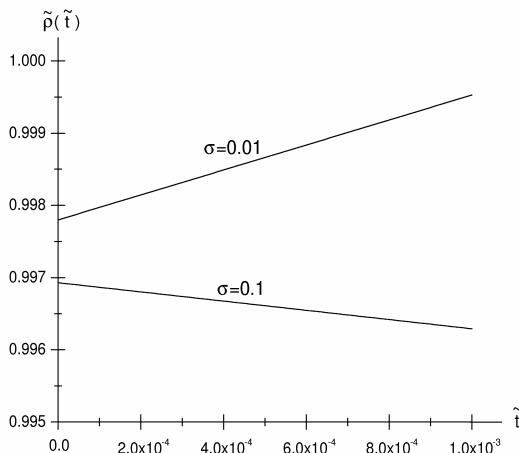
به روش odeint و با خطای از مرتبه -10 حل می شوند. پس از رسم نمودارهای $(\zeta, \rho(\zeta))$, $(\zeta, B(\zeta))$, $(\zeta, Z(\zeta))$ و $(\zeta, T(\zeta))$ بر حسب ζ ، توابع برازش شده مربوط به هر کدام از این کمیت ها بصورت زیر می باشند.

$$Z(\zeta) = -5.71E-4 + 0.12\zeta - 16\zeta^2 + 351510\zeta^3$$

$$B(\zeta) = 0.7 + (1.72E-8) \exp(\zeta / 0.005)$$

$$\begin{aligned}\rho(\zeta) &= 0.58 \exp(-\zeta/0.002) + 7.65 \exp(-\zeta/0.004) \\ T(\zeta) &= -0.007 + 4.47\zeta + 536430\zeta^2\end{aligned}\quad (15)$$

اکنون با جایگذاری ζ از رابطه (۸) در معادلات فوق و تعریف $x = \frac{t}{t_0}$ ، نمودار مربوط به چگالی در شکل (۱) رسم شده است.



شکل ۱: تغییرات چگالی بی بعد بر حسب زمان بی بعد.

نتیجه گیری

مادرایین مقاله ناپایداری گرمایی را به عنوان عامل شکل گیری کپه های کوچک در ابرهای مولکولی مورد بررسی قراردادیم. حل عددی دستگاه معادلات دیفرانسیل و درنظر گرفتن پاسخهای خود-مشابهی، نتایج جالبی در موردنظر چگالی، میدان مغناطیسی و دمای ابرهای مولکولی به ما داده است. رفتار زمانی چگالی ابرهای مولکولی نشان می دهد که مقدار آن در لایه های مرکزی رو به افزایش بوده و در لایه های خارجی رو به کاهش است. این رفتار در واقع کپه ای شدن را تایید می کند. رفتار زمانی مربوط به میدان مغناطیسی نیز کاهش اندازه آن در لایه های مختلف را نشان می دهد. همچنین دمای ابرهای مولکولی با گذشت زمان رو به کاهش است.

مرجع ها

- [1] Sakamoto S., Sunada K., 2003, *Astrophys. J.*, **594**, 340.
- [2] Vázquez-Semadeni E., Kim J., Shadmehri M. Ballesteros-Paredes J., 2005, *ApJ*, **618**, 344.
- [3] Gilden D.L., 1984, *Astrophys.J.* **283**, 679.
- [4] Burkert, A., Lin, D. N. C. 2000, *ApJ*, **537**, 270
- [5] Krutsuk, A. G., & Norman, M. L. 2004, *ApJ*, **601**, L55
- [6] Nejad-Asghar M., Ghanbari J., 2006, *AP&SS*, **332**, 243
- [7] Shu F., 1992, *the Physics of Astrophysics*, Vol II, p. 360

[۸]. کنفرانس فیزیک ایران، ۱۳۸۵، دانشگاه صنعتی شاهرود، صفحه ۸۷۲-۸۷۵

تفکیک آلگوریتمی ستاره های متغیر از نوع قیفاووسی و دوتایی ها

در داده های EROS I و MACHO

اربابی بیدگلی، سپهر^۱ یزدان فر، هانیه^۲ مونیه، مارک^۳ شوملینگ، فیلیپ^۴ راهوار، سهراب^۵

^۱ پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانشهای بنیادی

^۲ دانشگاه تربیت مدرس

Laboratoire de l'Accelerateur Lineaire, Paris ^۳

LPNHE-Paris et Universite Paris-7, Paris ^۴

^۵ دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

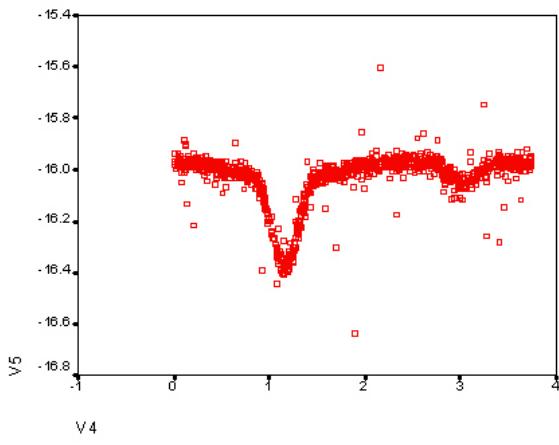
طی آزمایشهای جستجوی ماده تاریک کهکشانی مانند طرح های EROS و MACHO داده های گسترده ای شامل منحنی نوری چندین میلیون ستاره به دست آمده است. این داده ها منابع ارزشمندی برای مطالعه ستاره های متغیر هستند. بررسی آماری خواص ستاره های متغیر در این داده ها، نیازمند استخراج آنها از انبوه ستاره هایی است که در طی چند سال در این آزمایش ها جمع آوری شده اند که سپس لازم به طبقه بندی هستند. برای اجرای گام نخست این طرح یعنی استخراج ستاره های متغیر از مجموعه های بزرگ داده ها، یک آلگوریتم کامپیوتری توسط همکاران فرانسوی تهیه و با موفقیت بر داده های بخش اول داده های EROS I یعنی EROS اجرا شده است. گام دوم تفکیک آلگوریتمی نوع ستاره ها است که اینجا با دو روش متفاوت و مکمل یکدیگر نوشته شده و روی داده های EROS I و MACHO مورد آزمایش قرار گرفته است.

مقدمه

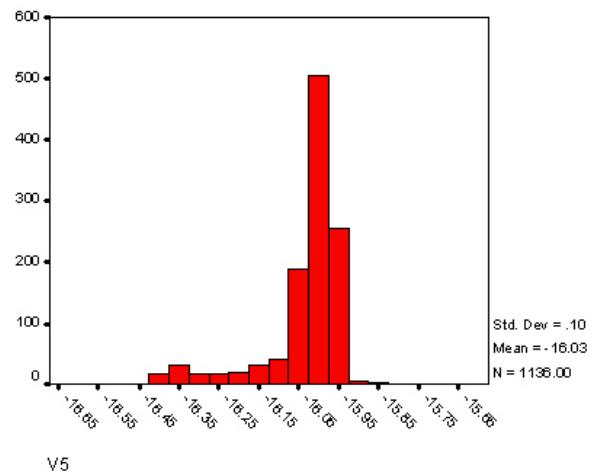
رصد طولانی مدت ستاره های ابرهای مازولانی و بازو های کهکشانی جهت یافتن اثر ریز همگرایی گرانشی با انگیزه یافتن ماده تاریک کهکشان در هاله به صورت اجرام فشرده صورت گرفت و تعداد اثرهای مشاهده شده کمتر از مقداری است که بتوان جرم هاله کهکشان را به آن نسبت داد^(۱). منحنی های نوری که در طی چند سال برنامه های نظیر (MACHO, EROS) به دست آمده اند داده های بسیار با ارزشی هستند که می توانند برای مطالعه انواع ستاره های متغیر و دو تایی مورد استفاده قرار بگیرند. گام اول چنین استفاده هایی تفکیک ستاره های متغیر از تعداد انبوهی از داده هاست که این کار توسط همکاران فرانسوی این طرح Marc Moniez و Philipe Schwemmling برای داده های مرحله اول آزمایش EROS به نام EROS I انجام شده است و در اختیار ما قرار گرفته است. این دو منجم از اعضای آزمایش EROS هستند و بخش دوم این داده ها که به مراتب تعداد ستاره های بیشتری را در بر می گیرد و برای هر ستاره نیز تعداد اندازه گیری های بیشتری دارد را در حال حاضر مورد بررسی قرارداده اند. گام بعدی بررسی آماری این داده ها تفکیک نوع ستاره هایی است که دارای منحنی نوری متغیر تناوبی هستند. در این طرح ابتدا داده های متغیر های شناسایی شده در مرحله اول از مجموعه داده های EROS I و MACHO شامل قیفاووسی، شلیاقی و دوتایی ها هستند مورد بررسی قرار گرفته اند. به این منظور دو روش تفکیک آلگوریتمی این دو نوع ستاره آمده و اجرا شده است. لازم به ذکر است که در مرحله اول بررسی، منحنی های نوری ستاره ها با یافتن دوره تناوبی آنها در امتداد محور زمان تا شده اند و داده های شدت به نسبت فاز در اختیار ما قرار گرفته اند.

روش اول تفکیک:

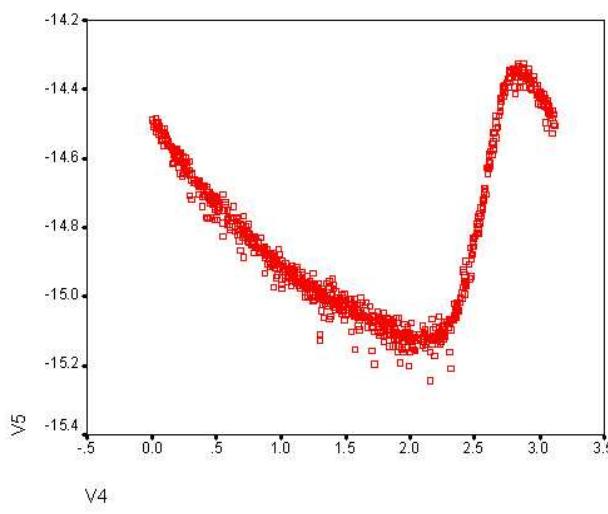
در روش اول تفکیک این ستاره ها از این خاصیت استفاده می شود که توزیع فراوانی شدت نور در ستاره های دوتایی گرفته با ستاره های متغیر قیفاووسی متفاوت است. همانطور که در شکل نشان داده شده است، شدت نور ستاره های دوتایی در مدت طولانی از دوران گردش آنها ثابت است و فقط در زمانی کاهاش می یابد که گرفت ستاره ها رخ می دهد. در مورد ستاره های متغیر قیفاووسی تغییر شدت تابش به صورت پیوسته رخ می دهد و در نتیجه توزیع فراوانی شدت شکل کاملاً متفاوتی دارد و فاقد قله ای است که در مقایسه بسیار برجسته باشد.



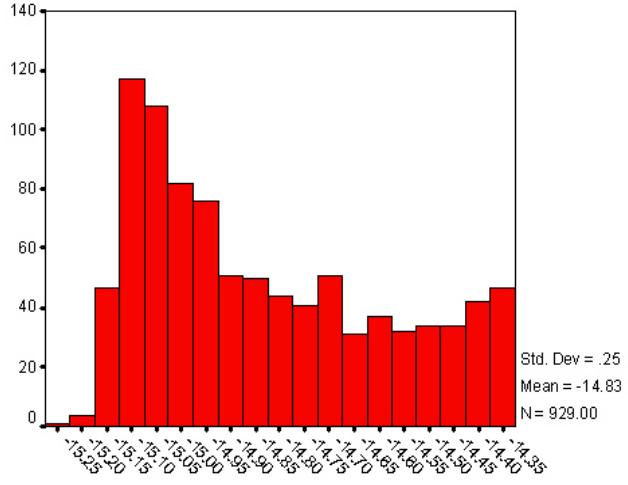
منحنی نوری ستاره دوتایی



توزیع فراوانی شدت تابش برای ستاره دوتایی



منحنی نوری ستاره متغیر قیفاووسی



توزیع فراوانی شدت تابش برای ستاره متغیر قیفاووسی

روش دوم تفکیک:

در روش دوم از شب منحنی نوری ستارگان متغیر و دوتایی استفاده شده و تفکیک انواع ستاره ها از طریق شمارش تغییر جهت شب صورت می گیرد. در این روش بازه منحنی نوری به ۲۰ قسمت تقسیم و در ابتدای هر قسمت بین ۵ نقطه اول میانگین گیری می شود. سپس بین دو میانگین بدست آمده متوالی شب را حساب می کنیم. برای منحنی نوری ستاره های دو تایی در فاصله زمانی هر یک از دو گرفت تغییر شب بارزی از منفی به مثبت اتفاق میفتد ولی در ستاره های قیف‌اووسی به علت شب کم منحنی نوری این ستارگان تغییر چشمگیری در شب محاسبه شده دیده نمی شود. در نهایت با شمارش تعداد تغییرات شب می توان نوع ستاره را مشخص نمود.

نتیجه گیری

در ادامه این طرح روش های قید شده روی داده هایی آزمایش می شود که نوع ستاره های متغیر در آنها به روشهای دیگری شناسایی شده است. این شناسایی در مورد ستاره های مرحله اول آزمایش EROS I توسط همکار فرانسوی این طرح، Philipe Schwemmling به وسیله چشم انجام شده است. داده هایی که از این طریق بررسی شده اند در حدود چند ۱۰،۰۰۰ ستاره را در بر می گیرند. انجام این شناسایی برای این تعداد به وسیله چشم هر چند طاقت فرسا است ولی غیر ممکن نیست. همچنین میزان خطای چشمی یک منجم ورزیده در تشخیص نوع ستاره بسیار کم است و باعث به دست آمدن یک مجموعه داده تفکیک شده با قابلیت اعتماد شده است. در مورد داده های EROS II انجام این روش غیر ممکن است، چون تعداد ستاره هایی که دارای شدت نور متغیر هستند به چند ۱۰۰،۰۰۰ خواهد رسید. خوشبختانه کیفیت و تعداد اندازه گیری در EROS II افزایش قابل توجهی یافته است. روش های تفکیکی که در این مقاله توصیف شده اند در صورتی که بتوانند در مورد داده های مرحله اول با کیفیت پاییتر جواب صحیح بدهند، در مورد داده های مرحله دوم از قابلیت تشخیص با اعتماد بیشتری برخوردار خواهند بود.

مرجع ها

16. Salvani, F., Schwemmling P., Moniez M., Zylberash S., Laboratoire de l'Accelerateur Lineaire internal report

جستجوی منابع قوی رادیویی گستردۀ در Dec 30- Dec 50

^۱- نوروزی صادق ^۲ عصاره حبیب الله ^۳ معتمدی نسب، امین

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه شهید چمران چمران *s_plasma@yahoo.com*

۲- عضو هیئت علمی دانشگاه شهید چمران اهواز *hasareh@yahoo.com*

۳- کارشناس ارشد فیزیک، دانشگاه شهید چمران چمران *motamed_am2000@yahoo.com*

چکیده:

در این مقاله با استفاده از تلسکوپ رادیویی موجود در دانشگاه شهید چمران اهواز تلاش در جهت شناسایی منابع قوی رادیویی در محدوده زاویه میلی(50° - 30°) شده است و نتایج حاکی از آنست که چهار منبع قوی با نامهای Cygnus loop و Cygnus X و NGC 7000 (pelican) و 3C84 شناسایی شده است. برای اطمینان حاصل از درستی نتایج، آنها با داده های رادیویی و نقشه های موجود مقایسه شده اند.

مقدمه:

تشعشع الکترومغناطیس، مهمترین عامل ایجاد ارتباط بین زمین و دیگر اجرام آسمانی می باشد. در سال ۱۶۰۹ اولین تلسکوپ اپتیکی و در سال ۱۹۳۱ اولین تلسکوپ رادیویی بوجود آمدند تا دریچه های دیگری از رازهای آسمان برای بشر گشوده شود.

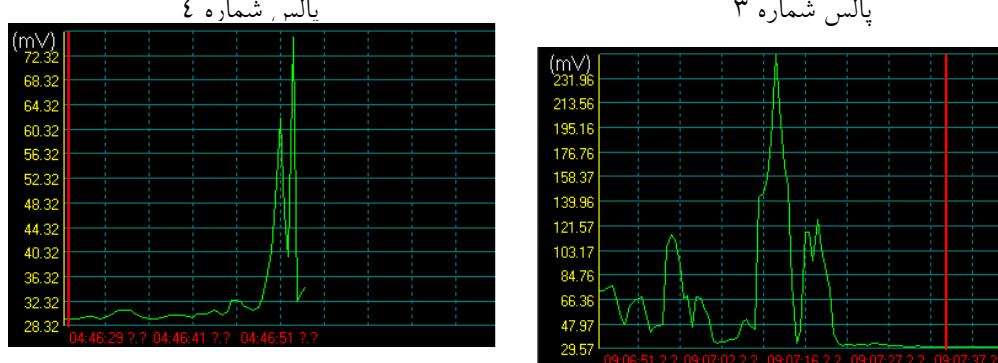
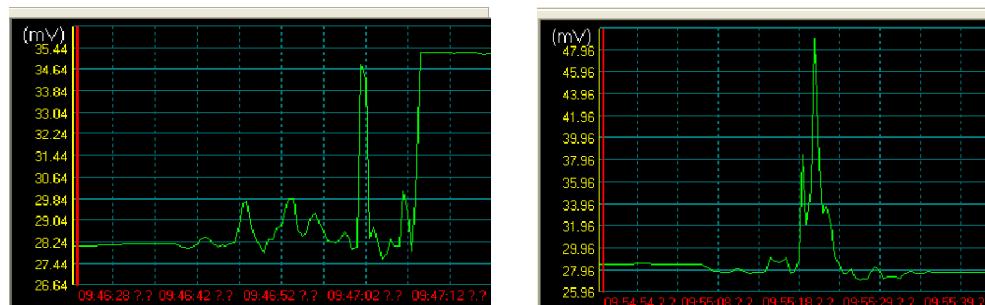
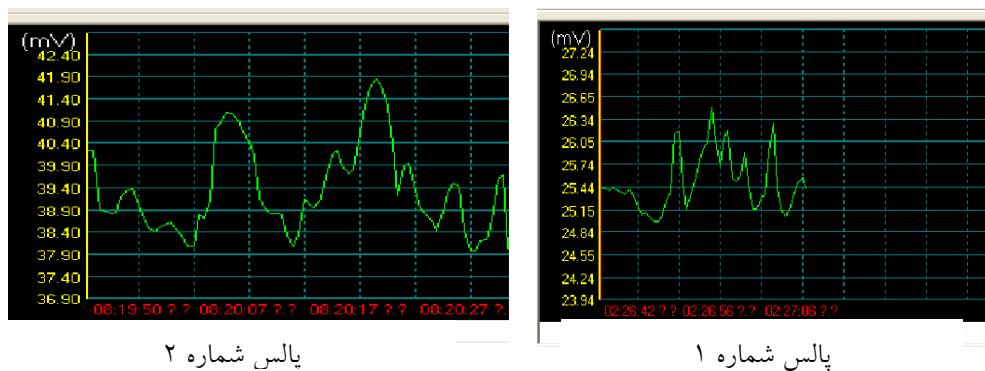
تشعشع رادیویی هم از درون کهکشان و هم از خارج کهکشان سرچشمه می گیرد. در کهکشان خودی، بقایای ابرنواختری، منابع قوی رادیویی اند و در بیرون از کهکشان، تشعشع فراوانی از دیگر کهکشان ها در یافت می کنیم. کهکشان های فعال، (AGN) منابع قوی رادیویی فرا کهکشانی هستند. از جمله این منابع می توان به کهکشان های سیفرت، کهکشان های رادیویی، اختر نماها و منابع عظیم گستردۀ هیدروژن یونیده (HII region) اشاره کرد. از کهکشان های سیفرت می توان 3C84 و از اخترنماها ، 3C273 و از کهکشان های رادیویی به A و از Cygnus X و از منابع گستردۀ به Cygnus X اشاره کرد [1].

شرح کار: تلسکوپ موجود در دانشگاه شهید چمران، یک آنتن سهموی با قطر تقریبی $4/5$ متر است که در

محدوده فرکانسی باند (C) یعنی (2GHz-5GHz) کار می کند. این تلسکوپ توانایی چرخش در دو جهت سمتی و ارتفاعی را دارد. دریافتی در باند این تلسکوپ 43.6 db است. قدرت تفکیک این دیش رادیویی با استفاده از روابط

بنیادی، در حدود 0.5^0 محاسبه شده است.^[2]

از آنجایی که توان تفکیک دستگاه پایین است، لذا امکان رصد منابعی با ساختار نقطه ای (Point Source) به طور کامل وجود ندارد. در این پروژه با استفاده از موقعیت خورشید در آسمان و همچنین با استفاده از خورشید به عنوان یک شاخص جهت کالیبراسیون دستگاه، در محدوده RA: 20h- 4h Dec 30- Dec 50 و آسمان جاروب گردید. این جستجو منجر به یافتن چند منبع قوی رادیویی شد. که شدت پالس ها تا حدود ۲/۵ برابر شاخص خورشید اندازه گیری شد. شیوه کار چنین بود که در این محدوده خاص، در زمان های کوتاه ولی متنابض مسیر میلی جاروب می شد؛ بدین معنی که در هر جاروب کردن فقط زاویه میلی تغییر داده می شد و در آن لحظه خاص زاویه بعد ثابت نگه می داشت. پالسهای بدست آمده از این منابع در زیر آورده شده است.



محور افقی محور زمان است و محور عمودی بر حسب اختلاف پتانسیل است که نمایانگر شار دریافتی است. از جمله موارد جالبی که در انجام این پروژه مورد بررسی قرار گرفت، جابجا شدن ظاهری پالس زمینه (Base noise) در شب نسبت به روز بود. همانگونه، که می‌دانیم یونسفر یکی از لایه‌های مهم جو زمین است که باز الکتریکی شدیدی بر آن حاکم است. علت وجود این بارها گستینگی پیوند میان اتمها توسط تابش خورشیدی است. شدت یونیزاسیون در تمام ارتفاعات یونسفر یکسان نیست. بنابراین در یونسفر لایه‌هایی با تراکم‌های مختلف بوجود آمده‌اند. وجود الکترون‌ها در یونسفر باعث بازتاب امواج رادیویی می‌شود. میزان تراکم الکترون‌ها در یونسفر به زاویه تابش خورشید بستگی دارد. به همین دلیل حداقل تراکم الکترون‌ها در نیمروز، و حداقل آن در شب هنگام مشاهده می‌شود [3]؛ بنابراین انتظار داریم که در شب هنگام با کاهش بازتاب، پالس زمینه آسمان نسبت به روز بالاتر قرار می‌گیرد. این امر در پالس‌های ۱ و ۲ مشخص است. نوشه در شکل ۱ که میان تشبع زمینه در روز است، و در روزهای متواتی، حدود ۲۵ میلی ولت است و همانگونه که در تصویر دوم دیده می‌شود، نوشه زمینه تا حدود $1/5$ برابر یعنی تا حدود ۳۸ میلی ولت افزایش یافته است.

در بهترین شرایط دستگاه، که خورشید فعالیت متوسطی داشته است، ماکریم شار دریافتی حدود ۹۰–۱۰۰ میلی ولت است، یعنی signal to noise حدود ۳ می‌باشد که برای دریافت سیگنال مناسب است و این شاخص منابع قرار گرفت. در مختصات اشاره شده، در تصویر ۵ این شار به حدود ۲۵۰ یعنی حدود $2/5$ برابر شاخص خورشید رسیده است؛ که حاکی از یک منبع رادیویی فوق العاده قوی است و با تغییر چند درجه ای دیش، لاب اصلی و حتی برخی لاب‌های فرعی نیز محفوظ می‌مانند. این منبع بر اساس نقشه‌های موجود، منبع گستردۀ Cygnus X می‌باشد- منابع گستردۀ، مناطقی از هیدروژن یونیزه هستند که حرارت آنها حدود ۱۰۰۰۰ درجه سانتیگراد است و احتمالاً در اطراف ستاره‌های O یا B قرار گرفته‌اند و منبع تشبع حرارتی free-free می‌باشند؛ Cygnus X حدود $(10^0 \times 6^0)$ در مختصات $RA: 20^h 22.5^m$ و $Dec: 40^{\circ} 38'$ واقع شده است و نباید با Cygnus A که منبع نقطه ای است و دارای تشبع غیر حرارتی (سینکروترونی) است، اشتباه گرفته شود.

بحث و نتیجه گیری:

با بررسی شدت پالسهای اخذ شده و مقایسه شدت نسبی آنها در باند فرکانسی C با نقشه های رادیویی موجود و در نظر گرفتن زاویه بعد و میل منابع موجود در محدوده میلی ۳۰-۵۰ منابع فوق را به صورت زیر شناسایی کردیم.

پالس شماره ۳ مربوط به NGC 7000(pelican) و پالس شماره ۴ مربوط به Cygnus loop و پالس شماره ۵ مربوط به

Cygnus X و پالس شماره ۶ مربوط به 3C84 که یک سیفرت است، می باشد. نسبت ماکزیمم شار دریافتی

$$\frac{CygnusX}{Sun} \cong 2.5 \quad \text{و} \quad \frac{CygnusX}{Cygnusloop} \cong 7$$

نیز تقریباً برابر ۷ می باشد. که اعتماد پذیری داده ها را نشان می دهد.

مراجع :

- 1- G.L.Verschuur, k.l.kellerman , "Galactic and extragalactic radio astronomy" second edition , 1998
- 2- John D. Kraus, "Radio Astronomy", second edition , 1986
- 3- بهلول علیجانی ، محمد رضا کاویانی ، "مبانی آب و هوای شناسی " چاپ اول زمستان ۱۳۷۱
- 4- P . Reich & W. Reich, "A map of spectral Indies ...", AA supply 74, 7-23, 1998
- 4- وحیده کامروافر، "بررسی تغییرات شار منابع رادیویی نزدیک" ، پایان نامه کارشناسی ارشد، خرداد ماه ۱۳۸۵

مقایسه تعداد لک های خورشیدی با شار دریافتی توسط

تلسکوپ رادیویی دانشگاه شهید چمران

^۱شمیری، سرور؛ ^۲کامروافر، وحیده؛ ^۳عصاره، حبیب الله

^{۱,۲,۳}گروه فیزیک دانشگاه شهید چمران اهواز

چکیده:

خورشید یکی از نزدیک ترین و قوی ترین منابع رادیویی می باشد که هم تابش حرارتی و هم تابش غیر حرارتی (سینکروترونی) که ناشی از ذرات باردار نسبیتی در میدان مغناطیسی قوی می باشد را دارد. از آنجایی که فعالیتهای خورشید منجمله لک ها، شراره ها و... مربوط به میدان مغناطیسی است انتظار می رفت که با افزایش تعداد لک ها، تشعشعات رادیویی خورشید افزایش یابد که با بررسی تعداد لکه هادریافتی توسط *soho* در ماههای می و شهریور و نوامبر و شار دریافتی درست در همان زمان، چنین نتیجه ای حاصل شد و اعتماد پذیری تلسکوپ رادیویی مورد بررسی قرار گرفت.

مقدمه:

اولین مشاهدات رادیویی خورشید در سال ۱۹۴۲ توسط جی اس هی انجام گرفت، او که در ارتش انگلستان مشغول بررسی پارازیت های رادارهای ارتش بود متوجه شد که این پارازیت ها به ظهور یک لکه خورشیدی فوق العاده بزرگ و فعال که به مرکز خورشید نزدیک بود، بر می گردند. در همان سال جی. سی. سوت روت موفق شد تشعشع رادیویی حرارتی خورشید را در طول موج های سانتی متری مشاهده کند [۱].

تشعشع رادیویی خورشید را می توان به صورت زیر تقسیم بندی کرد:

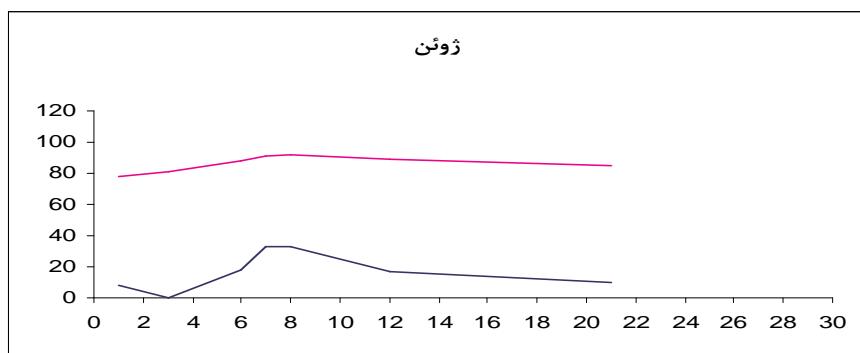
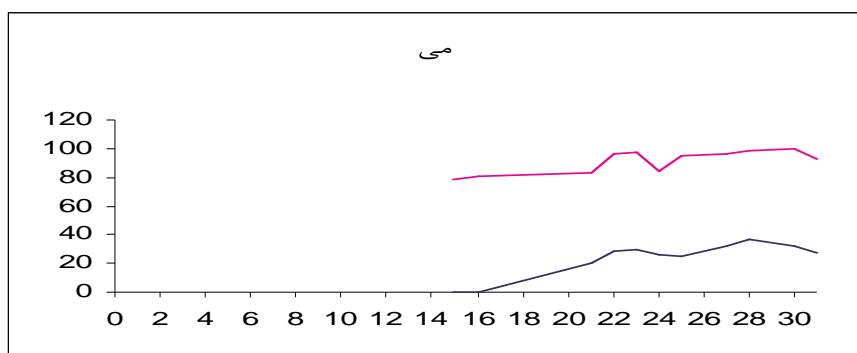
تشعشع از خورشید آرام: نسبتاً پایدار و از نوع حرارتی می باشد، تشعشع هماهنگ با نواحی فعال و لکه ها: هماهنگ با نواحی فعالی چون لک ها (مناطقی با میدان مغناطیسی بالادر حد $T^{4/0}$ و چیری که در این مناطق حائز اهمیت است منظم بودن آنها در چرخه ای ۱۱ ساله است) و شراره ها، حواشی هستند که 10^{24} ژول انرژی را در گستره چند دقیقه و یا بیشتر از یک ساعت آزاد می کنند و یکی از منابع انفجارات رادیویی می باشند [۲].

روش بررسی:

در این تحقیق با استفاده از تلسکوپ رادیویی دانشگاه شهید چمران فعالیتهای خورشید را مورد بررسی قرار داده و شار دریافتی را با فعالیت های دریافتی از سایت *soho* [۳] مقایسه کرده و مشاهده شد که با افزایش فعالیتها شار دریافتی افزایش و با کاهش آنها شار دریافتی نیز کاهش می یابد و همخوانی نسبتاً زیادی وجود دارد. تلسکوپ رادیویی گروه فیزیک دانشگاه شهید چمران، شامل یک آتن سهموی به قطر $4/2\text{m}$ است که در محدوده فرکانسی 4 GHz تا 8 GHz (باند C) کار می کند و توانایی چرخش در جهت سمتی و ارتفاعی را دارد. بر روی این آتن یک LNB قرار گرفته که امواج پس از انعکاس بر روی کانون، از طریق آن تقویت شده و به شکل جریان الکتریکی ضعیفی به وسیله سیم به گیرنده داخل رصد خانه انتقال داده می شود و در آنجا پس از تقویت مجدد به کامپیوتر منتقل می شوند و به شکل پالس ثبت می شوند. از آنجا که گیرنده به یک مولتی متر متصل است پالس

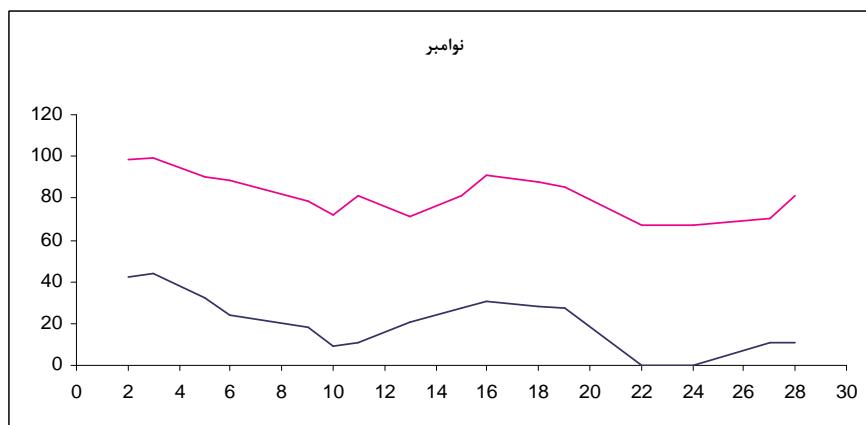
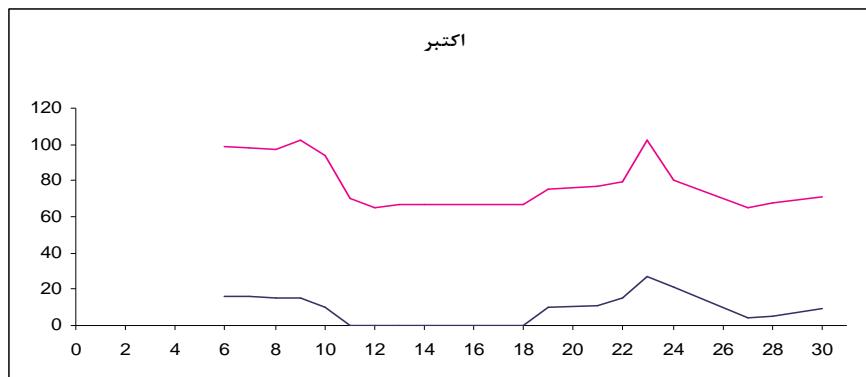
دربارهای ۱ تا ۴ تعداد لک های خورشید(خط آبی) با ولتاژ دریافتی(خط قرمز) در چهار ماه می، زوئن، اکتبر و نوامبر ۲۰۰۶ را نشان می دهد (ولتاژ دریافتی بر حسب mv است). همانطور که انتظار داشتیم زمانی که تعداد لک ها کم است یعنی فعالیتهای خورشید پایین است، شار دریافتی نیز کم است و با افزایش تعداد لک ها شار دریافتی نیز افزایش می یابد.

قدرت تفکیک	A_g	مساحت هندسی	مساحت مؤثر	دریافتی (G)
۰/۸۶	۱۳/۸۵	۴/۵۶Cm	۴۳/۶db	



نمودار ۱ و ۲ تعداد لک های خورشید بر حسب شار دریافتی را در ماه های می و زوئن نشان می دهد همانطور که دیده می شود در بیشتر نقاط شار دریافتی با تعداد لک ها رابطه مستقیم دارد. خط آبی تعداد لک ها و خط قرمز نشان دهنده ولتاژ دریافتی با استفاده از تلسکوپ رادیویی است.

به عنوان نمونه در ماه اکتبر با کاهش تعداد لک ها در روز دهم شار دریافتی کاهش و با افزایش آنها در روز هجدهم شار دریافتی افزایش یافته و مجدداً در روز بیست و دوم با بیشینه شدن تعداد لک ها شار دریافتی نیز بیشینه می شود و سپس در روز بیست و چهارم با کم شدن تعداد لک ها شار کاهش می یابد.



نمودار ۳ و ۴ تعداد لکه های خورشید بر برحسب شار دریافتی را در ماه های اکتبر و نوامبر نشان می دهد همانطور که دیده می شود در بیشتر نقاط شار دریافتی با تعداد لکه ها رابطه مستقیم دارد. خط آبی تعداد لکه ها و خط قرمز نشان دهنده ولتاژ دریافتی با استفاده از تلسکوپ رادیویی است.

اما در بعضی نقاط هایی دیده می شود مثل روز یازدهم در ماه نوامبر که تعداد لک ها با شار دریافتی همخوانی ندارند که با بررسی موقعیت خورشید و دیگر اجرام سماوی رادیویی و همچنین وجود تشعشعات زمینه، وجود ماهواره های مخابراتی، تحقیقاتی این تناقض ها دور از انتظار نیست. علاوه بر این بادهای موسمی و فصلی تأثیر زیادی در مقدار ولتاژ دریافتی دارد و معمولاً مزاحم کار داده گیری است. در ضمن موارد ناشی از هواشناسی و یا جریانهای لایه ای اتمسفر می تواند اغتشاشی در داده ها ایجاد کند.

نتیجه گیری:

نمودار ها با انطباق نسبتاً خوبی نشان می دهد که رابطه مستقیمی بین فعالیتهای خورشید و شار دریافتی وجود دارد به این معنا که با افزایش و کاهش تعداد لک ها (فعالیتها) شار دریافتی نیز افزایش و کاهش می یابد شار دریافتی نیز کاهش می یابد. علاوه بر این با استفاده از نرم افزار spss نیز این رابطه را تحقیق کردیم به طوری که ضریب همبستگی را $r=0.7$ محاسبه کرده و دیده شد که ارتباط مستقیمی بین تعداد لک ها و شار رادیویی وجود دارد.

منابع:

1-JD, Krus,"Radio astronomy", Cygnus press, 1986

۲-وحیده کامروافر، "بررسی تغییرات شار منابع قوى رادیویی نزدیک" پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه شهید چمران

3-sohowww.nascom.nasa.gov/.

فعالیت‌های رصدخانه‌ی البرز

بهمن‌آبادی، محمود صمیمی، جلال انواری، عباس

خاکیان قمی، مهدی شیدایی، فرزانه

دانشگاه صنعتی شریف

از سال ۱۳۷۵ به مدت حدود ۱۰ سال است که گروه رصدخانه‌ی تابش پرانرژی کیهانی (رصدخانه‌ی البرز) برای ثبت پرتوهای کیهانی پرانرژی در صدد ایجاد یک رصدخانه در نزدیکی تهران بوده است. در این راستا پس از گزینش بعضی زمین‌ها در ارتفاعات مختلف و در فواصل مختلف از تهران بالاخره با پیشنهاد دکتر داود پورمحمد در کیلومتر ۱۷ جاده‌ی کرج بالای شهرک دانشگاه صنعتی شریف در ارتفاع ۲۶۰۰ متری از سطح دریا زمین مناسبی از نظر دسترسی آسان، امکان داشتن برق و داشتن جاده برای رفتن به ارتفاعات زیاد انتخاب شد، ابتدا حصارکشی این رصدخانه انجام شد اما با مشکل واگذاری زمین به دانشگاه صنعتی شریف موافق شدیم که تاکنون هم واگذار نشده ولی شواهد به پیشرفت امور برای واگذاری آن حکایت دارد. از این رو از همان سال ۱۳۷۵ برای شروع کار، پیش‌نمونه‌ی رصدخانه برای بررسی و تحقیقات اولیه برای ثبت داده‌های پرتوهای کیهانی و پرتوهای گاما راه‌اندازی شد. آرایه‌ای مربعی شامل چهار ستیلاتور در پشت‌بام دانشکده‌ی فیزیک قرار گرفت و به ثبت داده‌های پرتوهای کیهانی پرداخته شد. از داده‌های این چهار ستیلاتور در پشت‌بام دانشکده‌ی فیزیک قرار گرفت و به ثبت داده‌های پرتوهای کیهانی پرداخته شد. از داده‌های

الف) پرتوهای کیهانی اولیه که مولد بهمن هوایی اند ذرات ثانویه ایجاد می‌کنند. اثر میدان مغناطیسی زمین بر روی این

ذرات بررسی شده است.

ب) بررسی ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی در زوایای سمت‌الراسی و سمتی (θ, φ)، میل و بعد (δ, α) آنها انجام گرفته است.

ج) چشم‌های EGRET با استفاده از آرایه‌ی چهارتایی مورد مطالعه قرار گرفته است.

علاوه بر این آرایه، یک تلسکوپ سه متری که شامل دو ستیلاتور به فاصله‌ی تقریبی سه متر بالای سر هم قرار دارند

ساخته شد و توزیع زمانی میونهای جو زمین به دست آمد. از روی این توزیع با تکنیکی بسیار ساده و در عین حال با دقت بالاتر نسبت به تکنیک‌های دیگر نسبت میونهای مثبت و منفی جو برآورده شده است. همچنین با شبیه‌سازی این پرتوها با کد CORSIKA نسبت میونهای مثبت و منفی با آزمایشها مقایسه شده است. در ادامه کار رصدخانه، یک تلسکوپ بزرگ پرتوهای کیهانی به طول ۶ متر ساخته شد که توانایی چرخش خودکار را دارد و می‌تواند یک جسم آسمانی را دنبال کند. این تلسکوپ به طور کامل ساخته شده و با تستهای زیاد برای چرخش و داده‌گیری آن به بهره‌برداری خواهد رسید. به نظرم در زمان کنفرانس داده‌گیری آن از یک جسم نجومی شروع شده باشد.

در ضمن با توجه به اینکه آشکارسازهای ستیلاتور وارداتی هستند، آشکارساز دیگری به نام آشکارساز چرنکوف آبی به کار گرفته شد. هر آشکارساز شامل یک تانک استوانه‌ای با قطر قاعده‌ی ۱۲۸cm و ارتفاع ۱۳۰cm است که تا ارتفاع ۱۲۰cm پر از آب مقطر می‌شود. آرایه‌ای شامل چهار آشکارساز چرنکوف فراهم شده و در پشت بام دانشکده‌ی فیزیک قرار گرفته است. این چهار آشکارساز هم‌اکنون در حال داده‌گیری است و در زمان نوشتمن این مقاله حدود ۴۰۰۰ بهمن ۲۰۰۰ هوایی از آن ثبت شده است.

این گروه امید دارد که در کنفرانس بعدی نجوم (در سال آینده) پیام‌آور نصب آشکارسازهای خود در محل رصدخانه‌ی البرز باشد.