

مجموعه مقالات

یازدهمین گردهمایی پژوهشی نجوم ایران

۱۸ و ۱۹ بهمن ۱۳۸۵

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 اخترفیزیکدانان اعم از اعضای هیئت علمی و دانشجویان تحصیلات تکمیلی از دانشگاهها و پژوهشگاههای سراسر کشور برای ارائه آخرین نتایج پژوهشهای خود حضور می یابند.

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 می رسد برای هماهنگی بهتر، در سالهای بعد مقالات فقط به زبان فارسی ارائه شوند.

حمایت و راهنمایی آقای دکتر جمشید قنبری 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 معذورم 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

دبیر گردهمایی

صفحه	فهرست
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 تهی‌جاها در ساختار بزرگ‌مقیاس عالم - زینب شفیعی
۱۶	WAVELET ANALYSIS OF SOLAR MACRO-SPICULE RECURRENCES - احسان توایی
۲۰	تحلیل مقدماتی منحنی نور ۱۳ سیستم دوتایی از پروژه اروس - کاظم نفیسی
۲۴	وقوع ناپایداری حرارتی هم فشار در اثر گرمایش پخش شدگی در ابرهای مولکولی - محسن اصغر نژاد
۲۸	تحلیل منحنی سرعت ستاره های 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 عدسی های چندگانه - نکسا 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 متغییر با زمان - قادر درستی
۵۲	تأثیر خودگرانش بر ساختار تعادلی یک قرص ضخیم غیر چرخان در اطراف جسم فشرده مغناطیده مرکزی - ساره عطایی

ملاحظات پیرامون ابرخوشه‌ی گیسو و منشاء طیف پروتون‌های بسیار پرانرژی در
پرتوهای کیهانی-پایه آداودی

۵۶

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

۶۰

آهنگ برافزایش وابسته به شعاع در قرصهای ضخیم- کاظم فاقعی

۶۴

استفاده از داده‌های EGRET در تخمین طیف پرتوهای کیهانی اولیه

۶۸

خوشه کهکشانی Virgo - حمید ارجمند

۷۲

آزمونی برای گرانش کوانتومی با استفاده از داده‌های تابش پرانرژی کیهانی - داود ساداتیان

۷۶

بررسی ساختار دینامیکی شاره مغناطیده نسبیتی در اطراف ستارگان پرجرم غیردوار - زهرا شیخ بهایی

۸۰

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

۸۳

۸۷

عمق اپتیکی در کوتوله‌های سفید - فرزاد مومنی

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

۹۰

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

۹۴

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

۹۸

جستجوی ستاره‌های مشابه خورشید با استفاده از

۱۰۱

داده‌های اخترسنجی HIPPARCOS و GCRV - علی کوهپایی

۱۰۵

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

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

^۲ مرکز تحقیقات نجوم و اختر فیزیک مراغه مراغه ایران

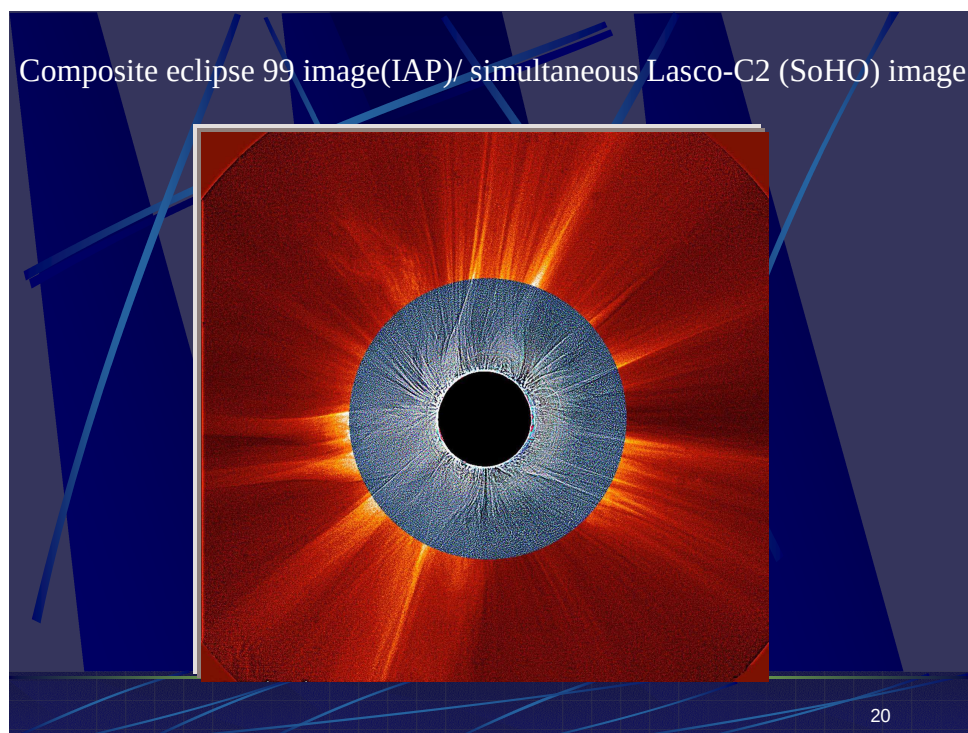
نشان داده خواهد شد. با در نظر گرفتن مدل تئوری VAL برای اتمسفر خارجی خورشید شکل ۱.

شکل ۱: الگوی نظری VAL در مورد اتمسفر خارجی خورشید

تصاویر Lasco C2(SoHO) که نشانگر جریان پلاسما در فواصل بیشتر از ۲٫۳ برابر شعاع خورشید است مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته و جستجوی پاسخ سئوالاتی 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 پلاسما (باد خورشیدی) دائما 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 آن بشمار می رود. مطالعه این مورد (تاج درونی و میانی) را نمی توان بوسیله تصاویر رصد شده از فضا که از طریق کروноگراف فضائی انجام داد شکل ۲ .



شکل ۲ : تصویر ترکیبی گرفت کلی ۹۹ در ایران بطور همزمان با

Lasco -C2 (SoHO)

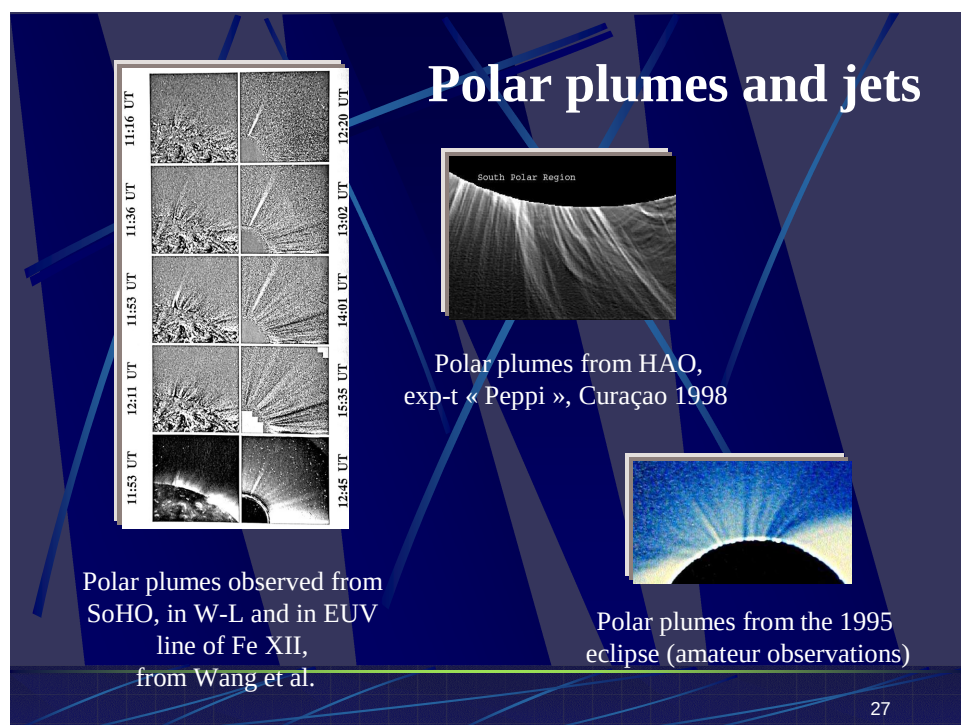
امروزه بیشترین مقدار فوتون یعنی عالی ترین نسبت signal/noise را با بکارگیری CCD انجام داد:

تجزیه و تحلیل ساختارهای ریز (تقریبات میدان B، دینامیک و غیره) با حد تفکیک موقتی ودائمی امکان پذیر می گردد(ر.ک. شکل ۲). مثالهای دیگر نظیر گرفت کلی خورشید ۱۹۹۱ Hawai 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 $H\alpha$ ($T=0.01MK$)، در چندین خط نشری: FeX ($T=1MK$)، $FeXIV$ ($T=2MK$) و در $W-L$ (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 ۱۹۹۹ IRAN-IAP). این گرفت با هماهنگی قبلی بطور همزمان با EUV EIT/SoHO تصاویر در $HeII$ و $Fe XII$ 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 .

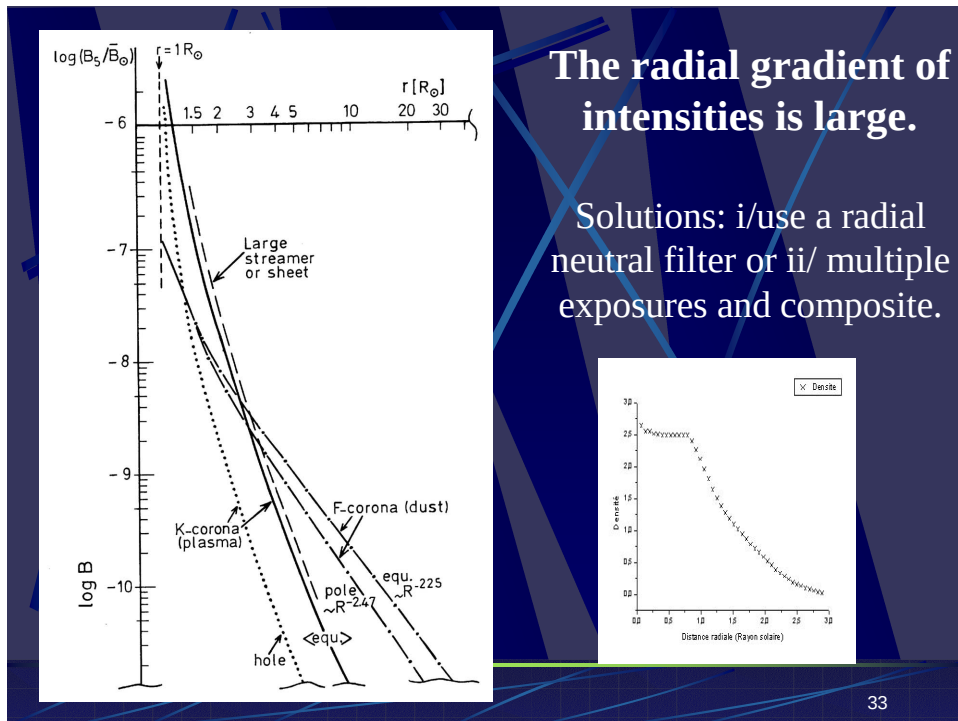
همچنین گرفت کلی رصد شده با بکار گیری اسپکتروگراف در ۲۰۰۱ و در انگولا (Ch. Viladerich & S. Koutchmy) جهت پیدا کردن چگالی الکترونهاى آزاد و توزیع ماده خورشیدی در مسافتهای چندین برابر شعاع خورشید و سرعت گسترش فورانها در حضور میدان مغناطیسی علاوه بر سرعت امواج صوتی و الفون نتایج مهمی را ارائه کرده است. چگونه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

نتیجه گیری

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

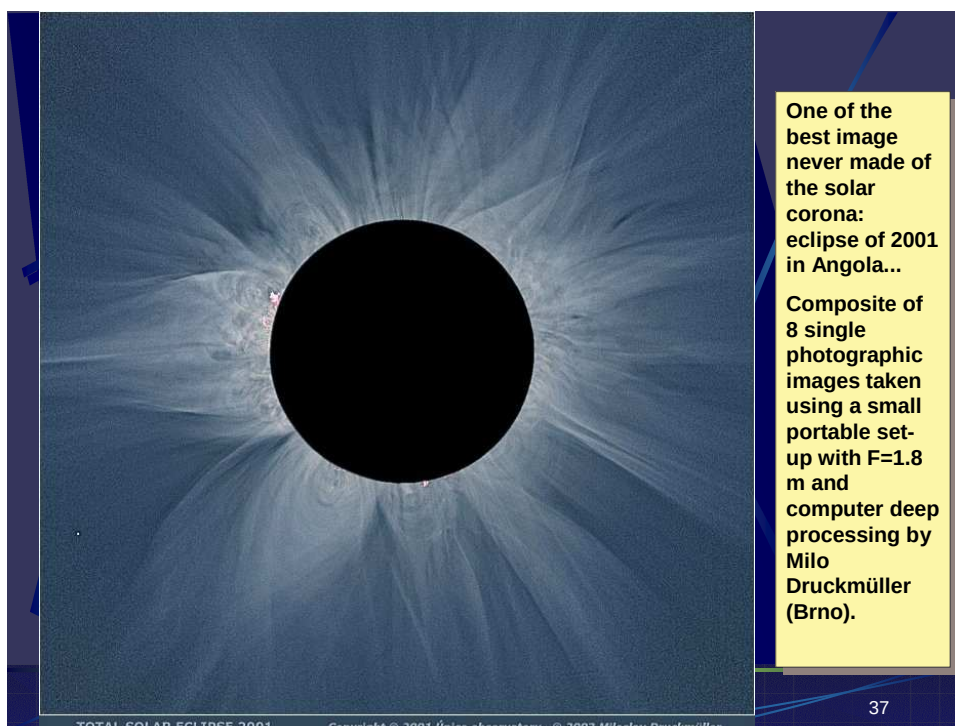
- ۱-گراشیب شدتهای شعاعی بر حسب فاصله از لبه خورشید در تاج بسیار تند است شکل ۴. برای حل این مشکل از فیلتر های شعاعی یا از زمانهای نور دهی های متفاوت و ترکیب تصاویر باید استفاده کرد.

- ۲- شفافیت طیفی جو زمین و طیف کروموسفر را باید در مد نظر داشت.
- ۳- از فیلترهای تداخلی بسیار باریک مخصوص استفاده کرد.
- ۴- بایستی تابع ترابرد 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. آن ترکیب ۸ تصویر انفرادی است :



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

m۱۸

بررسی تأثیر گرانش ستاره مرکزی بر روی ساختار سحابیهای سیاره نما

دکتر جمشیدقنبری، سمیه شیخ نظامی

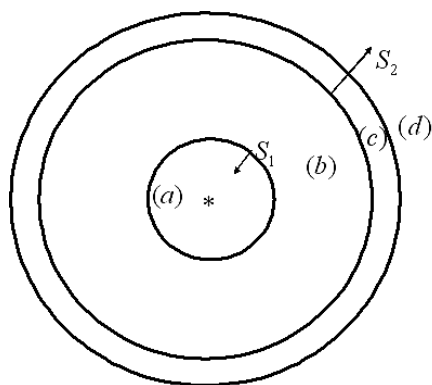
دانشگاه فردوسی مشهد - دانشکده علوم

چکیده

سحابیهای سیاره نمای محیطهای گازی هستند که در نتیجه تأثیر بادهای ستاره ای بر روی محیط اطراف ستاره مرکزی ایجاد می شوند. ضخامت سحابیهای سیاره نما نسبت به سایر ابعاد آن بسیار کوچک می باشد؛ بنابراین می توان از تقریب لایه نازک برای بررسی دینامیک آنها استفاده نمود. تا کنون در کلیه کارهای انجام شده از اثر گرانش بر ساختار سحابی سیاره نما چشم پوشی شده است. در این 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 مورد بررسی قرار گیرد.

مقدمه

نظریه دو باد ستاره 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 مدل های ISW به خوبی بیشتر سحابیهای سیاره نمای کروی و بیضوی را توضیح می دهد.

شکل (۱)

اما محدوده وسیع سحابیهای سیاره نمای دو قطبی و اشکال دیگر آنها مثل مدل های با تقارنهای در راستاهای متفاوت با مدل ISW قابل توضیح نیستند لذا امروزه مدل های بادهای ستاره ای اندرکنشی تحت عنوان مدل های GISW توسعه یافته اند. از جمله در این کار ما یکی از مدل های تعمیم یافته بادهای ستاره ای اندرکنشی 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 و از 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

برای منظور نمودن اثر گرانش ستاره مرکزی در معادله بقاء تکانه از نمایش تانسوری (Marceel Goossense, 2003)

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

استفاده میکنیم.

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

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

در این روابط p تانسور فشار، M تانسور ماکسول، I تانسور واحد و T تانسور گرانش است. اگر از نمایش

(Giuliani 1982) استفاده کنیم می توان نوشت:

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

. حال بایستی جملات معادله فوق را روی مرزهای المان انتخابی باز کنیم. که از روش 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. نهایتاً پس از محاسبات طولانی و نیز با تقریب مرتبه اول

برای $\frac{\Delta}{R}$ معادله بقاء تکانه به شکل زیر در می آید:

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

که در این روابط u سرعت حرکت مرز ρ_a و v_a به ترتیب جگالی و سرعت باد ستاره ای کنده می باشد. از آنجا که انتظار

داریم مرز با سرعت ثابت حرکت کند (Chevalier, 1982) می توان نوشت. حال برای بدون بعد نمودن معادلات از

کمیت‌های زیر استفاده می کنیم: $W = W_0 v(\theta)$, $V_{\parallel} = W_0 U(\theta)$, $\lambda = V_a / W_0$, $u_{\perp} = v_{\perp}$ اما معادلات نهایی به شکل:

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

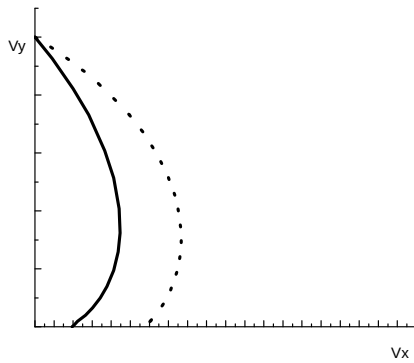
$$\Omega v^2 = (v - \lambda) \cos \xi - \frac{\cos \xi}{\sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (v \sin \Omega (u + v \sin \xi)) \right]$$

$$0 = -\cos^2 \xi \left(1 - \frac{\lambda}{v} \right)^2 + (1 - \lambda)^2 f(x) + (u + v \sin \theta) \Omega \frac{\cos \xi}{v} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos \xi) - u \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{g^2}{4\pi G \rho_{t1} W_0^2} [\cos 2\xi - f(x)]$$

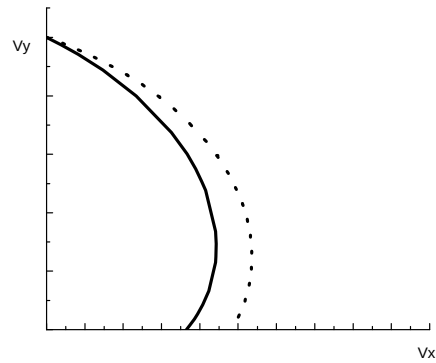
$$(1 - \lambda)(u + \lambda \sin \xi) - (u + v \sin \xi) \Omega \left[\frac{\partial v}{\partial \theta} + v \cos \xi \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right) \right] - \frac{g^2}{4\pi G \rho_{t1} W_0^2} (\sin 2\xi) = 0$$

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

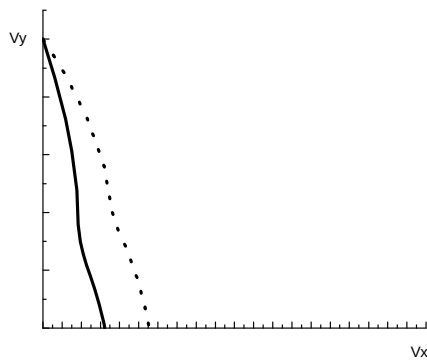
$$V = 1 + a_1\theta^2, U = C_1\theta, \Omega = \Omega_0, \zeta = d_1\theta$$



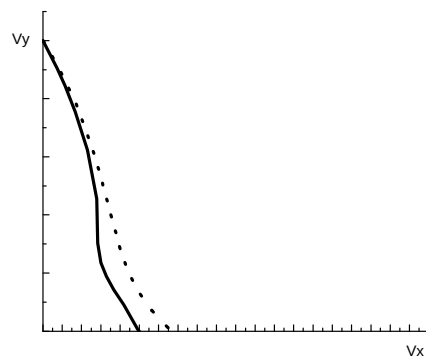
$$a = 10, \lambda = 0$$



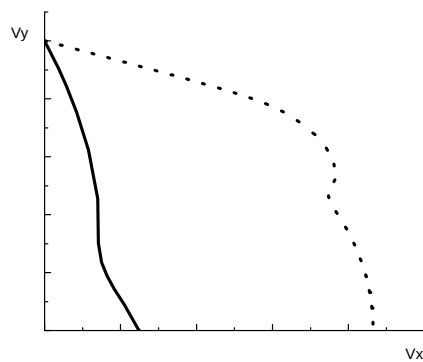
$$a = 1, \lambda = 0$$



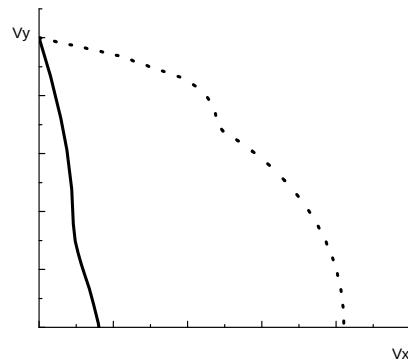
$$a = 100, \lambda = 0.5$$



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



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



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

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 ۲ نمودار دیگر تحول زمانی پوسته سحابی در زمانهای مختلف را نشان می دهد. باتوجه 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 کمیت 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 حالتیهای مربوط به a بالا، با افزایش λ فرورفتگی ایجاد شده در پوسته از استوابه سمت قطب منتقل 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 کندتری هستند (در شعاعهای کمتر) فشار لبه کمتری را متحمل می شوند.

(۴) علاوه 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 خالصة^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 اواخر مهر ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری رصد خانه ابوریحان شیراز در دو صافی B و V انجام گرفت. با کمک این داده ها و داده های طیف سنجی هیل و خالصة (۱۹۹۳)، منحنی های سرعت شعاعی و نوری این سیستم دوتایی به طور هم زمان با استفاده از برنامه ویلسون (۱۹۹۸) مورد تحلیل قرار گرفت. نتایج این بررسی نشان داد، سیستم دوتایی V1425 Cyg از نوع بتا لیرا بوده و جرم مولفه های اول و دوم به ترتیب $4.61M$ و $2.96M$ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $3.599R$ و $3.275R$ است.

۱. مقدمه

ستاره دوتائی V1425 Cyg یک دوتائی با دوره تناوب $1/252387$ روز میباشد. این دوتائی اولین بارتوسط استرومیر و نیگ^۷ (۱۹۶۰م) کشف گردید. اولین بار منحنی نوری این سیستم توسط تات^۸ (۱۹۷۰م) بدست آمد. اولین طیف سنجی این سیستم توسط چامبلیس^۱ (۱۹۸۱م) 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 (۱۹۸۸م) و لی^۶ (۱۹۸۹م) انجام گردید. لی^۶ با تحلیل منحنی نوری اش توسط برنامه ویلسون (۱۹۷۱م) 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 روچ خودش را پر کرده می باشد، در نظری گرفت. بنابراین او نتیجه گرفت که این سیستم از نوع آگول معکوس می باشد.

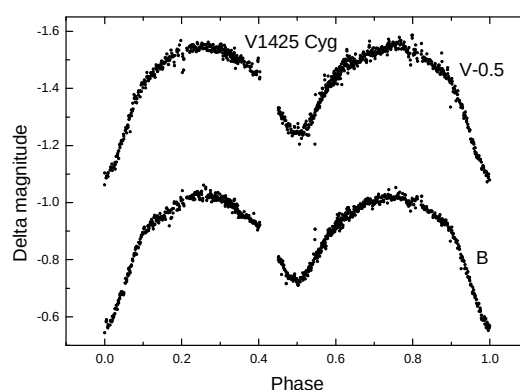
مشاهدات طیف سنجی بعدی این سیستم توسط هیل و خالصة^۴ (۱۹۹۳م) انجام گردید. آنها نسبت جرمی این سیستم را 0.761 بدست آوردند و با تحلیل داده های لی^۶ و گودار^۳ از طریق اجرای برنامه Light 2 نتیجه گرفتند که آرایش این سیستم از نوع نیمه جدا بوده که مولفه اول آن 90% حد روچ خودش را پر نموده است. بعداً دیگرمنسی^۲ و همکارانش (۱۹۹۶م) منحنی های نوری صافی های B و V مربوط به داده های گودار^۳ و همکارانش را از طریق برنامه ویلسون^۱ (۱۹۹۲م) تحلیل نمودند. تجزیه و تحلیل آنها نشان داد که هر چند مولفه اولیه این سیستم 92% حد روچ خودش را پر نموده ولی مولفه دوم این سیستم کاملاً حد روچ خودش را پر کرده است و در نتیجه این سیستم آنطوری که لی^۶ تصور می نمود از نوع آگول معکوس نمی باشد و همچنین نتایجی که آنها بدست آوردند به نتایج هیل و خالصة^۷ نزدیک بود.

۲. مشاهدات و نورسنجی

نورسنجی ستاره دوتائی گرفتی V1425 Cyg طی یازده شب در اواخر مهر ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری کاسگرین مجهز به نورسنج 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 و کنترل بکار برده شدند. همچنین برای محاسبه فاز سیستم از عنصر نوری زیر که توسط لی^۶ ارائه گردیده ، استفاده شد.

$$HJD(min) = 2445969.059 + 1/2523879E$$

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



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

۳. تحلیل هم زمان منحنی های نوری و سرعت شعاعی

در این مقاله طیف سنجی و نورسنجی ستاره دوتائی V1425 Cyg توسط برنامه ویلسون^۱ (۱۹۹۸م) 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 شعاعی نیز از تمام ۱۸ داده بدست آمده توسط هیل وخالصه^۴ استفاده شد. در ضمن دو منحنی سرعت شعاعی و دو منحنی نوری بطور همزمان برای تعیین پارامترهای هندسی و فیزیکی سیستم بکار برده شده اند.

همانطور که قبلا بیان گردید این سیستم نیمه جدا بوده و مولفه دوم ، حد روچ خودش را پر نموده است . لذا مد ۵ برای تحلیل همزمان منحنی های سرعت شعاعی ونوری این سیستم انتخاب می گردد . در این مد پارامترهای L_2 و Ω_2 نمی توانند پارامترهای آزاد انتخاب شوند. چون شکل منحنی های نوری طبیعی است ، لذا در اینجا فرض شده که جسم سوم 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 مد ۵ 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 i ، 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 لبه X_1 و X_2 .

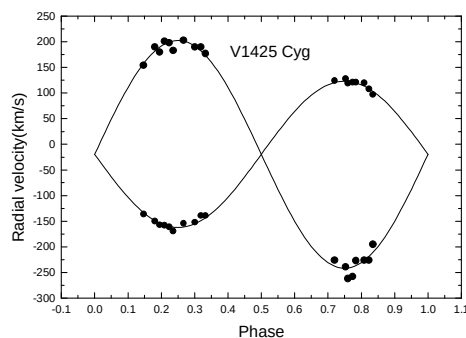
همچنین در برنامه ویلسون مربوط به این سیستم، قانون تقریب تاریکی لبه خطی و لگاریتمی برای هر دو مولفه استفاده گردید و برای قانون تاریکی لبه لگاریتمی که با رابطه ۱ داده می شود بهترین نتیجه بدست آمد.

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

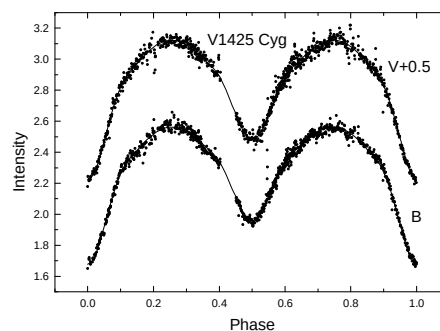
پارامترهای x و y در رابطه اخیر از برنامه $vhlmb$ که مربوط به وانهام^۹ می باشد، بدست آمد. در نهایت جواب پذیرفته شده برای این سیستم در جدول ۱ درج گردیده است و منحنی های نوری و سرعت شعاعی نظری آنها نیز در شکل های ۲ و ۳ نشان داده شده اند.

پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار	پارامتر	مقدار
i	70.178 ± 0.209	X_{2V}	0.605	$L_{1V}/(L_1+L_2)$	0.664 ± 0.006
$a(R_{sun})$	9.589 ± 0.019	$X_{1(bol)}$	0.743	$L_{2B}/(L_1+L_2)$	0.317
$v(kms^{-1})$	-19.54 ± 0.252	$X_{2(bol)}$	0.716	$L_{2V}/(L_1+L_2)$	0.336
Ω_1	3.391 ± 0.015	$y_{1(bol)}$	0.66	$R_1(R_{sun})$	3.599
Ω_2	3.139	$y_{2(bol)}$	0.67	$R_2(R_{sun})$	3.275
$A_1=A_2$	۱	$M_1(M_{sun})$	1.64	$\Gamma_1(pol)$	0.359
$g_1=g_2$	۱	$M_2(M_{sun})$	0.55	$\Gamma_2(pol)$	0.319
$T_1(k)$	۱۴۶۰۰	$M_{1(bol)}$	-2.02	$\Gamma_1(side)$	0.374
$T_2(k)$	11798 ± 57	$M_{2(bol)}$	-0.89	$\Gamma_2(side)$	0.334
X_{1B}	0.897	$M_1(M_{sun})$	4.61	$\Gamma_1(back)$	0.392
X_{1V}	0.993	$M_2(M_{sun})$	2.96	$\Gamma_2(back)$	0.366
X_{2B}	0.583	$L_{1B}/(L_1+L_2)$	0.683 ± 0.006	$(\Sigma \omega r^2)$	0.134

جدول ۱: پارامترهای بدست آمده برای ستاره دوتائی V1425 Cyg



شکل ۳: دواير تو پر برای نقاط سرعت شعاعی مشاهده شده و خطوط پیوسته برای منحنی های نظری برازش شده می باشند.



شکل ۲: دواير تو پر برای نقاط نورسنجی مشاهده شده و خطوط پیوسته برای منحنی های نظری برازش شده می باشند.

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

صافی	مینیمم نوری	خطا	J.D.(Hel.)
B	I	± 0.0069	۲۴۵۳۶۴۱/۱۸۷۹
B	I	± 0.0018	۲۴۵۳۶۳۷/۴۳۱۱
B	II	± 0.0001	۲۴۵۳۶۳۹/۳۱۱۴
V	I	± 0.0049	۲۴۵۳۶۴۱/۲۰۱۶
V	I	± 0.0025	۲۴۵۳۶۳۷/۴۳۱۵
V	II	± 0.0001	۲۴۵۳۶۳۹/۳۱۱۷

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 ابوریحان بیرونی شیراز در سال ۱۳۸۴ و داده های سرعت شعاعی هیل و خلاصه^۴ تحلیل شده است. نتایج این تحلیل نشان می دهد که جرم مولفه های اول و دوم به ترتیب $4.61M$ و $2.96M$ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $3.599R$ و $3.275R$ می باشد. همچنین دمای مولفه دوم این سیستم $11798 \pm 57 K$ می باشد. نتایج بدست آمده در توافق خوبی با نتایج هیل و خلاصه^۴ می باشد.

۵. سپاسگزاری

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

مراجع

1. Chambliss, C.R.: *Inf. Bull. Var. Stars* , No.2051(1981)
2. Degirmenci, O.L., Gulmen, O., Sezer, C., Gudur, N. and Erdem, A.: *Astrophys. Space Sci.* 241, 327(1996)
3. Gudur, N., Gulmen, O., Sezer, C., Eker, Z. and Keskin, V.: *Astrophys. Space Sci.* 146, 83(1988)
4. Hill, G., Khalessseh, B.: *Astron. Astrophys.* 276, 57(1993)
5. Kwee, K.K., van Worden, H.: *Bull. Astr. Inst. Neth.* 12, 327(1956)
6. Lee, Y.S.: *Astrophys. J.* 338, 1016(1989)
7. Strohmeier, W., Knigge, R.: *Veroff. Remeis-Sternwarte. Bamberg V*, No.8(1960)
8. Tate, R.C.: *Inf. Bull. Var. Stars*, No. 438(1970)
9. Van Hamme, W., *AJ*, 106, 2096(1993)
10. Wilson, R.E.: private communication(1992)
11. 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 الگوریتم‌های یافتن تهی‌جاها در ساختار بزرگ مقیاس عالم

اربابی بیدگلی، سپهر^۱ توسلی، سعید^۲ تولیت کاشانی، طهمورث^۲ رحمانی، هادی^۲ شفيعی، زینب^۲

شقایق، محبوبه^۲ شیخ بهایی، زهرا^۲ عنبرانی، امیر^۲ واسعی زاده، کاوه^۲ (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 تهی‌جاها، هنوز تعریفی از آنها که مورد توافق اکثریت کیهانشناسان باشد وجود ندارد. تهی‌جاها 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 تهی‌جاها در عالم و بررسی آماری خواص آنها در نقشه‌های انتقال به سرخ مانند توزیع بزرگی، میانگین چگالی و شکل هندسی، تعریف مشخصی از تهی‌جا مورد نیاز است. تعریف تهی‌جا وابسته به روشی است که برای یافتن آنها در نقشه‌های رصدی یا شبیه‌سازی به کار می‌رود و تا کنون بیش از ۱۰ روش مختلف یافتن تهی‌جا 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

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

طرح مقایسه الگوریتمهای تشخیص تهی‌جاها

این مطالعه در سه مرحله انجام می‌گیرد. مرحله اول و دوم شامل گردآوری، بازسازی و پیاده‌سازی روشها و الگوریتم‌هایی می‌شود که تا کنون در بیش از ۳۰ مقاله در بررسی نقشه‌های ۲ بعدی و ۳ بعدی رصدی و شبیه‌سازی مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین در مرحله اول نمونه‌های ۲ بعدی حاصل از برنامه‌های گسترده نقشه برداری انتقال به سرخ 2dFGRS و SDSS آماده‌سازی می‌شوند. برخلاف مطالعات گذشته تهی‌جاها که با استفاده از روشهای مختلف در بررسی کاتالوگ‌های متفاوت به کار گرفته شده‌اند، در این جا همه الگوریتم‌ها 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 تهی‌جاها در نقشه‌های ۳ بعدی حاصل از بزرگترین شبیه‌سازی ساختار عالم Millenium Simulation که حاصل چند ماه محاسبه با ابررایانه بوده اضافه می‌شود. مرحله سوم شامل ارائه

تعریف جامع و برنامه ریزی روش و الگوریتم 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 الگوریتم های گذشته را داشته باشد. انتشار این الگوریتم تعمیم یافته به همراه سایر الگوریتمهای 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.

الگوریتم های متداول در یافتن تهی جا ها

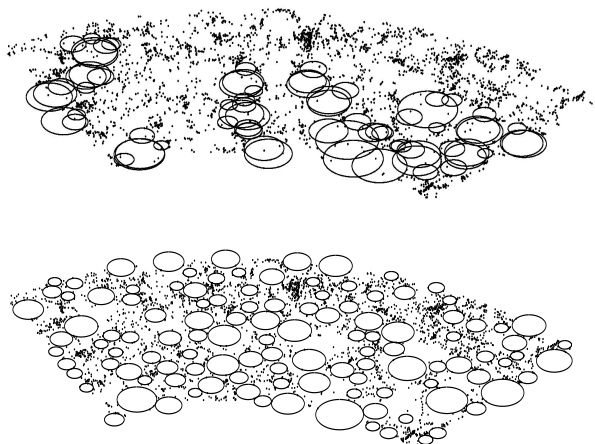
تعدادی از روشهایی که تا کنون در یافتن تهی جاها مورد استفاده قرار گرفته اند در جدول ۱ قید شده اند. تفاوت های مذکور در این روش ها اگرچه در مقالات با استدلالهای مختلف توجیه شده اند، اما عمدتاً ناشی از دیدگاه های شخصی هستند و به علت نبودن معیارهای تعریف شده از سلاقی پیروی می کنند. بازسازی و پیاده سازی این الگوریتمهای 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 الگوریتمها بر این نمونه ها و انجام محاسبات و مقایسه های آماری نتایج آنها است. اخیراً نقشه بزرگ دیگری به نام SDSS پنجمین انتشار داده های خود را شامل ۸۰۰۰ درجه مربع زاویه فضایی در اختیار منجمین قرار داده و اینکه تا چه حد می توان از این نقشه برای انجام محاسبات ۳بعدی استفاده کرد در حال بررسی می باشد.

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

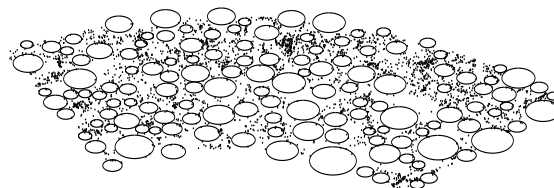
مرجع	نقشه مورد بررسی	تعریف تهی جا	روش یافتن
۲	کهکشانهای و خوشه های کهکشانی نقشه CfA1، شبیه سازی CDM	مناطق کاملاً خالی کروی بدون شرط اندازه	روش ۱: برازش کره های خالی با حد اکثر شعاع روش ۲: تخمین اندازه تهی جاها میانگین فواصل خالی از کهکشان در امتداد خطوط تصادفی
۳	دو ترکیب نقشه ZCAT و SRC و CRVG و SRC	مناطق کاملاً خالی با شکل نزدیک به کانوکس بدون شرط اندازه	قرار دادن کهکشانهای در شبکه، یافتن بزرگترین مربع های خالی و الحاق سلولهای 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 کهکشانهای در شبکه، محاسبه فاصله هر سلول تا نزدیکترین کهکشان، تعیین بیشینه های محلی فاصله و الحاق سلولهای 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 کهکشانهای به دونوع میدانی و دیواری، تعیین بزرگترین کره های خالی در بین کهکشانهای دیواری، الحاق به شرط همپوشانی
۷	2dF GRS	مناطق کاملاً خالی کروی بزرگتر از ۱۰ Mpc/h	روش ۱: یافتن بزرگترین کره های خالی با قرار دادن تعداد زیادی کره به صورت تصادفی، گسترش کره های خالی روش ۲: قرار دادن کهکشانهای در شبکه، تعیین فاصله نزدیکترین کهکشان، یافتن بیشینه های محلی گسترش کره 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 جاها مانند توزیع بزرگی و تابع 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 جاها
در نمونه سمت چپ، آلگوریتم بازسازی شده (۴) نشان داده شده است که در آن هر تهی جا متشکل است از چند دایره خالی از کپکشان که به شرط همپوشانی زیر مجموعه تهی جایی قرار میگیرند. در نمونه های پایین تهی جاها 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 کپکشان، به علت تفاوت در شیوه محاسبات، تهی جاهای مختلفی به دست دهند. هدف ما از اجرای این طرح مقایسه شاخص های آماری توزیع تهی جاها است که در نتیجه به کار بردن روشهای مختلف متفاوت به دست می آیند.

مرجع ها

۱. تهی جاها 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 Å UV continuum channel on 2002 July 6. The 1600 Å channel has a temperature sensitive range of 4.0 - 10 × 10³ K (Handy et al. 1999). Duration is 58 minutes from 7:09 to 8:07 UT, with spatial resolution of respectively 1'' (= 0.5'' 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>).

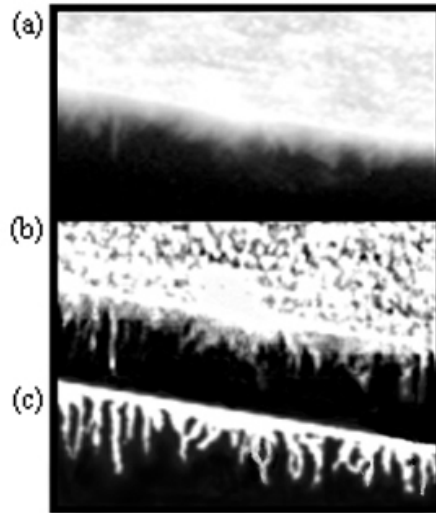


Fig.1: Jet-like structures in the upper photosphere from observations taken in 1600 Å UV channel, before (a) and after (b) denoised using Daubechies-4 and after (c) using the unsharp mask. In (c) we can see spicules and macro-spicules with possible small loops at their feet.

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):

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

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.

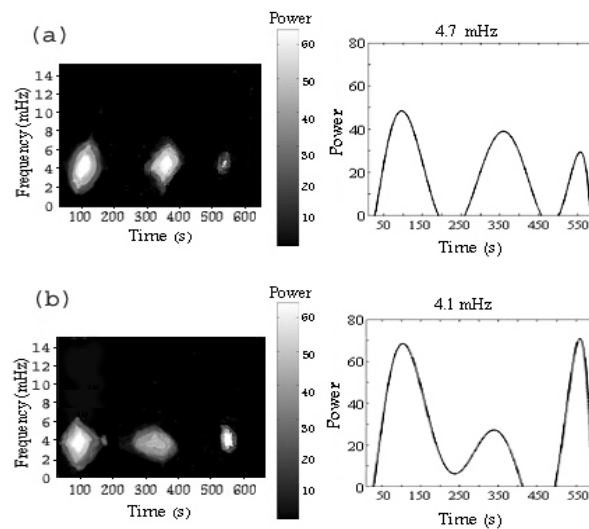


Fig. 2-a, b: Left plots show time/frequency variation of the power spectrum for two different spicules and right plots, the power spectrum curves (power spectrum vs. time) and show that most of spicule oscillations are not steady harmonic wave, but wave trains of finite duration.

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. P_c 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 $\approx 5min$) 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 ($O\ V\ 626.73\ \text{\AA}$) show oscillations with dominate periods around 250s with lifetime was approximately 10-15min and for the chromospheric spectral line ($HeI\ 584\ \text{\AA}$) 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), *Festschrift 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, R., 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., Vilina, 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., Khutsishvili, E., 2006, *Astron.&Astrophys.*, **449**, L35
 Kulidzanishvili, 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، کیاست پور، احمد^۱، ریاضی، نعمت الله^۲

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

چکیده

سیزده سیستم دوتایی گرفتی 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 فروغمنندی 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. ۲۴ درصد از منحنیهای مفید، 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 گرفتی زیادی بدست آمده اند که باید مورد تجزیه و تحلیل قرار گیرند. هم اکنون پروژه های بین المللی متعددی نظیر اوگل، ماچو و اروس وجود دارند که اگرچه هدف اصلی آنها حل مسایل دیگر اخترفیزیکی از قبیل آشکارسازی ریز عدسیهای گرانشی است، ولیکن در بانک اطلاعاتی آنها هزاران منحنی نور دوتایی گرفتی به عنوان محصول فرعی جمع آوری شده است [1,2,3]. تحلیل این منحنیهای نور دارای اهمیت زیادی است. مثلاً 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 گرفتی 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 گرفتی جزیی توسط نفیسی و همکاران ارائه شده است [6,7]. این پارامترها عبارتند از فروغمنندی 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 گرفتی با دو صافی مختلف از ناحیه میله ابر بزرگ ماژلان ارائه داده است [1]. همه نورگیرها با تلسکوپ بازتابی ۰/۴ 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. نورگیرها در دو صافی مختلف متناوباً با آهنگ تکرار ۲۵ دقیقه ای در شبهای صاف در خلال دسامبر ۱۹۹۱ تا آوریل ۱۹۹۲ صورت پذیرفته است. طول موج متوسط پاسخ صافیهای B_E و R_E به ترتیب برابر 490 nm و 670 nm است. رابطه تبدیل بین پاسخ صافیهای B_E و R_E و صافیهای B و V جانسون به صورت زیر است:

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

متأسفانه در بسیاری از منحنیها، پراکندگی داده ها بقدری 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 منحنیها نیز مربوط به سیستمهای گرفتگی بهم چسبیده یا نیمه جدا (مثلاً EROS 1004) و/یا با مدار بیضی هستند که از حوزه کاربرد روش ما خارج اند (مثلاً EROS 1041). در برخی دیگر، به دلایلی منحنی نور در یکی از صافیها ارائه نشده است (مانند سیستمهای EROS 1071, EROS 1043, EROS 1039). از میان سیستمهای قابل تحلیل توسط روش ما، ۱۳ سیستم انتخاب شدند و تحلیل مقدماتی بر روی آنها انجام گرفت.

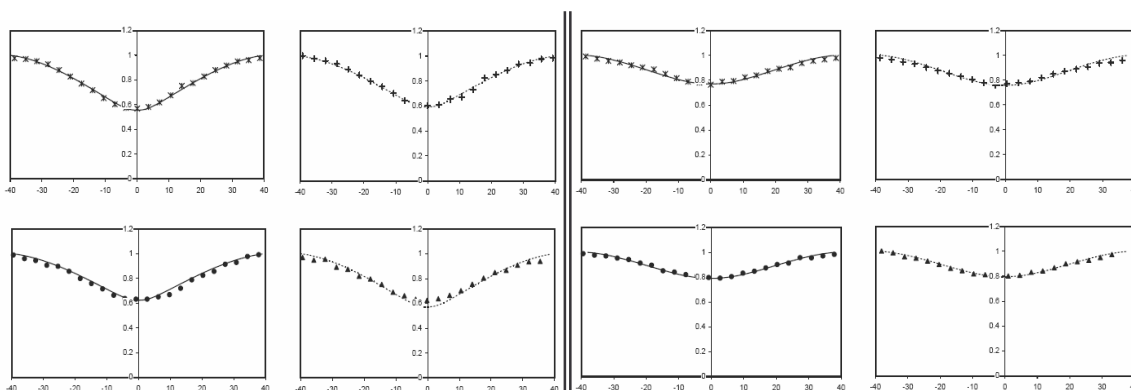
تحلیل داده ها

در جدول ۱ داده های استخراج شده از منحنیهای برگزیده جمع آوری شده است. در این جدول ستونهای با عناوین 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 خطا، برای حصول به بهترین انطباق داده های رصدی و نظری بدست آمده است.

جدول ۱: پارامترهای انتخاب شده از منحنیهای نور برگزیده

EROS	Filter B_E			Filter R_E			ϕ_1
	Max	Pri	Sec	Max	Pri	Sec	
۱۰۱۲	۱۵.۹۱۸	۱۶.۵۵۸	۱۶.۴۵۲	۱۶.۰۶۵	۱۶.۶۳۶	۱۶.۵۷۲	۴۰.۶
۱۰۱۷	۱۴.۹۷۶	۱۵.۲۶۰	۱۵.۲۳۳	۱۵.۱۰۳	۱۵.۴۰۵	۱۵.۳۵۲	۳۸.۷
۱۰۲۵	۱۶.۹۹۴	۱۷.۴۸۲	۱۷.۱۵۱	۱۷.۱۰۰	۱۷.۵۶۱	۱۷.۲۶۸	۳۹.۹
۱۰۳۶	۱۵.۳۸۷	۱۵.۹۰۰	۱۵.۶۶۷	۱۵.۵۵۹	۱۵.۹۵۹	۱۵.۸۹۹	۳۳.۱
۱۰۴۴	۱۵.۱۶۲	۱۵.۵۷۶	۱۵.۵۵۶	۱۵.۲۷۳	۱۵.۷۰۳	۱۵.۶۲۵	۲۹.۱
۱۰۴۵	۱۶.۴۰۴	۱۷.۱۸۴	۱۶.۵۱۴	۱۶.۴۱۹	۱۷.۰۰۵	۱۶.۵۳۹	۲۵.۱
۱۰۴۶	۱۵.۷۸۳	۱۶.۹۸۲	۱۶.۱۳۲	۱۵.۷۳۵	۱۶.۸۲۹	۱۶.۱۱۸	۳۵.۲
۱۰۵۲	۱۶.۰۵۰	۱۶.۶۰۵	۱۶.۳۸۰	۱۶.۱۷۰	۱۶.۶۷۶	۱۶.۵۵۸	۲۱.۱
۱۰۵۴	۱۵.۰۹۳	۱۵.۲۷۰	۱۵.۲۵۰	۱۵.۲۷۱	۱۵.۴۵۴	۱۵.۳۹۵	۲۶.۶
۱۰۵۸	۱۶.۲۵۲	۱۷.۵۱۰	۱۶.۴۴۹	۱۶.۴۰۴	۱۷.۴۳۵	۱۶.۶۴۹	۲۷.۱
۱۰۶۲	۱۶.۲۳۹	۱۷.۴۴۶	۱۶.۴۱۵	۱۶.۲۸۸	۱۷.۳۵۳	۱۶.۴۹۵	۳۰.۲
۱۰۶۵	۱۶.۰۱۷	۱۷.۲۴۰	۱۶.۳۲۸	۱۶.۱۱۷	۱۷.۲۵۴	۱۶.۴۵۰	۲۵.۵
۱۰۶۶	۱۵.۳۶۰	۱۵.۸۰۰	۱۵.۷۴۰	۱۵.۵۲۵	۱۵.۹۷۰	۱۵.۸۸۴	۰۸.۳

به دلیل پراکندگی بیش از حد برخی منحنیها، انتخاب صحیح پارامترهای فوق کار ساده ای نبود. از طرفی شکل منحنی تحلیلی که سرانجام از روش ما حاصل می شود، و عمق کمینه های اولیه و ثانویه آن، به پارامترهای ذکر شده به شدت حساس است. بنابراین معیار انتخاب صحیح این پارامترها، تطبیق هرچه بهتر داده های رصدی بر منحنی تحلیلی است. البته قابل ذکر است که، بهرحال، چون داده های 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 کمینه ها کاملاً متقارن است در حالیکه منحنیهای نور سیستمهای واقعی بطور کامل متقارن نیستند. شکل ۱ نمونه هایی از منحنیهای نور را در کمینه های اولیه و ثانویه به همراه منحنی تحلیلی نشان می دهد.

شکل ۱: منحنی نور سیستم EROS 1012 (چپ) و EROS 1017 (راست). خطوط پیوسته مربوط به منحنی تحلیلی و نقاط، داده

های رصدی هستند. بالا: کمینه های اولیه، پایین: کمینه های 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

آمده اند. نتایج حاصل در جدول ۲ آمده است. در این جدول L_{1B} و L_{1R} فروغمندی مولفه اولیه سیستم با

جدول ۲: فروغمندیها، میل مداری، شعاعهای نسبی، و دماهای سطحی حاصل از تحلیل مقدماتی منحنیهای نور

EROS	L_{1B}	L_{1R}	i	r_1	r_2	T_1			T_2		
						Main S.	Giant	Super G.	Main S.	Giant	Super G.
۱۰۱۲	۰.۶۲۴۰	۰.۵۷۳۰	۸۶.۸	۰.۳۵۳۷	۰.۲۹۸۴	۱۱۳۱۸	۱۱۱۱۴	۱۳۳۹۳	۸۲۷۹	۸۴۷۵	۷۹۶۵
۱۰۱۷	۰.۳۳۵۰	۰.۳۵۳۴	۷۳.۵	۰.۲۶۸۳	۰.۳۹۵۱	۸۹۱۲	۹۰۳۸	۹۱۰۳	۱۰۰۱۹	۹۹۹۰	۱۱۱۵۲
۱۰۲۵	۰.۵۹۳۸	۰.۵۶۷۴	۷۲.۳	۰.۲۸۹۷	۰.۳۹۲۹	۱۰۳۴۹	۱۰۲۷۴	۱۱۷۴۳	۸۸۱۸	۸۹۵۷	۸۹۳۰
۱۰۳۶	۰.۵۰۱۶	۰.۴۱۰۵	۷۹.۳	۰.۲۴۸۷	۰.۳۱۹۱	۱۷۲۶۹	۱۶۶۳۸	۲۱۶۳۰	۸۰۰۳	۸۲۲۰	۷۵۱۵
۱۰۴۴	۰.۷۴۱۰	۰.۷۶۴۴	۸۲.۹	۰.۳۱۰۷	۰.۱۸۷۵	۹۱۶۰	۹۲۵۴	۹۵۶۷	۱۱۵۹۵	۱۱۳۵۷	۱۳۸۴۳
۱۰۴۵	۰.۳۱۶۱	۰.۲۵۷۳	۷۴.۵	۰.۱۱۱۲	۰.۳۷۷۲	۱۷۷۶۱	۱۷۱۱۸	۲۲۲۱۵	۸۶۳۵	۸۷۹۵	۸۵۹۴
۱۰۴۶	۰.۶۱۷۹	۰.۵۸۶۷	۷۶.۶	۰.۲۵۹۸	۰.۳۱۸۷	۱۰۴۸۴	۱۰۳۸۹	۱۱۹۷۹	۸۶۷۲	۸۸۲۸	۸۶۶۱
۱۰۵۲	۰.۶۸۳۴	۰.۶۳۶۹	۸۵.۰	۰.۲۰۰۵	۰.۱۶۸۶	۱۰۹۱۸	۱۰۷۶۵	۱۲۷۲۶	۸۲۰۹	۸۴۱۲	۷۸۴۸
۱۰۵۴	۰.۸۶۴۴	۰.۸۹۱۳	۷۸.۲	۰.۳۴۰۹	۰.۱۴۲۷	۹۱۶۵	۹۲۵۸	۹۵۷۵	۱۹۲۵۰	۱۸۵۹۱	۲۳۹۲۷
۱۰۵۸	۰.۶۷۱۵	۰.۶۰۰۱	۸۵.۳	۰.۱۹۰۵	۰.۲۷۰۹	۱۲۲۰۴	۱۱۸۹۶	۱۴۸۰۳	۷۸۲۸	۷۰۵۴	۷۲۵۱
۱۰۶۲	۰.۷۰۲۹	۰.۶۵۴۶	۸۳.۸	۰.۲۱۵۲	۰.۲۹۶۴	۱۰۹۳۶	۱۰۷۸۱	۱۲۷۵۶	۸۱۱۷	۸۳۲۶	۷۶۹۵

۱۰۶۵	۰.۶۰۴۶	۰.۵۸۰۷	۸۴.۴	۰.۱۸۶۲	۰.۲۴۸۰	۱۰۲۴۶	۱۰۱۸۷	۱۱۵۶۴	۸۸۵۹	۸۹۹۳	۹۰۰۶
۱۰۶۶	۰.۸۳۵۰	۰.۸۴۲۷	۸۶.۸	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، و 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 EROS1012 و 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) $B_J - V_J$ 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 پروژه 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 ماژلان) از بانک اطلاعاتی پروژه 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 درصد 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 اله، 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 لابلای 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 کرده 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 بدست 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 بدست 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 5-50 AU نیز حکایت می کند (e.g. see Boisse et al. 2005).

بر طبق نظریه شکل گیری ستارگان، کپه های کوچک موجود در ابرهای مولکولی می توانند ادغام شده و کپه های بزرگتری را بوجود آورند تا آنجا که رمبش اتفاق افتاده و یک ستاره متولد گردد. بدین ترتیب، برای بیان یک نظریه جامع و خود سازگار تولد 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 بدست آوردند.

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 بدست 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 تاثیر 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 برخوردی بر واحد حجم به صورت

$$\mathbf{f}_d = \gamma \rho_i \rho \mathbf{v}_d \quad (۱)$$

می باشد که در آن $\rho_i = C \rho^{1/2}$; $C = 9.5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-3/2} \cdot \text{kg}^{1/2}$ چگالی جرمی یون های ابر مولکولی بوده 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 $\rho_i \ll \rho$ می باشد، لذا از ρ_i در مقابل ρ صرف نظر کرده و معادله بقای جرم را با رابطه

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v}{\partial x} \quad (۲)$$

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

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (a^2 \rho + \frac{B^2}{2\mu_0}) \quad (۳)$$

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

$$\frac{\partial g}{\partial x} = -4\pi G \rho \quad (۴)$$

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

$$\frac{dB}{dt} = -B \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (B v_d) \quad (۵)$$

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

$$v_d = -\frac{1}{\gamma C \rho^{3/2}} \frac{\partial}{\partial x} (\frac{B^2}{2\mu_0}) \quad (۶)$$

تعیین می شود.

معادلات (۲)، (۳) و (۵) را می توان با تعریف متغیر σ به صورت

$$\sigma \equiv \int_0^x \rho(x', t) dx' \quad (۷)$$

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

$$\rho_{(x, t=0)} = \frac{\rho_0}{\cosh^2(x/x_\infty)} \quad (۸)$$

$$v_d = \frac{2\alpha_0 a^2}{\gamma C \rho_0^{1/2} x_\infty} \sinh(x/x_\infty) \quad (۹)$$

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.

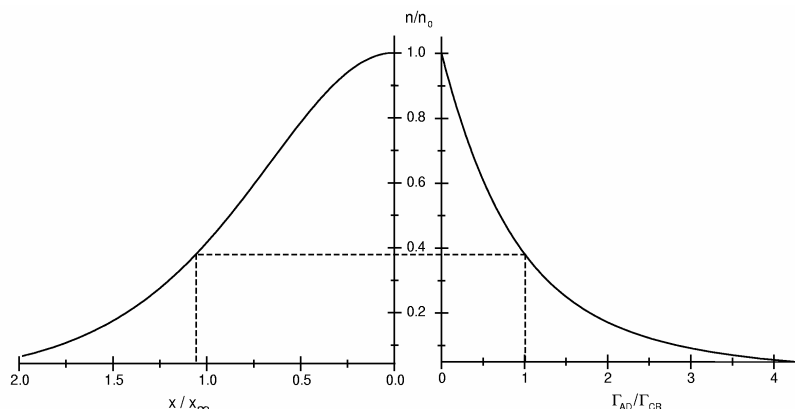
آهنگ سرمایش خالص و ناپایداری حرارتی هم فشار

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

$$\Lambda_{(n,T)} = \Lambda_{(n)} \left(\frac{T_{\text{gas}}}{10 \text{ K}} \right)^{\beta(n)} \text{ J.s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \quad (۱۰)$$

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

برآزش شده به صورت



شکل ۱: اهمیت نسبی گرمایش پخش شدگی در لایه های مختلف ابر مولکولی به ازای $\alpha_0 = 1$ ، $a = 0.3 \text{ km.s}^{-1}$ و $n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$.

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

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

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 خنثی، به صورت غیر مستقیم، در اثر نیروی اصطکاکی برخوردی می باشد. آهنگ گرمای حاصل از این نیروی اصطکاکی (بر واحد جرم)،

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

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، $\Gamma_{CR} \approx 3.12 \times 10^{-8} \text{ J.s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ ، را به صورت

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

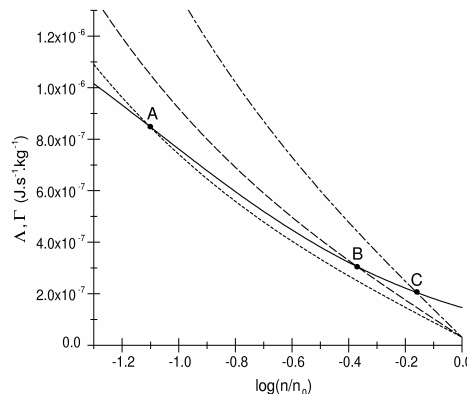
بدست می آوریم که نمودار آن به ازای $\alpha_0 = 1$ ، $a = 0.3 \text{ km.s}^{-1}$ و $n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$ در شکل ۱ ترسیم شده است. تغییرات چگالی نسبی بر حسب فاصله نیز برای مقایسه نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می گردد، در نواحی بیرونی ابر، گرمایش پخش شدگی از اهمیت زیادی برخوردار است.

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 50 K (خط پر) و گرمایش به ازای $\Gamma_{AD} / \Gamma_{CR}$ برابر با 8 (نقطه چین)، 10 (خط چین)، و 15 (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.

مرجع ها

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 برازش غیرخطی

کیومرث کرمی^۱، رزیتا مجبی^۲^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه کردستان^۲مرکز 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 برازش 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 آزمایشیم. محاسبات عددی ما نشان می دهند که نتایج به دست آمده با نتایجی که دیگران به روش لهن - فیله 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 لهن - فیله است [۷]. در اینجا یک روش جدید برای به دست آوردن این پارامترها به وسیله برازش غیر خطی معرفی می شود. سپس این روش را برای چهار سیستم دوتایی شامل AI Phe, GM Dra, HD 93917, V502 Oph می آزمایشیم.

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:

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

که در آن P ، دوره گردش حرکت و شیب مداری i ، 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:

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

سپس با استفاده از قانون دوم کپلر و روابط به دست آمده برای پارامترهای مداری در میدان عکس مجذوری می توان نشان داد که معادله (۴) به رابطه زیر تبدیل می شود [۳ و ۴]:

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

که در آنها a ، 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:

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

برای سادگی قرار می دهیم $Y = P\ddot{Z}$ ، $X = \dot{Z}$. آنگاه معادله (۶) به صورت $Y = Y(X, K, e, \omega)$ بیانگر یک رابطه غیر خطی بر حسب المانهای مداری K ، e و ω می باشد. با استفاده از برازش غیر خطی معادله (۶)، می توان پارامترهای K ، e و ω را همزمان تخمین زد [۳ و ۴].

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:

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

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

که a ، 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 برعکس در معادله (۸)، به دست می آید. توجه شود که پارامتر $a \text{Sini}$ در معادلات (۷) و (۸) به کمک معادله (۳) با المانهای مداری ارتباط دارد.

برازش غیرخطی

برای به دست آوردن المانهای مداری K ، e و ω در معادله (۶) از روش برازش غیر خطی استفاده می کنیم. در این روش، مجموع مربعات خطاها (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 K ، e و ω کمینه گردد. چنانکه:

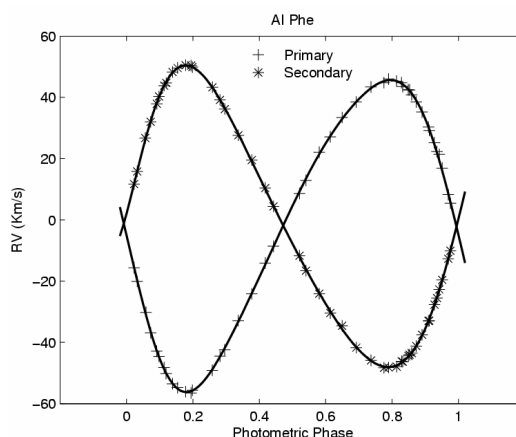
$$\frac{\partial SSE}{\partial K} = \frac{\partial SSE}{\partial \omega} = \frac{\partial SSE}{\partial e}, \quad (10)$$

برای حل معادله (۱۰) از نرم افزار سیستم تحلیل آماری (SAS)، استفاده می کنیم [۵].

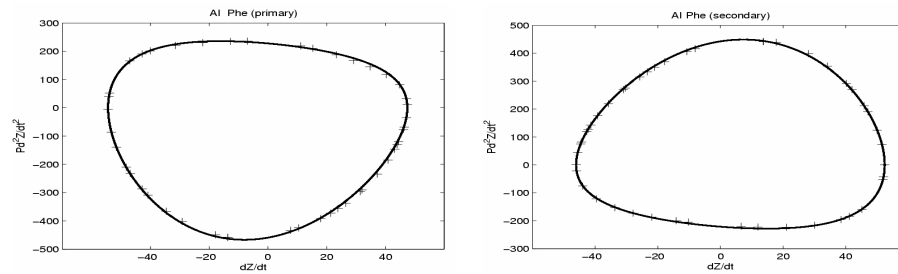
نتایج عددی

در اینجا روش معرفی شده در این مقاله را برای استخراج پارامترهای مداری و ترکیبی چهار سیستم دوخطی طیفی AI Phe, GM Dra, HD 93917, V502 Oph می آزماییم. در اینجا برای نمونه تنها نتایج به دست آمده برای سیستم دوتایی AI Phe را بررسی می کنیم. AI Phe یک دوتایی جدا از هم با دوره مداری $P = 24.5$ 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 $150K \pm 310$ و $510K \pm 120$ 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 مساحت های بالا و پایین منحنی سرعت شعاعی نتیجه می شود. طوریکه هر جا این مساحت ها با هم برابر شوند، آنگاه سرعت مرکز جرم به دست می آید. پارامترهای ترکیبی شامل $\frac{m_p}{m_s} \sin i$ ، $(a_p + a_s) \sin i$ ، $m_p \sin^3 i$ ، $m_s \sin^3 i$ از جایگذاری پارامترهای K ، e 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 پرپود) بر حسب سرعت شعاعی مربوط به مولفه های اصلی و ثانوی **AI Phe**. منحنی توپر از برازش 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			
$V_{cm}(kms^{-1})$	-1.83 ± 0.07	-1.76 ± 0.06	-1.76 ± 0.06
$K_p(kms^{-1})$	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			
$V_{cm}(kms^{-1})$	-1.99 ± 0.08	-1.92 ± 0.06	-1.92 ± 0.06
$K_s(kms^{-1})$	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	47.88 ± 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 New York 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, grate 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 alinement 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:

$$r = R\underline{r}, \quad v = v_A \underline{v}, \quad B = B_o \underline{B}, \quad t = \frac{R}{v_A} \underline{t}, \quad p = \gamma A p_o \underline{p}, \quad c_s^2 = \frac{\gamma p_o}{\rho_o},$$

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:

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

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 $\vec{R}_\ell^m$, $\vec{S}_\ell^m$, and $\vec{T}_\ell^m$ 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 eigne vector which associated with the eigenvalue λ .

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

In our numerical calculations we used a simplified version of Eq. (3). Since diffract 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^ℓ , w_m^ℓ, a_m^ℓ 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., & Dzimowski, W. A. 2002, A&A, 391,235
- Bigot, L., Provost, J., Berthomieu, G., Dzimowski, W. A. & Goode, P.R 2000 A&A 356, 218
- Dzimowski, 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.

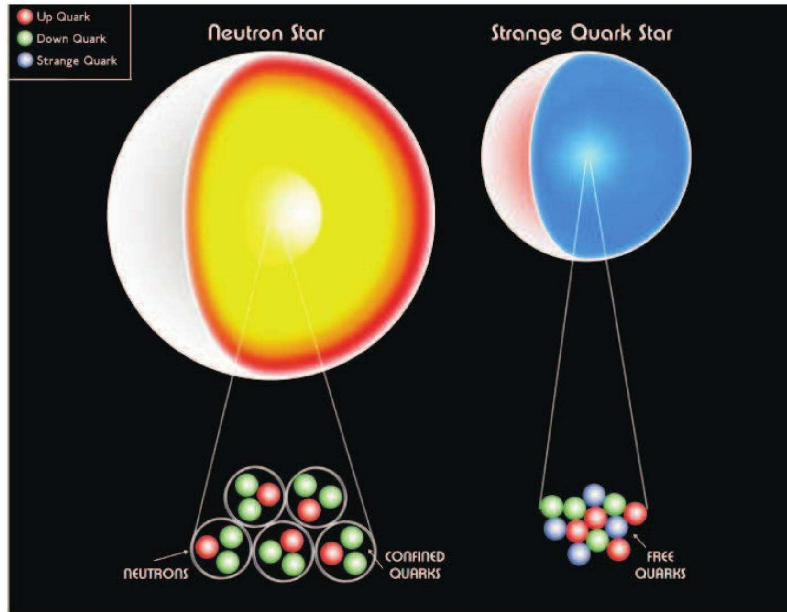
In this work, we calculate the structure of the neutron star with a quark core and also strange star, and compare our results with our pervious works in which we investigated the NS structure without a quark core [1].

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 $m = 150MeV$ 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 .

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

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 $B = 55, 90 \text{ MeV}$ 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
stange 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).

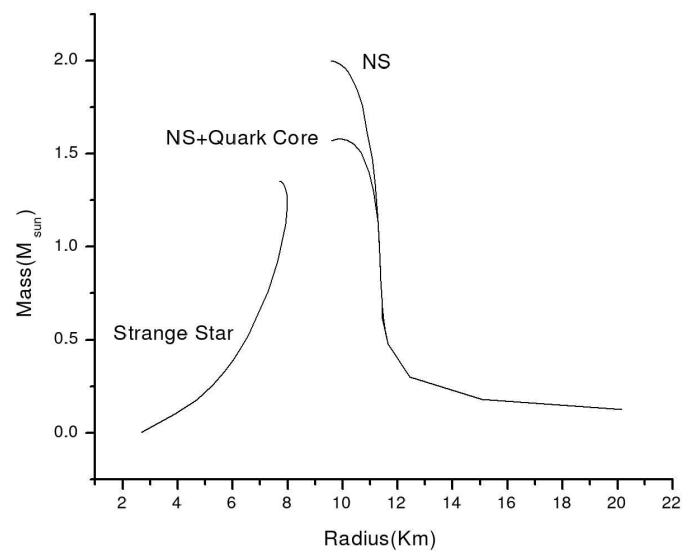


Figure 1: The mass-radius relation for different star.

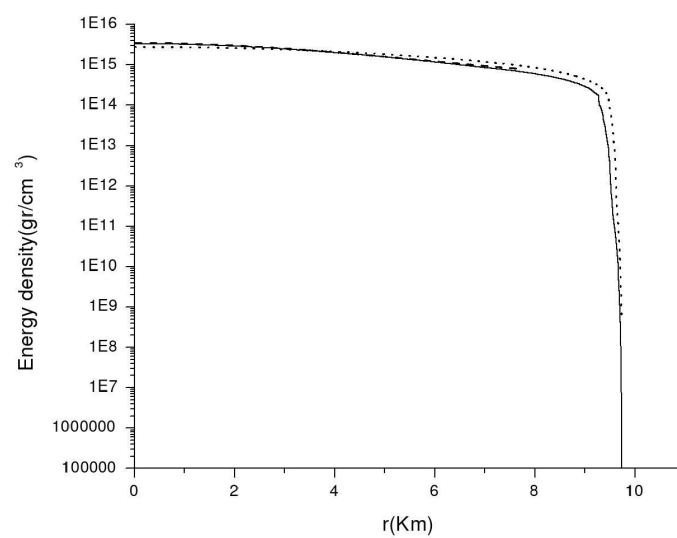


Figure 2: Mass density as a function of radial coordinate for neutron star (dotted line) neutron star with quark core (solid curve) and strange star (dashed curve).

همگرایی گرانشی عدسی های چندگانه

پژوهش، رضا^۱. راهوار، سهراب^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 چشمه در نظر گرفته می شود و معادله عدسی ها استخراج می شود. در ادامه با افزایش تعداد عدسی ها اثر گرانشی N عدسی بر مسیر نور چشمه 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.

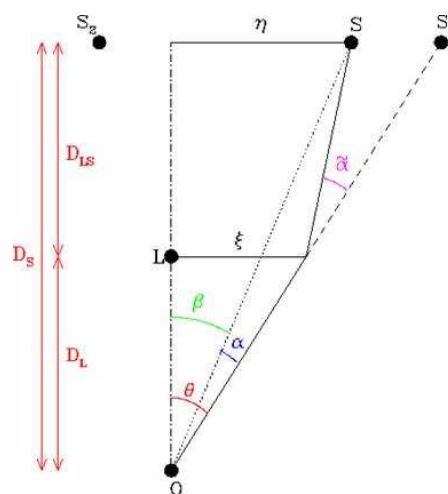
مقدمه

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 چشمه در نظر گرفت. زاویه انحراف نور از متریک شوارتزشیلد به دست می آید. [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 چشمه، عدسی و ناظر نشان داده شده است. معادله عدسی که رابطه بین مکان چشمه و تصویر را بیان می کند، به صورت رابطه (۲) نوشته می شود. [۱] و [۲]

$$\vec{\eta} = \frac{D_S}{D_L} \vec{\xi} - D_{LS} \vec{\alpha} \quad (2)$$



شکل ۱. موقعیت چشمه و عدسی و ناظر

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

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

$$A = \frac{1}{\det(J)} \quad (۳)$$

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 چشمه در حالتی که تصویر بحرانی ایجاد می شود «caustic» گفته می شود. بنابراین در همگرایی گرانشی تصاویر معمولی مد نظر 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 چشمه 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 چشمه و صفحات عدسی را به ترتیب، $\vec{\eta}$ ، $\vec{\xi}^{(1)}$ و $\vec{\xi}^{(2)}$ انتخاب می کنیم. فواصل بین ناظر، عدسی ها و چشمه بر روی شکل مشخص شده اند. برای نوشتن معادلات عدسی، ابتدا ناظر را در مکان واقعی اش، عدسی را روی صفحه اول و چشمه را روی صفحه دوم در نظر می گیریم. با استفاده از رابطه (۲) معادله عدسی بین این کمیات به صورت زیر نوشته می شود:

$$\vec{\xi}^{(2)} = \vec{\xi}^{(1)} \frac{D_2}{D_1} - D_{12} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(1)}) \quad (۴)$$

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

$$\vec{\eta} = \frac{D_{1S}}{D_{12}} \vec{\xi}^{(2)} - D_{2S} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(2)}) \quad (۵)$$

از رابطه (۴) مقدار $\vec{\xi}^{(2)}$ را در (۵) جایگذاری کرده و معادله

سیستم دو عدسی به دست می آید

(۶)

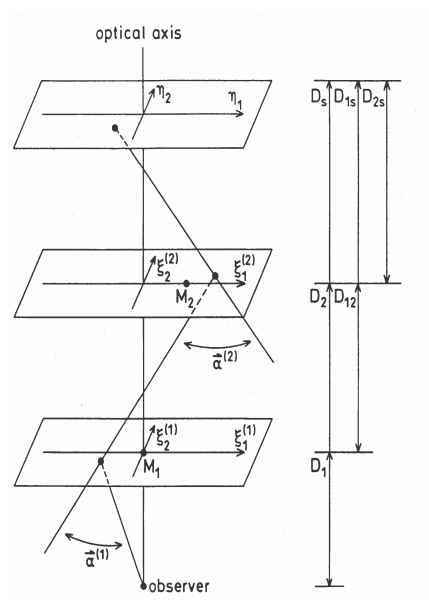
$$\vec{\eta} = \vec{\xi}^{(1)} \frac{D_S}{D_1} - D_{1S} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(1)}) - D_{2S} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(2)})$$

زوایای انحراف $\alpha(\vec{\xi}^{(1)})$ و $\alpha(\vec{\xi}^{(2)})$ 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 چشمه و زوایای انحراف پرتو نور در این شکل نشان داده شده است.

معمولاً معادلات عدسی را بی بعد می نویسند. 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.

$$\vec{y} = \frac{\vec{\eta}}{\eta_0} \quad \text{و} \quad \vec{x}^{(2)} = \frac{\vec{\xi}_0^{(2)}}{\xi_0^{(2)}} \quad , \quad \vec{x}^{(1)} = \frac{\vec{\xi}_0^{(1)}}{\xi_0^{(1)}}$$

بر ای 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]

$$\vec{y} = \vec{x} - m_1 \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2} - m_2 \frac{\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}^{(2)}}{|\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}^{(2)}|^2} \quad (۷)$$

$$\vec{x}^{(2)} = \vec{x} - m_1 \beta \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2} \quad (۸)$$

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 آنها 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.

$$\vec{y} = \vec{x} - m_1 \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2} - m_2 \frac{\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}^{(2)}}{|\vec{x}^{(2)} - \vec{x}_{m2}^{(2)}|^2} - m_3 \frac{\vec{x}^{(3)} - \vec{x}_{m3}^{(3)}}{|\vec{x}^{(3)} - \vec{x}_{m3}^{(3)}|^2} \quad (۹)$$

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

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

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 چشمه 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، چشمه در صفحه عدسی دوم، در گام بعد ناظر روی صفحه عدسی اول، عدسی روی صفحه عدسی دوم و چشمه روی صفحه عدسی سوم و در آخرین مرحله ناظر روی صفحه عدسی (N-1)ام، عدسی روی صفحه Nام و چشمه را در مکان واقعی اش فرض کرده و معادلات

عدسی را می نویسیم.

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

$$\vec{\xi}^{(3)} = \vec{\xi}^{(2)} \frac{D_{212}}{D_{12}} - D_{23} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(2)})$$

$$\vec{\xi}^{(j)} = \vec{\xi}^{(j-1)} \frac{D_{j(j-2)}}{D_{j(j-1)}} - D_{(j-1)(j-2)} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(j-1)})$$

$$\vec{\eta} = \vec{\xi}^{(N)} \frac{D_{(N-1)S}}{D_{N(N-1)}} - D_{NS} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(3)})$$

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

$$\vec{\eta} = \vec{\xi}^{(i)} \frac{D_S}{D_1} - \sum_{j=1}^N D_{is} \vec{\alpha}(\vec{\xi}^{(i)})$$

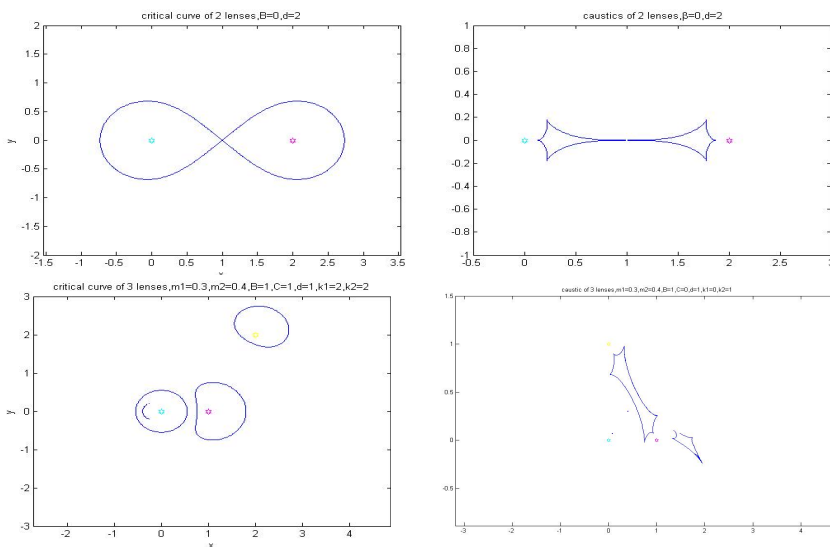
نوشته می شود که پس از بی بعد کردن معادله، رابطه زیر بدست می آید:

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

می رسمیم 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 صفهای دترمینان

ماتریس ژاکوبین، منحنی بحرانی به دست می آید. از جایگذاری مقدار تصاویر بحرانی در معادله (۱۰)، caustic

بدست 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 نما NGC 7662 با استفاده از نرم افزار

DUSTY

قادر درستی، علی بستانی، جمشید قنبری

دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

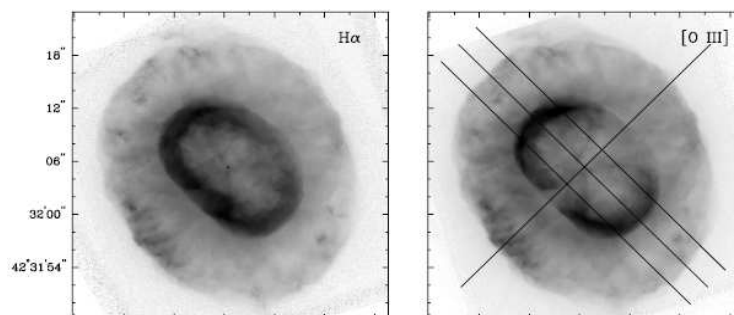
با حل معادله انتقال تابش و بکار بردن آن توسط نرم افزار *Dusty* و با داشتن مشخصات محیط می توان نمایه تابشی محیط را بدست آورد. در این مقاله، نمایه شار تابشی خروجی از سحابی سیاره نما NG 7662 با توجه به مشاهدات رصدی CIO [۱] در ناحیه فروسرخ با نتایج بدست آمده از نرم افزار *Dusty* مقایسه گردید و مشخصات محیط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

مقدمه :

تصاویر بدست آمده از تلسکوپ هابل (شکل (۱)) نشان می دهد که، ساختار سحابی سیاره نما NGC 7662 از دو ناحیه مجزا تشکیل شده است (ناحیه درونی، ناحیه بیرونی). محاسبات [۲] نشان می دهد که دمای ناحیه داخلی بسیار بالا است ($T_e = 44000K$) و طیفهای غالب در این ناحیه $H\alpha$ ، $O[III]$ و $He[II]$ می باشند. اما ناحیه خارجی دمای سردتری نسبت به ناحیه داخلی دارد. بنابراین حضور دانه ها در این ناحیه محتمل خواهد بود. خصوصیات و ترکیبات دانه ها می توانند شار تابشی خروجی (SED) از محیط را تحت تاثیر خود قرار دهند. که این تاثیرات به نحوی به دما، توزیع چگالی و ترکیبات شیمیایی دانه ها وابسته می باشد. برای بررسی تاثیر خصوصیات غبار بر شار تابشی خروجی می بایست معادله انتقال تابش (۱) را برای محیطی غباری با در نظر 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 می کند. نمایه شار تابشی بدست آمده از *Dusty* را می توان با داده های رصدی 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 لایه های کروی فورمول بندی شده بود. در چنین روشی از کمیت هایی با مقیاس بندی کلی استفاده می کنند که به طور موثری باعث کاهش پارامترهای مستقل ورودی می شود.

در اینجا نشان می دهیم که کمیت های نوری مربوط به غبار داده شده برای هر لایه از محیط های میان ستاره ای 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 :

$$(۱) \frac{dI_{\lambda}}{dl} = k_{\lambda} (S_{\lambda} - I_{\lambda})$$

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، کمیت های طولی را بدون بعد کرده و تلاش خود را برای حل این معادله به کار می بندیم. T_1 و r_1 را بعنوان دما و شعاع پوسته داخلی تعریف می کنیم. با استفاده از عبارت شار تابشی به صورت

$$(۲) \quad F_{el} = \int F_{e\lambda}(r_1) d\lambda$$

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

$$(۳) \quad F_{e\lambda} = \int I_{e\lambda} \cos \theta d\Omega$$

کمیت زیر

$$(۴) \quad \psi = \frac{4\sigma T_1^4}{F_{el}}$$

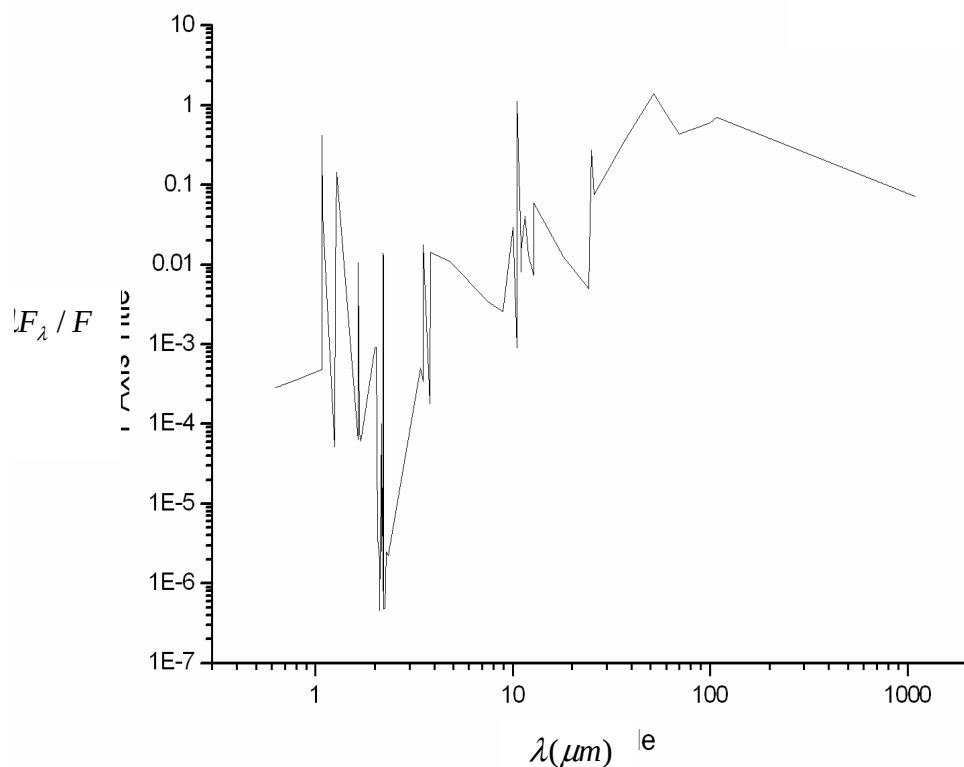
را به عنوان یک کمیت بدون بعد و معرف خروجی میدان تابشی تعریف می کنیم. با توجه به ملاحظات بالا معادله انتقال برای یک مدل با تقارن کروی پاسخی بصورت خواهد داشت.

$$(۵) \quad I_{\lambda}(y, \theta) = I_{e\lambda} e^{-\tau_{\lambda}(y)} \Theta\left(\frac{\theta_{el}}{y} - \theta\right) + I_{d\lambda}$$

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

مشاهدات رصدی

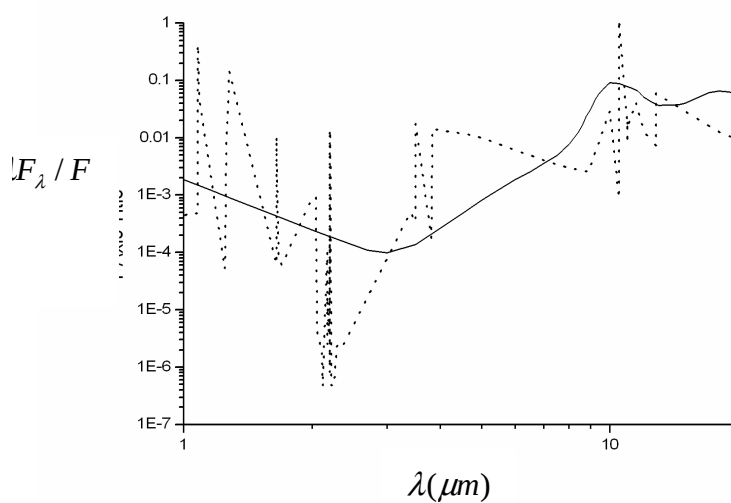
سحابی سیاره نمای NGC 7662 ، یک شیء آبی رنگ در آندرومدا می باشد. دمای ستاره مرکزی این سحابی در محدوده ۵۰۰۰-۱۰۰۰۰ برآورد شده است [۴]. از طرفی نتایج طیف سنجی Sandin و همکارانش [۲] دمای الکترونی محیط را ۴۴۰۰۰ k تخمین زدند. مشاهدات IRAS در ناحیه فروسرخ (طول موج ۱-۱۰۰۰ میکرومتر) NASA/GODDARD SPACE FLIGHT CENTER [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 (نمودار (۲)) ، بهترین برازش بین محاسبات بدست آمده از طریق کد و نتایج رصدی، نمودار (۳) حاصل می شود.



نمودار (۳)

نتایج

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

عمق نوری	نمایه توزیع چگالی دانه ها	دمای غبار در مرز داخلی پوسته	دمای ستاره مرکزی
τ	η	T_d	T_*
۰.۲۳	1/r	۳۵۰ K	۶۰۰۰۰ K
	$\lambda(\mu m)$		

جدول (۱)

ترکیب شیمیایی غالب در محاسبات بالا، سیلیس گرم (Sil-OW [۵]) در نظر گرفته شد. البته هیچ رابطه معنی داری برای تغییر درصد 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. Schönerberner, M.M. Roth, M. Steffen, A. Monreal-Ibero, P. Böhm, 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 به ازای مقادیر مختلف پارامتر $\mathcal{E}$ (سرعت واپاشی خلاء) بدست آوردیم و معلوم شد که پارامتر $\mathcal{E}$ نقش مهمی را در تحول اختلالات خطی بازی می کند. همچنین مقدار آن برای مقایسه با مدل استاندارد، نیز محاسبه شد. در پایان تاثیر حضور باریون نیز در تحول خطی اختلالات بررسی شد.

مقدمه

اینشتین 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 می دهد که جهان ما در حال انبساط شتابدار می باشد. دلیل احتمالی این پدیده وجود نوع ناشناخته ای از مؤلفه در عالم است که دارای چگالی و نیروی گرانشی است ولی فشار آن منفی می باشد. از طرفی محاسبات نظریه میدان کوانتومی نشان می دهد، 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 معمای 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 می گیرند [2,3]. در این مقاله ما روشی را بکار گرفتیم که در حقیقت ادامه کار Wang [1] می باشد. ابتدا واپاشی خلاء به ذرات CDM را در نظر گرفتیم، که معلوم شد رابطه ρ_m بصورت $\rho_{m0} a^{-3+\mathcal{E}}$ می شود. 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 $\mathcal{E}$ بدست آوردیم.

واپاشی خلاء به CDM

با توجه به معادله میدان اینشتین

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

که در رابطه بالا $T^{\mu\nu}$ ، تانسور انرژی-ممتن می باشد. با توجه به معادله $T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$ ما می توانیم 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 هم‌ارز:

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

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

رابطه (۳) 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 می‌شود. بنابراین:

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

که ρ_{m0} مقدار فعلی ρ_m می‌باشد. با جایگزاری رابطه (۴) در را در معادله (۳)

$$\rho_{\Lambda} = \tilde{\rho}_{\Lambda 0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0} a^{-3+\varepsilon} \quad (5)$$

که $\tilde{\rho}_{\Lambda 0}$ ثابت انتگرال گیری می‌باشد. با توجه به رابطه بالا مقدار فعلی چگالی انرژی تاریک بصورت زیر است.

$$\rho_{\Lambda 0} = \tilde{\rho}_{\Lambda 0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0} \quad (6)$$

محاسبه معادله فریدمان

دینامیک عالم از طریق معادله فریدمان بدست می‌آید.

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

با توجه به اینکه k می‌تواند یکی از مقادیر ۱، ۰ 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 می‌باشد. با جایگزاری روابط (۴) و (۵) در رابطه (۸) داریم

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\Omega_b a^{-3} + \frac{3\Omega_{m0}}{3-\varepsilon} a^{-3+\varepsilon} + \tilde{\Omega}_{\Lambda 0}) \quad (9)$$

که در رابطه بالا Ω_{m0} و Ω_b بترتیب چگالی CDM و باریون می‌باشند و مقدار $\tilde{\Omega}_{\Lambda 0}$ به حالت پایه خلاء مربوط است. باید توجه کرد که رابطه بالا به‌ازای $\Omega_b=0$ ، $\tilde{\Omega}_{\Lambda 0}$ ، ε به مدل استاندارد تبدیل می‌شود.

بررسی تشکیل ساختار در رژیم خطی

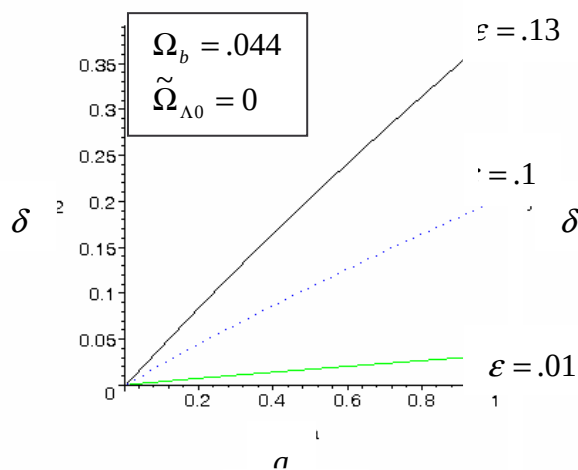
با استفاده از معادله پیوستگی و پواسن در جهان FRW تحول چگالی $\delta = \frac{\delta\rho}{\rho}$ در تقریب خطی [6,5,4] بصورت زیر می شود.

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

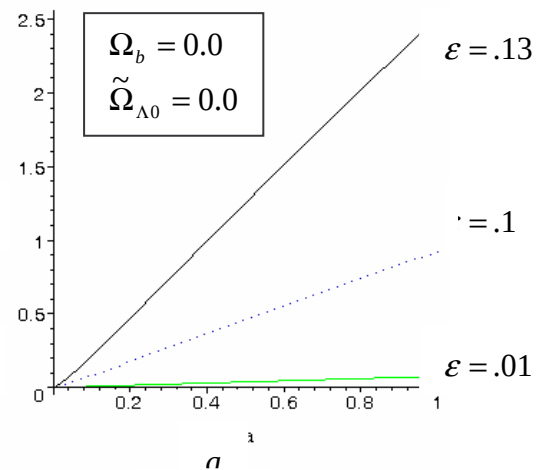
معادله دیفرانسیل بالا را بر حسب a می نویسیم

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

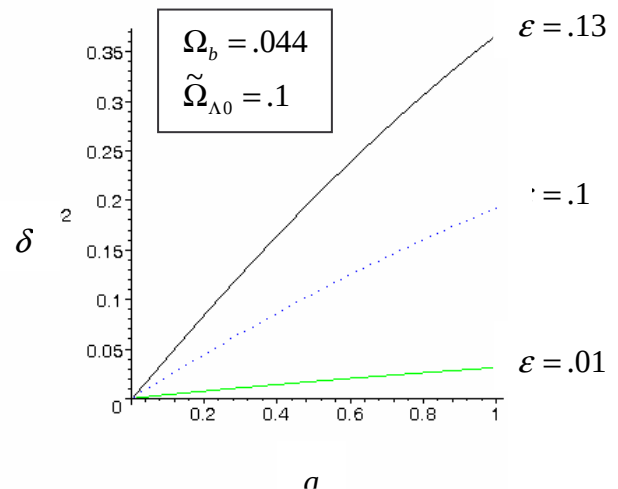
با جایگزاری H از معادله (۹) در معادله بالا و حل عددی معادله بالا، δ بصورت زیر به ازای مقادیر مختلف ε بدست می آید.



شکل (۲)



شکل (۱)



شکل (۳)

در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) تحول اختلالات خطی به ازای مقادیر $\mathcal{E} = 0.01, 1, 13$ 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 Wang & Meng [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 $\mathcal{E}$ 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'ón, Phys. Rev. D43, 375 (1991); J. C. Carvalho, J. A. S. Lima and I. Waga, Phys. 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 مغناطیده

مرکزی

افنبری، 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 غیرچرخان و در حضور میدان مغناطیسی دوقطبی ستاره مرکزی مورد بررسی قرار دهیم. معادلات اصلی را در سیستم مختصات کروی در نظر گرفتیم و فرض کردیم سیستم دارای تقارن محوری باشد. همچنین به دلیل غیرچرخان بودن قرص از مولفه V_ϕ صرف نظر کردیم. با توجه به فرضهای انجام شده و محاسبات لازم به رابطه ای بین مؤلفه های شعاعی θ و 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 روشهای خودمشابهی به سه معادله نهایی برای سرعت، پتانسیل و فشار بر حسب θ می رسم که در آنها تأثیر سه کمیت بدون بعد C و D که B نشانگر نسبت انرژی های گرمایی به گرانشی، C نسبت انرژی های جنبشی به گرانشی و D معرف اهمیت خودگرانش می باشد، را مورد بررسی قرار می دهیم.

مقدمه

قرصهای برفرازشی 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 عمده 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 غیر ممکن است. در بررسی قرصهای ضخیم معمولاً از دو روش استفاده می کنند: در روش اول که بسیار نیز متداول 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 سیستمها از اثر میدان مغناطیسی نمی توان صرف نظر کرد (Blanford & Znajek 1994; Lubow et al. 1977). به همین دلیل ما از معادلات مگنتوهیدرودینامیک (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 غیرچرخان 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 در نظر 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 زیر در 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.

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

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

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

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (۵)$$

$$\nabla^2 (\psi + \psi_{ext}) = 4\pi G (\rho + \rho_{ext}) \quad (۶)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (۷)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (r \sin \theta (v_r B_\theta - v_\theta B_r)) = 0 \quad (۸)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \sin \theta (v_r B_\theta - v_\theta B_r)) = 0 \quad (۹)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r (v_\phi B_r - v_r B_\phi)) - \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta) = 0 \quad (۱۰)$$

پس

$$r \sin \theta (v_r B_\theta - v_\theta B_r) = A = cte \quad (۱۱)$$

با جاگذاری مقادیر مؤلفه میدان دوقطبی و با توجه به اینکه در r های بزرگ باید v_θ و v_r به سمت صفر میل کنند، مقدار ثابت A صفر می شود و خواهیم داشت:

$$v_r = 2v_\theta \cot \theta \quad (۱۲)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\phi}{\partial r} (2B_0) \frac{R^3}{r^2} \cos \theta - 3B_0 v_\phi \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cos \theta - 2 \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \cot \theta r B_\phi - 2v_\theta \cot \theta B_\phi - 2v_\theta r \cot \theta \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \\ - \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} B_\phi - v_\theta \frac{\partial B_\phi}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \sin \theta = 0 \end{aligned} \quad (۱۳)$$

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

$$\rho v_\theta = \rho_0 v_0 \left(\frac{r}{R}\right)^{n-5/2} \sin^{-2n} \theta \quad (۱۴)$$

چون در r های بزرگ این مقدار باید صفر شود در نتیجه باید $n < \frac{5}{2}$ باشد. از معادله (۴) مؤلفه های بردار J را بدست آورده و همراه با رابطه (۱۲) در معادله اولر قرار می دهیم. با توجه به تعریف فشار مؤثر به صورت زیر

$$\hat{P} = p_{gas} + \frac{B_\phi^2}{8\pi} \quad (۱۵)$$

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

$$\rho \left(4v_\theta \cot^2 \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{2v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \cot \theta - 3 \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{2v_\theta^2}{r} \cot^2 \theta - \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} \right) + \frac{\partial \hat{P}}{\partial r} = - \frac{B_\phi^2}{4\pi r} \quad (۱۶)$$

$$\rho \left(2 \frac{v_\theta^2}{r} \cot \theta + 2v_\theta \cot \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{P}}{\partial \theta} = - \frac{B_\phi^2}{4\pi r} \cot \theta \quad (۱۷)$$

$$\rho \left(3 \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta + 2v_\theta \cot \theta \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} \right) = \frac{B_0}{4\pi} \frac{R^3}{r^4} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\phi) + 2r \cos \theta \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \right) \quad (۱۸)$$

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

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

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

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

از روابط (۱۶) و (۱۷) $\frac{\partial \psi}{\partial \theta}$ و $\frac{\partial \psi}{\partial r}$ را بدست می آوریم و در معادله پواسون قرار می دهیم. با استفاده از رابطه (۱۴) و اعمال

فرضهای اولیه در مورد مؤلفه سمتی 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 گرمایی 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 خودمشابهی معادلات متغیرهای خودمشابه زیر را در نظر می گیریم:

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

با جایگذاری این روابط در معادلات (۱۹)، (۲۰)، (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:

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

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

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

$$(29)$$

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):

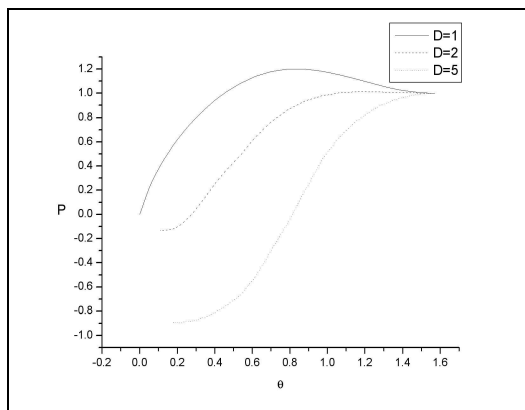
$$\left. \frac{d\tilde{v}_\theta(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\pi/2} = 0 \quad \text{و} \quad \left. \frac{d\tilde{P}_\theta(\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=\pi/2} = 0$$

از روابط (۲۳) و (۲۸) بدست می آوریم:

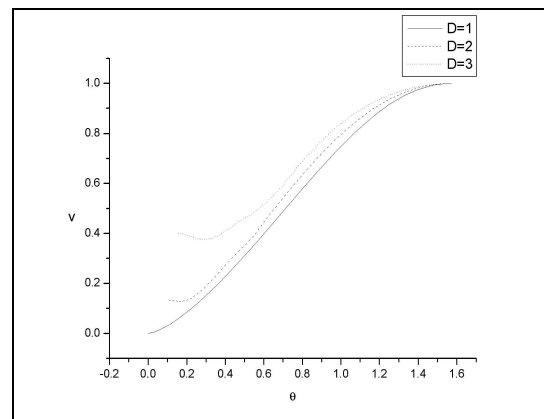
$$\tilde{\psi}(\pi/2) = -4B - 3C + 1 \quad (32)$$

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

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.



(ب)



(الف)

در نمودار (الف) تأثیر خودگرانش بر مؤلفه قطبی سرعت قرص مشاهده می شود. به پارامتر D مقادیر ۱، ۲ و 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 و ۵ 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., Bhatt J.R., 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., Sanyae R.A., 1973, *A&A*, 24, 337

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

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

^۱گروه نجوم ذره‌ای دانشگاه شهید باهنر کرمان

چکیده

در ادامه‌ی دوکار پیشین این گروه (مراجع ۱و۲) به بررسی مدل‌های تئوری موجود در زمینه‌ی طیف پرتوی گامای 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 جدیدتر به نظر لازم می‌رسید. بررسی حاضر حدس 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 و 1982 Fichtel) و EGRET (1998 Sreekumar, et al.) انجام گرفت. با توجه به این که عمده‌ی منابع پرتوی گامای کهکشانی در صفحه‌ی کهکشان قرار گرفته‌اند، زمینه‌ی گاما در قطب‌های کهکشانی را می‌توان ناشی از منابع ماوراء کهکشانی دانست. باچنین دیدی، در اولین کار تحقیقاتی خود (۱) با استفاده از داده‌های EGRET ابتدا برای پرتوی گامای ساطع شده در جهت ابرخوشه‌ی گیسو، یک طیف نمایی پیشنهاد نمودیم:

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

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

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

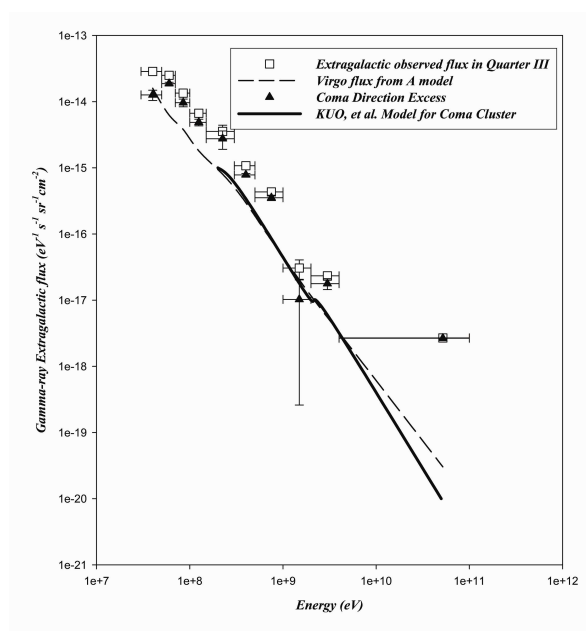
در کار ارائه شده توسط KUO و همکاران (۳) با فرض این که قسمتی از پرتوهای گاما در ابرخوشه در اثر برهم‌کنش‌های هادرونی پرتوهای کیهانی (عموماً پروتون‌ها) با یون‌های حرارتی موجود در محیط میان خوشه‌ای ایجاد می‌شود و با استفاده از مدل (Dermer, 1986) برای برهم‌کنش‌های هادرونی و همچنین با در نظر گرفتن تولید پرتوهای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

محاسبات

به طوری که در شکل ۱ مشخص می‌گردد نتایج KUO و همکاران در توافق با نتایج مدل A برای ابرخوشه‌ی 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 ابرخوشه‌ی گیسو و اضافه شار ماوراء کهکشانی ناشی از ابرخوشه‌ی 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 نتیجه‌ی حاصل در توافق نسبتاً خوبی با مشاهدات می‌باشند.



شکل ۱: اضافه شار مشاهده شده ماوراء کهکشانی پرتو گاما در ربع سوم، اضافه شار پیش بینی 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 خوشه.

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 ابرخوشه‌ی سنبله، طیف پروتون تجربی و نتایج کار پیشین، تلاش نمودیم تا طیف پروتون ماوراء کهکشانی در جهت ابرخوشه‌ی گیسو را مشخص نماییم. به این منظور در اولین تقریب فرض کردیم نسبت گاما به پروتون در گستره مورد نظر تقریباً ثابت است.

مقادیر محاسبه شده برای نسبت گاما به پروتون مورد استفاده در گستره‌ی انرژی $E > 10^{19} \text{ eV}$ ، در بازه‌ی 0.1 تا

1.2 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 پرتوی گامای ماوراءکهرکشان‌ی ناشی از ابرخوشه‌ی گیسو، ابرخوشه‌ی سنبله و سایر خوشه‌ها و ابرخوشه‌ها به شار کل ماوراءکهرکشان‌ی 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 $E > 10^{19} \text{ eV}$ ، 0.34 بود که در محاسبه طیف تقریبی پروتون ماوراءکهرکشان‌ی 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.

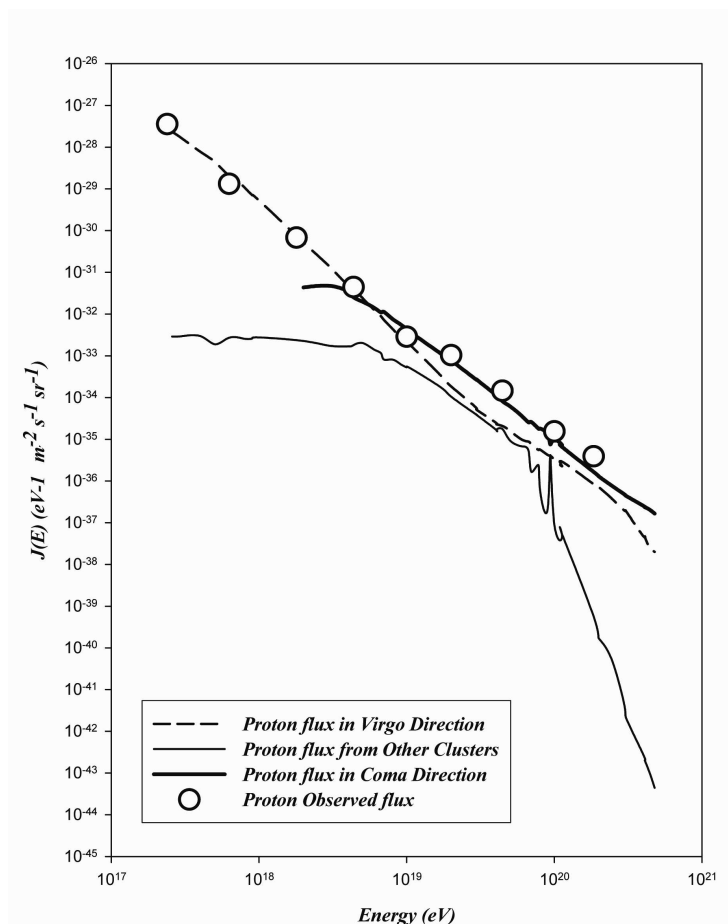
Energy (eV)	Proton Flux ($\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	Energy (eV)	Proton Flux ($\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)
2×10^{19}	0.4351×10^{-31}	4×10^{20}	0.1184×10^{-33}
3×10^{19}	0.4772×10^{-31}	5×10^{20}	0.6219×10^{-34}
4×10^{19}	0.3547×10^{-31}	6×10^{20}	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 سنبله 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. "تلاشی برای آشکار کردن اضافه شار ماوراء کهکشانی پرتوی گاما در جهت ابرخوشه گیسو" - داودی‌فر، فاطمی

و ارجمند کرمانی - دهمین گردهمایی 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 the 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.

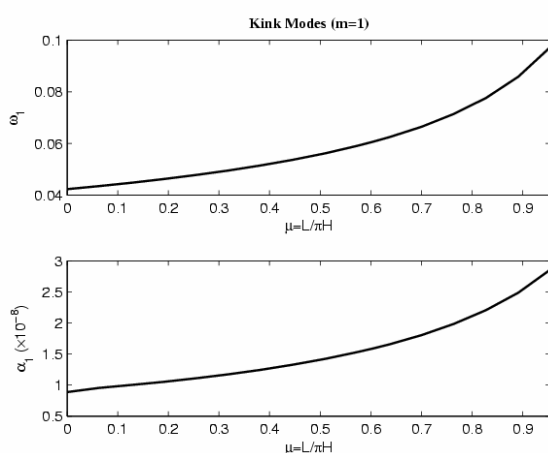


Fig.1. Frequency of the fundamental kink mode ($m=1$) and its damping rate as a function of the stratification

parameter $\mu=L/\pi H$ for a loop with constant length and varying scale height.

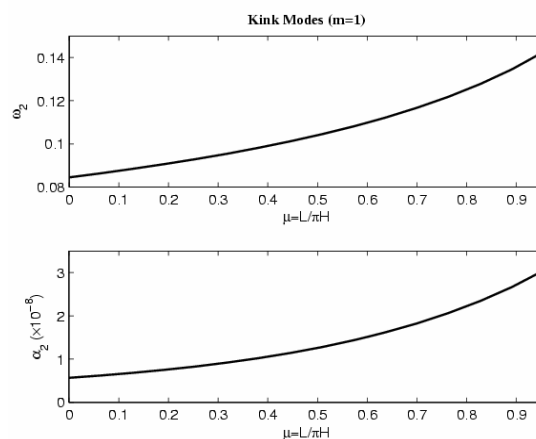


Fig.2. Same as Fig. 1, for the first-overtone kink.

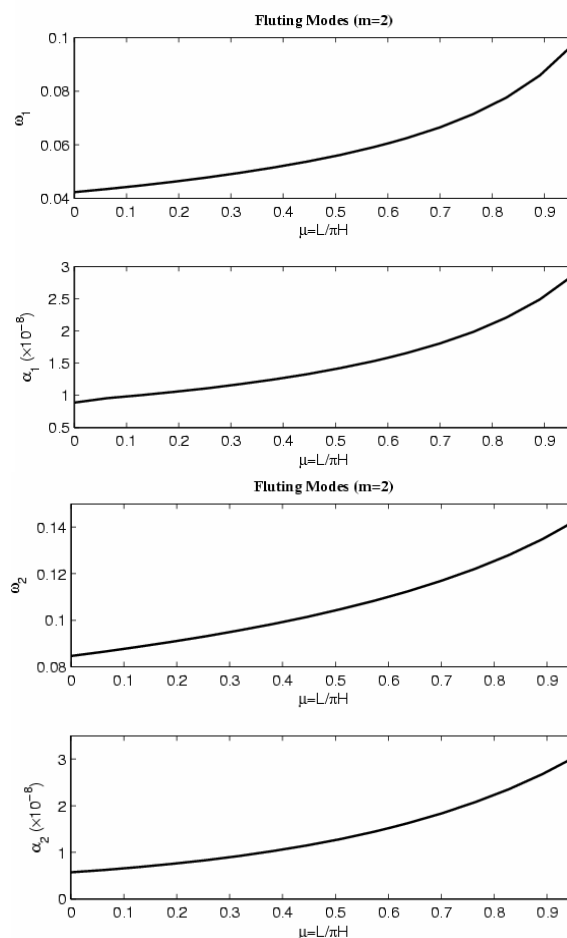


Fig.3. Frequency of the fundamental fluting mode

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

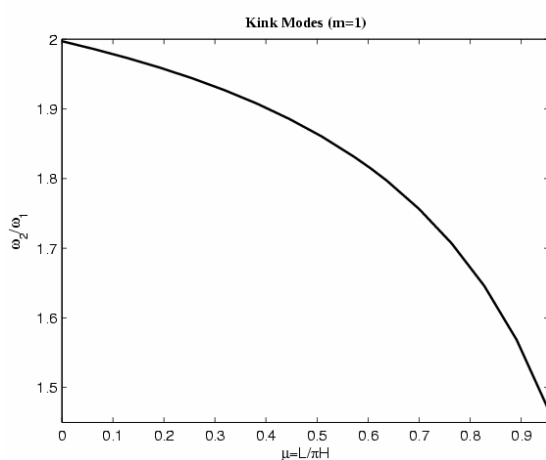


Fig.5. Ratio of the frequencies ω_2/ω_1 of the first

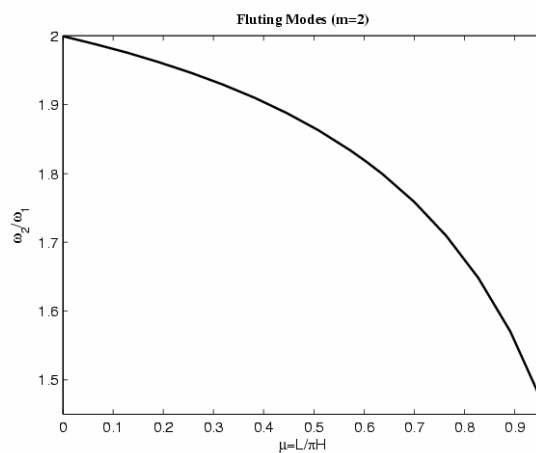


Fig.6. Same as Fig. 5, for fluting modes ($m=2$)

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 Doorselaere T., 2005b, A&A, 430, 1109
- [3] Arregui I., Van Doorselaere 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 برافزایش وابسته به شعاع در قرصهای ضخیم

خصالی، علیرضا، فاقعی، کاظم

دانشگاه مازندران، گروه فیزیک

چکیده

در اینجا آهنگ برافزایش وابسته به شعاع قرص ضخیم چرخان و شکسان پلی تروپ را در اطراف یک جسم فشرده‌ی مغناطیده مورد بررسی قرار گرفته است. برای چنین قرصی یک دسته حل‌های خود-مشابهی بدست آمده است که رفتار شعاعی قرص را مشخص می‌کند، بطوریکه تمامی مؤلفه‌های سرعت، رفتاری شبه کپلری را از خود نشان می‌دهند و رفتار شعاعی دیگر کمیت‌های فیزیکی وابسته به مقدار γ بدست می‌آیند، بدین ترتیب که مؤلفه‌های مغناطیسی برای γ های یکسان رفتار یکسانی دارند و شار میدان مغناطیسی به خوبی برای $\frac{4}{3} < \gamma < 1$ یک رفتار فیزیکی را از خود نشان می‌دهد بطوریکه که هر چه از جسم مرکزی دور می‌شویم شار میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. پاسخ‌های حاصل وابستگی شعاعی آهنگ برافزایش جرم را به γ بصورت $r^{-(5-3\gamma)/[2(\gamma-1)]}$ نشان می‌دهد که برای $\frac{4}{3} < \gamma < 1$ ، با دور شدن از جسم مرکزی آهنگ برافزایش جرم کاهش می‌یابد. با دو پارامتر بدون بعد بدست آمده C_B و C_I می‌توان به ترتیب اهمیت انرژی مغناطیسی و انرژی گرمایی را نسبت به انرژی پتانسیل گرانشی جسم مرکزی جداگانه مورد مطالعه قرار داد.

مقدمه

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

فرضیات و فرمولبندی

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

الف) قرص بسیار یونیده و دارای رسانندگی بینهایت می‌باشد، ب) نیروی گرانشی وارد بر المان سیال ناشی از یک

پتانسیل نیوتنی، بصورت $\Psi = -\frac{GM}{r}$ مشخص شده است که M جرم جسم فشرده‌ی مرکزی می‌باشد، ج) قرص

ایستا $(\frac{\partial}{\partial t} = 0)$ و داری تقارن محوری $(\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0)$ می‌باشد، د) مؤلفه‌ی 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 رابطه‌ی پلی تروپ $P = K\rho^\gamma$ می‌باشد که γ و K ثابت هستند.

رفتار ماکروسکوپیکی چنین سیستمی بوسیله‌ی معادلات مغناطویدرودینامیک کامل توصیف می‌شود

(Frank et.al. 1995). بنابراین از معادلات ماکسول به نتایج زیر می‌رسیم

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

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

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

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

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

که Φ شار مغناطیسی می‌باشد. (Narayan & Yi 1995) آهنگ برافزایش جرم ($\dot{M} = -2\pi \int r^2 \sin \theta \rho v_r d\theta$) را مستقل از r فرض می‌کنند و معادله‌ی پیوستگی به شکل ساده‌ی $(\rho V_r r^2) = 0$ تبدیل و $V_\theta = 0$ می‌شود. در اینجا با توجه به اینکه آهنگ برافزایش جرم وابسته به شعاع می‌باشد و $V_\theta \neq 0$ می‌باشد، معادله‌ی 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 معادله‌ی پلوی تروپ و نتایج حاصل از معادلات ماکسول به شکل زیر نوشت (Mihalas & Mihalas 1984)

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

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

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

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

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

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

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

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

که $\nu = \alpha \frac{P}{\rho \Omega}$ ضریب وشکسانی سینماتیک است که برای آن توصیف α ی ارائه شده توسط

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

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

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

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

را که

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

می‌باشند را تعریف می‌کنیم که r_0, ρ_0, B_0, P_0 و V_{0k} 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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 می‌باشند. 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 کمیت

های 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_t و C_B 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. مولفه‌های سرعت یک رفتار شبه کپلری را از خود نشان می‌دهند و تمامی مؤلفه‌های میدان مغناطیسی رفتار شعاعی یکسان وابسته به γ دارند. آهنگ برافزایش جرم و شار مغناطیسی، در بازه‌ی $1 < \gamma < \frac{4}{3}$ با دور شدن از جسم مرکزی تضعیف می‌شوند.

به عنوان کارآتی 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

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

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

کهکشانی Virgo

ارجمند کرمانی^۱، حمید^۱؛ فاطمی، سید جلیل الدین^۱؛ داوودی فر، پانته آ^۱

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

چکیده

با توجه به این که خوشه های کهکشانی با احتمال زیاد منشأ عمده پرتوهای 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 ۴۰ Mev تا ۳ 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 گیلر و همکاران (۲)، طیف انرژی بالاترین انرژیهای ذرات کیهانی خاص منشعب از خوشه سنبله را محاسبه کنیم.

مقدمه

تحقیقات در باره منشأ 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، منشأ 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 $2.7^\circ K$ ، کهکشان را از الکترونهای خارج ایزوله می کند، به احتمال قوی منشأ 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 ۱ تا ۱۰ GeV وجود دارد. همچنین حداقل تا انرژی 10^{17} eV دلایلی 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 ۲۰ Mpc 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 منشأ خوشه سنبله مورد توجه ما است.

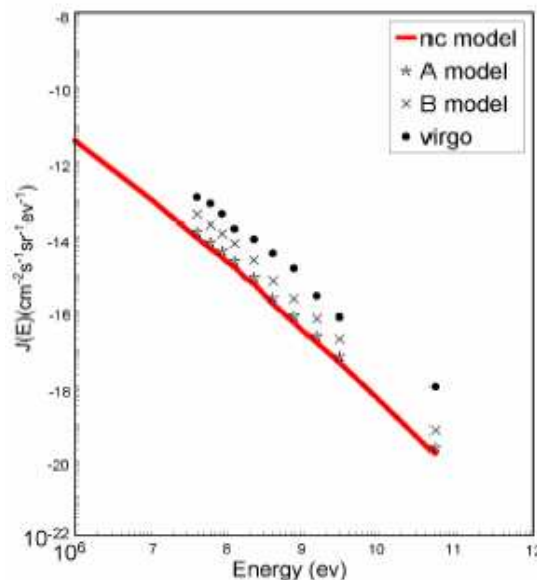
طیف انرژی گامای خوشه سنبله

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 قبلا توسط گروه ما انجام شده (۱)، که نتیجه آن منجر به تعیین اضافه شار پرتوهای گاما در گستره انرژی ۴۰ Mev تا ۳ 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 گامای 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 گامایی که به بقیه خوشه ها یا منابع دیگر نسبت داده می شود را نیز می توان بسادگی از تفاضل کل تابش گاما از مقدار گامای خوشه سنبله بدست آورد که در همان جدول نشان داده می شود.



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

جدول ۱: مقادیر شار گامای محاسبه شده کل ماوراء کهکشانی، خوشه سنبله و دیگر خوشه ها را نشان می دهد.

$I(E_\gamma)_{ext.gala.}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$	$3/055 \times 10^{-5}$
$I(E_\gamma)_{Virgo}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$	$8/535 \times 10^{-6}$
$I(E_\gamma)_{Other}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$	$2/201 \times 10^{-5}$

طیف ذرات اولیه

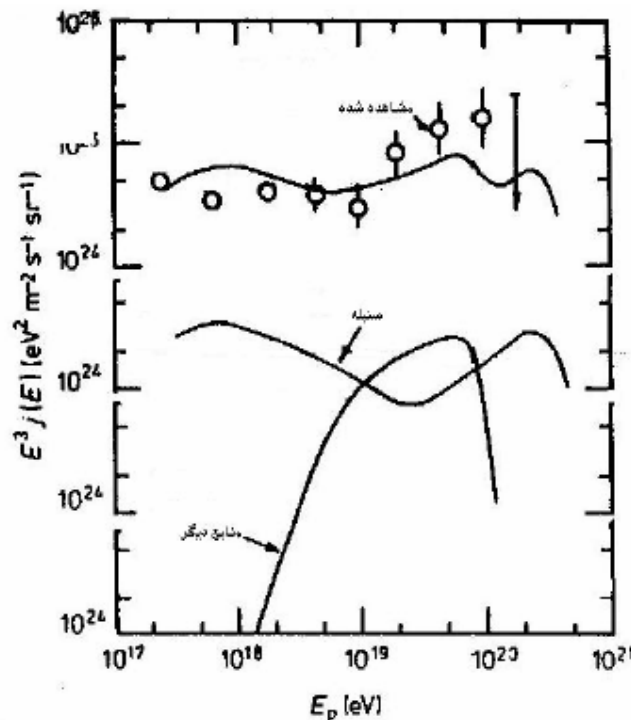
با استفاده از کار گیلر و همکاران (۲) که در آن طیف پرتوهای کیهانی اولیه (که فرض می شود اساسا پروتون اند) در محدوده انرژی های بسیار بالای 10^{17} eV تا 10^{21} eV مربوط به طیف مشاهده شده ذرات کیهانی، طیف ذرات خوشه سنبله و طیف ذرات دیگر خوشه های ماوراء کهکشانی (به نمودار ۲ رجوع شود) ارائه شده است. مقادیر شار پروتون های مشاهده شده، مربوط به خوشه سنبله و شار کل پروتون های خوشه های 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 خوشه سنبله و دیگر خوشه ها با مقدار کل پرتوهای کیهانی اولیه مشاهده شده، که ملاک محاسبه است، همخوانی ندارد، لذا بر آن شدیم 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 خوشه سنبله و مقدار پروتونهای ساطع از دیگر منابع پرتوهای کیهانی. (برآمده از محاسبات گیلر و همکاران).

$I(E_p)_{ext.gala.}$	$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	$7/716 \times 10^{-15}$
$I(E_p)_{Virgo}$	$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	$4/124 \times 10^{-15}$
$I(E_p)_{Other}$	$cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$	$8/181 \times 10^{-14}$

دوپیچک 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 خوشه سنبله، شار گامای دیگر منابع و نیز شار کل پروتون های اولیه کیهانی، رابطه $P_{Virgo} = 2.6P_{other}$ یعنی رابطه بین کل شار پروتون های حاصل از خوشه سنبله و دیگر منابع خوشه 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 خوشه 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} eV تا 10^{21} eV ناشی از خوشه سنبله و دیگر خوشه ها و نیز مقدار شار پروتون مشاهده شده (مستخرج از مقاله ۳).

جدول ۳: مقادیر محاسبه شده پروتونهای مشاهده شده کل، حاصل از خوشه 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 خوشه سنبله ۲۸ درصد کل گامای ماوراء کهکشانی پخش شده (diffused) است و از این نتیجه مقدار پروتون های محاسبه شده مربوط به این خوشه ۷۳ درصد کل پرتوهای کیهانی اولیه ($E > 10^{17}$ eV مشاهده شده از خوشه 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 خوشه سنبله نشان می دهد، که حاکی از این مطلب است که خوشه سنبله می تواند منشأ عمده تولید پرتوهای کیهانی اولیه خوشه های ماوراء کهکشانی باشد.

مرجع ها

۱- ارجمند کرمانی، حمید؛ «بررسی وجود هاله ای از پرتوهای گاما در اطراف خوشه 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 ساداتیان سعدآباد، سید داود^۲

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

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

چکیده

روابط پاشندگی تعمیم یافته شواهدی مبنی بر نقض ناوردای 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، پراکندگی کامپتون تعمیم یافته را بدست آورده و سپس شریفتی را که اثر کامپتون معمولی ایجاد می کند با شیفیتی که توسط اثرات گرانش کوانتومی ایجاد می شود توأمأ 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. پراکندگی 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 شیفیت 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 پایداری تکانه برقرار بماند. اخیراً تحقیقات نشان می دهد که تقارن لورنتز یک تقارن کامل نیست و امکان نقض ناوردایی لورنتز از دیدگاههای 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 شیفیت 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 بدانیم که در این برخورد قانون پایداری انرژی و تکانه برقرار است. پس در برخورد یک فوتون با یک انرژی $h\nu$ و تکانه $\vec{p}$ با یک الکترون با تکانه $\vec{P}$ ، 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 استاندارد به ویژگی های بعد از برخورد است).

$$\begin{aligned}\vec{p} &= \vec{p}' + \vec{P} \\ \vec{P}^2 &= (\vec{p} - \vec{p}')^2 = \vec{p}^2 + \vec{p}'^2 - 2\vec{p} \cdot \vec{p}' \\ h\nu - h\nu' &= E - E_0 = (P^2 c^2 + E_0^2)^{\frac{1}{2}} - E_0 \\ m^2 c^4 + P^2 c^2 &= (h\nu - h\nu' + mc^2)^2 = (h\nu - h\nu')^2 + 2mc^2(h\nu - h\nu') + m^2 c^4 \\ h\nu\nu'(1 - \cos\theta) &= mc^2(\nu - \nu') \\ \lambda' - \lambda &= \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)\end{aligned}\quad (۲)$$

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]

$$E^2 = A^2 P^2 + m^2 \quad (۳)$$

از این پس سیستم یکای گاوسی را بر می گیریم ($\hbar = c = 1$) 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]

$$\begin{aligned}E_{\pm}^2 &= A^2 p^2 + \eta p^4 \pm 2\Gamma p + m^2 \\ E^2 &= p^2 + m^2 + \frac{|p|^{2+n}}{M^n}\end{aligned}$$

در این دو معادله هر یک از پارامترها با توجه به در نظر گرفتن مفهوم فیزیکی خاصی تعیین می گردند. برای پرهیز از پارامترهای 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

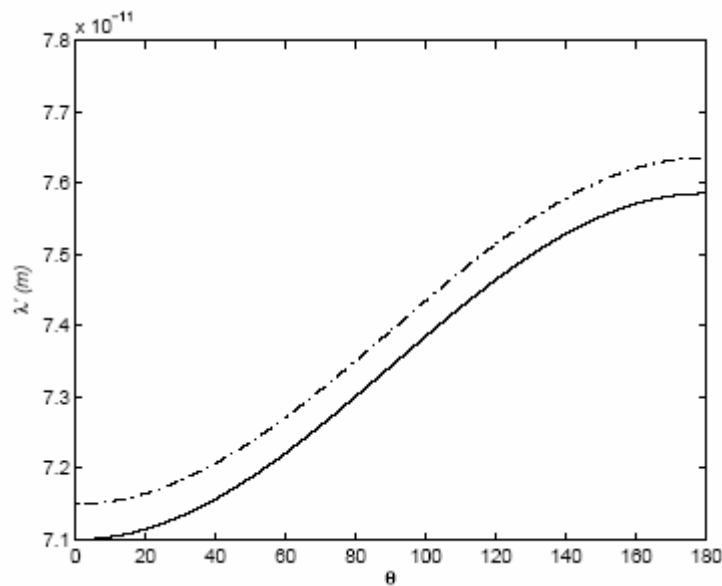
در این بخش در نظر داریم که با استفاده از رابطه پاشندگی که در قسمت قبل معرفی کردیم و همچنین استفاده از قوانین پایستگی انرژی و تکانه رابطه کامپتون را استخراج نموده و در نهایت شیفت اضافی که توسط این رابطه ایجاد می شود را تعیین نماییم. پس فرایند تحلیلی به صورت زیر را در پیش می گیریم:

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

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 پررنگ) 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 $M = M_p$ (جرم پلانک می باشد) [۴]، از طرفی در معادله (۴) به ازای $n=1$ می توانیم تکانه آستانه $P_{th} = 10^{15} \text{ ev}$ و برای $n=2$ تکانه آستانه را $P_{th} = 10^{18} \text{ ev}$ در نظر بگیریم که این ارقام خود می توانند نقضی برای ناوردایی لورنتز باشند [۴]. اکنون فرض کنیم یک فوتون با طول موج $0.71 \text{ \AA}$ که از طریق یک پراکندگی کامپتون تحت زاویه $\theta = \frac{\pi}{2}$ پراکنده شده باشد، با استفاده از رابطه (۴) می توانیم طول موج فوتون پراکنده شده را $\lambda' = 7.376636 \times 10^{-11} \text{ m}$ را بدست آورده که منجر به شیفت اضافی نسبت به حالت استاندارد به صورت $\Delta\lambda_{LQG} = 0.033636 \times 10^{-11} \text{ m}$ می شود. باید توجه کرد که از $P \leq 10^{12} \text{ ev}$ 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 پراکندگی 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 $P_{th} = 10^{13} \text{ ev}$ را بدست آورده اند. مشاهدات تجربی آینده ممکن است بازه تکانه آستانه ای را که بدست آوردیم 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 پرجرم غیردوار

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

^۱ دانشگاه فردوسی مشهد

^۲ دانشگاه علوم پایه دامغان

چکیده

ساختار دینامیکی و پایداری قرصهای برافزایشی نسبیتی در اطراف ستارگان پرجرم مانند ستارگان نوترونی و سیاهچاله ها، بادر نظر گرفتن خمیدگی فضا-زمان، مورد مطالعه قرار می گیرد. جسم مرکزی غیردوار و دارای میدان الکترومغناطیس دوقطبی می باشد. در این مورد از خودگرانشی شاره باردار قرص صرف نظر گردیده است. الگوی پیشنهادی برای مولفه های سرعت تنها شامل توزیع سمتی سرعت به شکل شبه کپلری می باشد.

مقدمه

فرایند برافزایش در سیاهچاله ها یکی از نیرومند ترین منابع انرژی در جهان می باشد. یک بخش مهم از انرژی قیدی گرانشی گاز برافزایش کننده، در درون ده ها شعاع گرانشی سیاهچاله آزاد می گردد. این انرژی توان مورد نیاز برای سیستم های مختلف اختزینیکی مانند هسته های فعال کهکشانی، دوتایی های پرتوایکس و انفجارات پرتو گاما را تامین می کند. برای اینکه فیزیک این اجرام پرنرژی را درک کنیم، شفاف سازی فرایندهایی که در نواحی داخلی قرصهای سیاهچاله ها اتفاق می افتد، ضروری به نظر می رسد [1].

به طور کلی اعتقاد بر آن است که تابش الکترومغناطیسی از چنین منابعی ناشی از فرایندهای پلازما در این نوع قرصها می باشد. تلاشهای فراوانی برای درک ساختار دینامیکی چنین قرصهای برافزایشی انجام گردیده است. بیشتر این مطالعات انجام شده، به قرصهایی که لبه داخلی آنها در آنسوی $(m = \frac{MG}{C^2})$ 6m تشکیل می شود، محدود می گردد.

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 $r \approx 2.1m$ جابجا می کند. اگر لبه داخلی بسیار نزدیک به افق رویداد شود، اثرات نسبیت عام ظاهر می گردد.

در این تحقیق، به بررسی ساختار تعادلی شاره مغناطیده در اطراف یک سیاهچاله غیرچرخان، می پردازیم و برای بیان خمیدگی فضا-زمان هندسه شوارتزشیلد را به کار می گیریم و از خود گرانش شاره در برابر گرانش جسم مرکزی صرف نظر می کنیم. هرچند پلاسمای اطراف شامل ذرات یونیده می باشد که بطبع به دلیل حرکت آنها، یک میدان الکترومغناطیسی اعمال می کنند؛ ولی ما از این میدان در مقابل میدان الکترومغناطیسی ستاره مرکزی چشم پوشی می کنیم. معادلات دینامیکی حاکم بر سیستم، معادلات هیدرو دینامیک سیال و معادلات ماکسول می باشند که باید به صورت خود سازگار در هندسه فضای پس زمینه مفروض محاسبه گردند.

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) هستند. در معادلات از اثرات اتلافی صرفنظر گردیده است. معادلات ساختار با معادلات سیال در فضا زمان 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

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

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

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

و معادله اندازه حرکت نیز به صورت

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

درمی آید.

اگر فرض کنیم هندسه فضای پس زمینه با نمایش فضا زمان 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

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

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:

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

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

$$E_{(r)} = E_0 (\frac{R}{r})^3 \cos \theta, E_{(\theta)} = \frac{E_0}{2} (\frac{R}{r})^3 (1 - \frac{2m}{r})^{\frac{1}{2}} \sin \theta, E_{(\phi)} = 0 \quad (10)$$

$$B_{(r)} = B_0 (\frac{R}{r})^3 \cos \theta, B_{(\theta)} = \frac{E_0}{2} (\frac{R}{r})^3 (1 - \frac{2m}{r})^{\frac{1}{2}} \sin \theta, B_{(\phi)} = 0$$

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 گردد. در نهایت به معادلات اندازه حرکت زیر دست می یابیم.

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

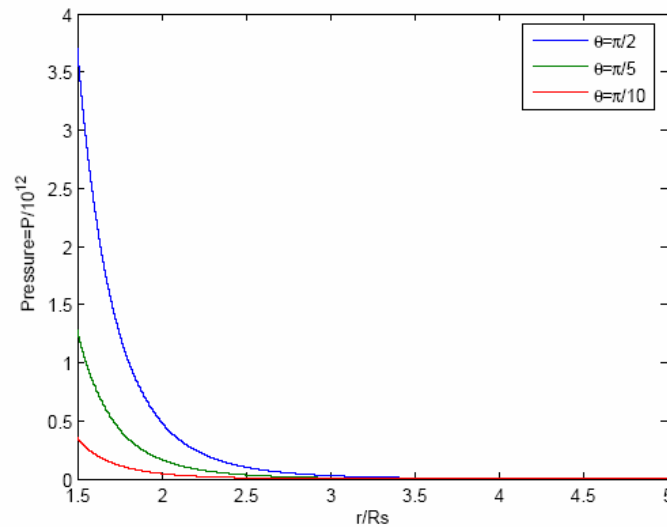
اگر مدل کپلری نسبیتی برای مولفه سمتی حرکت در نظر بگیریم، داریم:

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

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

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

$$\left. \left. + \frac{1}{2(2m)^5 r^2} + \frac{1}{3(2m)^4 r^3} + \frac{1}{4(2m)^3 r^4} + \frac{1}{5(2m)^2 r^5} + \frac{1}{6(2m)r^6} \right\} \right]$$



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 (1) 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

صفری، حسین^۱ نصیری، سعدا..^۲ ثبوتی، یوسف^۱

^۱ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

^۲ دانشگاه زنجان، گروه فیزیک

چکیده

اثرات تغییرات چگالی طولی در نوسانات وجوه 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 ی با چگالی غیر یکنواخت کمتر و یا بیشتر 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 ویروخت و همکارانش ۲۰۰۵ نشان دهنده ی انتقال در دوره ی تناوب، فاز و آهنگ میرایی در مقایسه با محاسبات مدل های نظری ساده میباشد. مدل های 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 همدمای 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)

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

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

که $\delta \vec{B}$ و $\delta \vec{v}$ به ترتیب تغییرات اوپلری 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
 - ✓ کمپتهای 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 $\exp(im\phi - i\omega t)$ 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 ی (۳)، معادله ی موج با سرعت متغیر آلفن، $v_A(z)$ ، است.

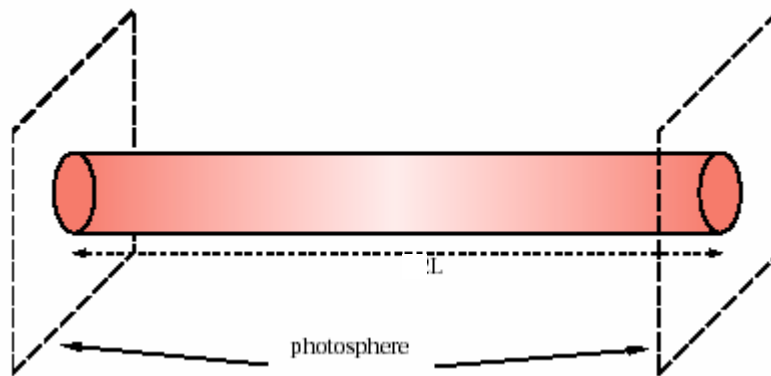
چگالی متغیر طولی در شرایط همدمای داخل و بیرون لوله بصورت زیر است

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

که a شعاع لوله، پارامتر ارتفاع مقیاس، $\epsilon = L/H$ ، نسبت طول لوله L به ارتفاع مقیاس H و

$f(\epsilon, z) = \exp(-\frac{\epsilon}{\pi} \sin \frac{\pi z}{L})$ میباشد (شکل ۱). با شرایط مرزی ارائه شده در صفری، نصیری و ثبوتی ۲۰۰۶

معادله ی (۳) بصورت معادله ی ویژه مقداری حل می گردد. بدین منظور از روش اختلالی برای مقادیر کوچک پارامتر ارتفاع مقیاس از روش اختلالی و برای مقادیر دلخواه از روش عددی حل می گردد.



شکل ۱. لوله شار با چگالی متغیر طولی که از دو انتها به شید سپهر متصل است. چگالی در وسط لوله دارای کمترین مقدار و دو انتها با چگالی شید سپهر یکسان می باشد.

نتیجه گیری

۱. برای لوله ی باریک، $a/L \ll 1$ ، با روش اختلالی، نسبت پریود وجه اول به وجه دوم بصورت

زیر بدست می آید (صفری، نصیری و ثبوتی ۲۰۰۶)

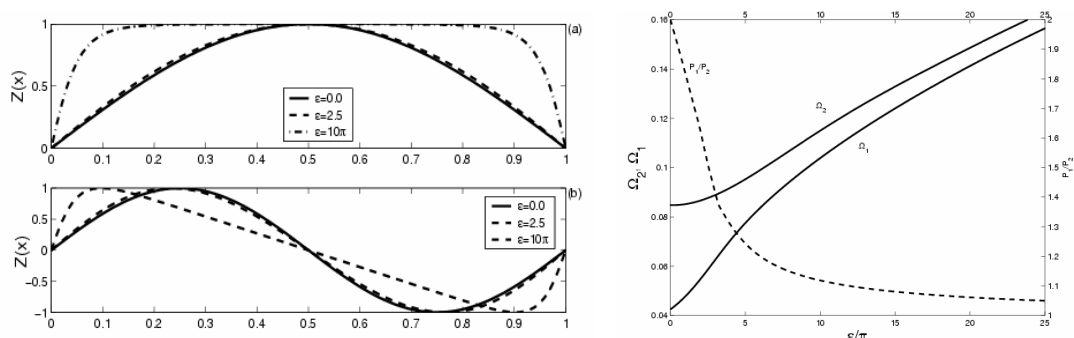
$$\begin{aligned} \frac{P_1}{P_2} &= \frac{\Omega_2}{\Omega_1} \\ &= 2 \frac{1 + \epsilon \Omega_2^{(1)}/\Omega_2^{(0)}}{1 + \epsilon \Omega_1^{(1)}/\Omega_1^{(0)}} = 2 \frac{1 + \epsilon \frac{1}{4\pi r}}{1 + \epsilon \frac{1}{4\pi r}} < 2. \end{aligned}$$

۲. با استفاده از روش عددی شوتنگ ویژه فرکانسهای وجوه اول و دوم و ویژه توابع در شکل

۱۲ ارائه شده است. با افزایش پارامتر ارتفاع مقیاس، هردو ویژه فرکانس وجوه اول و دوم افزایش

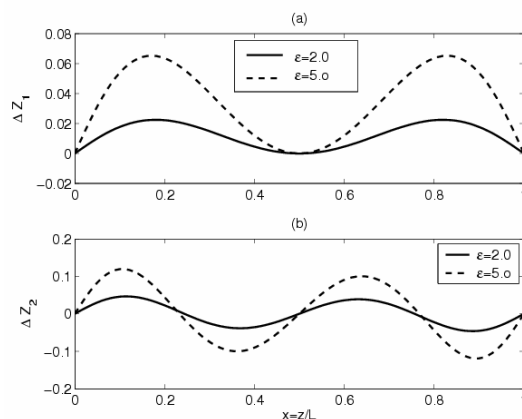
می یابند. همچنین نسبت پریود وجه اول به وجه دوم با افزایش پارامتر ارتفاع مقیاس از مقدار ۲

کاهش می یابد. شکم ویژه تابع وجه اول با افزایش ثارمتر 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 ی (۳) برای چگالی ثابت طولی)، $\Delta Z_l = Z(\epsilon, z) - Z(0, z)$ برای $l=1, 2$ در شکل ۳ نشان داده شده است. بیشترین انحراف ویژه تابع وجه اول با افزایش ثارمتر ارتفاع مقیاس از وسط لوله به دو انتها 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

دانشگاه فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

ضخامت لایه ای از یک ماده را ضخامت بهینه گوئیم 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 لاندائو برای ضخامت های بسیار نازک، این ضخامت را در آلومینیوم و سرب با دقت 0.01 cm در گستره 2-100 MeV از پرتوهای گاما محاسبه کردیم.

مقدمه

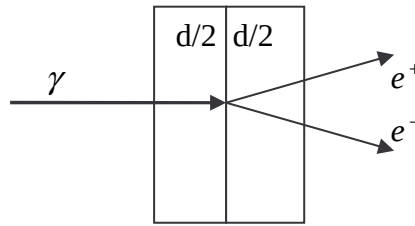
برای آشکار سازی پرتوهای گامای کیهانی بسته به گستره انرژی مورد نظر از روشهای آشکارسازی متفاوتی استفاده می شود. اساس آشکارسازی، برهم کنش پرتو گاما با ماده است. پرتو گاما با ماده سه نوع برهمکنش اصلی دارد: فوتو الکتریک، کامپتون و تولید زوج $e^{\pm}$. در انرژی های خیلی کم برهمکنش فوتو الکتریک غالب است و در انرژی های حدود ۱ تا 10 MeV برهمکنش کامپتون غالب می شود و در انرژی های بیش از حدود ۳۰ MeV این دو برهمکنش قابل چشم پوشی است و تنها تولید زوج $e^{\pm}$ مطرح است. بنابراین در اصل، آشکارسازی پرتوهای گاما همان آشکارسازی ذرات باردار (الکترون فوتو الکتریک، الکترون کامپتون یا زوج الکترون - پوزیترون) است. برای آشکارسازی زوج $e^{\pm}$ در گستره ۱۰ MeV تا ۳۰ GeV معمولاً از آشکارسازهای گازی (مثلاً اتاقک جرقه) استفاده شده است. عنصر اصلی در آزمایش های مهم پرتوی گامای SAS-2 و COS-B و EGRET اتاقک جرقه چند طبقه بود که بالای هر یک از طبقات، لایه نازکی از سرب قرار داده شده بود. پرتوی گامایی که وارد دستگاه می شود، در یکی از این لایه های سربی به زوج $e^{\pm}$ تبدیل می شود و این زوج در هریک از طبقات جرقه ای قابل ثبت و اندازه گیری به جای می گذارند که با انجام اندازه گیری های لازم انرژی و جهت مسیر الکترون ها و در نهایت انرژی و جهت حرکت پرتوی گامای اولیه بدست می آید. همچنین تلسکوپ فضایی بزرگ پرتوی گاما (GLAST) نیز در حال حاضر از روشی مشابه استفاده می کند. [۱]

ضخامت بهینه

پرتوی گاما با ورود به ضخامتی از ماده تبدیل به زوج $e^{\pm}$ می شود که این زوج پس از طی بقیه ضخامت از آن خارج می شوند و با آشکارسازی هردوی آنها باهم، پرتوی گامای اولیه آشکارسازی می شود. هر چه این ضخامت بیشتر باشد احتمال تبدیل پرتوی گاما به زوج $e^{\pm}$ بیشتر می شود و از طرفی هر چه این ضخامت کمتر باشد احتمال خروج زوج بیشتر می شود. پس در ضخامت بهینه ای برای انرژی مشخصی از پرتوی گاما، احتمال رویداد مشترک تبدیل به زوج $e^{\pm}$ و خروج زوج ماکزیمم خواهد بود. این ضخامت بهینه بیشترین بازدهی را برای آشکارساز در رصد پرتوی گاما به همراه خواهد داشت.

در این مقاله قصد داریم برای گستره انرژی پرتوی گاما 2-100 MeV ضخامت بهینه را برای تابش عمود بر سطح در آلومینیوم و سرب محاسبه کنیم. ضخامتی از ماده را به دو قسمت مساوی تقسیم می کنیم، 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_0 به زوج را در ضخامت x را $P_p(E_0, x)$ و احتمال خروج زوج را $P_E(E_0, x)$ در نظر می گیریم. ضخامت بهینه یعنی d وقتی حاصل می شود که احتمال زیر ماکزیمم باشد:

$$P_{tot} = P_p(E_0, x) \times P_E(E_0, x) \quad (۱)$$

برای محاسبه $P_E(E_0, x)$ از نظریه لاندائو استفاده می کنیم.

نظریه لاندائو

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 κ که بصورت زیر تعریف می شود بستگی دارد:

$$\kappa = \frac{\bar{\Delta}}{W_{\max}} \quad (۲)$$

$$\bar{\Delta} \approx \xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 x \quad (۳)$$

(کاهش انرژی متوسط)

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s \sqrt{1 + \eta^2 + s^2}} \quad (۴)$$

$W_{\max}$ بیشترین انرژی انتقالی در یک برخورد و N_a ، r_e عدد آووگادرو، شعاع کلاسیک الکترون و Z ، A ، ρ ، x چگالی، عدد جرمی، عدد اتمی و ضخامت لایه و M ، z بارالکتریکی و جرم سکون ذرات شلیک شونده و $\eta = \beta\gamma$ که β و γ پارامترهای لورنتز ذرات و $s = m_e / M$.
وقتی $\kappa \leq 0.01$ لایه در ناحیه ضخامت های خیلی نازک است و لاندائو نخستین بار توزیع کاهش انرژی را برای این ناحیه محاسبه کرد. این توزیع به شرح زیر است:

$$f(x, \Delta) = \frac{\Phi(\lambda)}{\xi} \quad (۵)$$

(احتمال کاهش انرژی Δ در ضخامت x)

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u \lambda) \sin \pi u du \quad (۶)$$

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_{mp}}{\xi} \quad (۷)$$

$$\Delta_{mp} = \xi \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \xi}{I^2} - \beta^2 + 1 - C \right) \quad (۸)$$

که Δ_{mp} ماکزیمم کاهش انرژی احتمالی، I پتانسیل برانگیزش متوسط و $C = 0.577$ ثابت اوپلر است. [۲]

$\Phi(\lambda)$ را می توان 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 ، تبدیل شود، برای خروج این زوج از لایه باید کاهش انرژی آنها کمتر از E باشد. بنا به نظریه لاندو احتمال اینکه کاهش انرژی هریک کمتر از E باشد برابر است با :

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

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

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 MeV در آلومینیوم و سرب محاسبه شد. در این برنامه برای 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 آلومینیوم 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 آلومینیوم برای انرژی پرتوی گامای 100 MeV نشان داده شده است که ماکزیمم P_{tot} نقطه مربوط به $d/2$ می باشد.

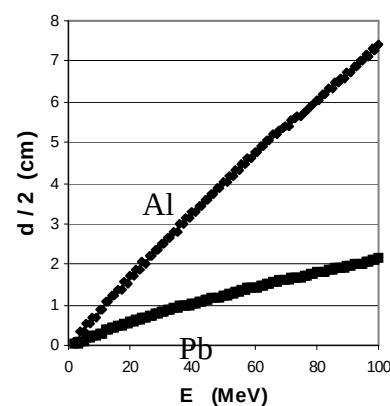
نتیجه گیری

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 عمده ای دارد.

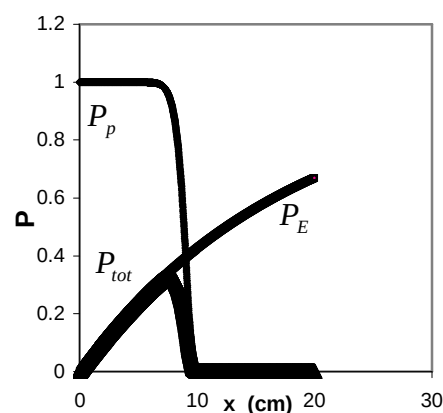
جدول ۱: ضخامت بهینه آلومینیوم و سرب بر حسب

سانتیمتر برای انرژی 2-100 MeV

E_0	Al	Pb	E_0	Al	Pb	E_0	Al	Pb	E_0	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 بهمن آبادی و دکتر مهدی خاکیان به خاطر راهنمایی های رهگشایشان و تمامی کادر آزمایشگاه پرتو های کیهانی دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف کمال تشکر و قدر دانی را داریم.

مرجع ها

۱. صمیمی، جلال، مجله

فیزیک، ۱۳۸۰، ۱۹، ۲، ۲۴-۳

- William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987
- Christian Walck, *Hand-Book on Statistical Distributions for experimentalists*, University of Stockholm, Stockholm 1996
- مهدب، مسعود، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی شریف (۱۳۶۷)
- عرب گل، مجید، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی شریف (۱۳۷۷)
- 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، فرزانه^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 الکترونیهای تبهگن بستگی دارد. سطح مقطع برخورد فوتون-الکترون در چنین محیطی به 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 کوانتومی الکترون پس زده همراه است، و لذا وقوع اندرکنش مقید به عدد اشتغال الکترونی خواهد بود. در حین کار به منظور محاسبه سطح مقطع موثر برخورد فوتون-الکترون در شرایط تبهگن 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 گرماهیسته ای درون ستاره و مکانیزم سرد شدن آن کنترل میشود. در یک کوتوله سفید که فاقد چشمه گرماهیسته ای است، دمای سطح صرفاً تابع مکانیزم سرد شدن خواهد بود. در محیط تبهگن 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:

$$\frac{dN_{qs}}{dE} = g(E).V = \frac{\sqrt{2}V}{\hbar^3 \pi^2} m^{3/2} . E^{1/2} \quad (۳)$$

بیانگر چگالی حالت‌های کوانتومی، و:

$$f_T(\mu, E) = \frac{1}{1 + e^{(E-\mu)/kT}} \quad (۴)$$

عدد اشتغال حالت کوانتومی با انرژی E (آمار فرمی) است. چگالی تعداد الکترون‌ها را بصورت زیر می‌نویسیم:

$$n = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3 \pi^2} \int_0^\infty \frac{E^{1/2} dE}{1 + e^{(E-\mu)/kT}} \quad (۵)$$

در رابطه فوق دیده می‌شود که μ در شکلی انتگرالی تابعی از n و T است. انرژی نیز بصورت زیر است:

$$U = \int_{E=0}^\infty E \frac{dN_{qs}}{dE} . f_T(E, \mu) dE \quad (۶)$$

پس چگالی انرژی الکترون‌ها را بصورت زیر می‌نویسیم:

$$u = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3 \pi^2} \int_0^\infty \frac{E^{3/2} dE}{1 + e^{(E-\mu)/kT}} \quad (۷)$$

به روش عددی و به ترتیب، از رابطه (۵) و (۷) کمیت‌های μ و u را بصورت تابعی از n و T بدست آورده و از آنها برای محاسبه سطح مقطع موثر استفاده می‌کنیم.

محاسبه سطح مقطع موثر فوتون- الکترون:

سطح مقطع موثر برخورد فوتون- الکترون را در رابطه زیر تعریف می‌کنیم:

$$\frac{dN_{ph}}{N_{ph}} = \sigma_{c,eff} . n . dl \quad (۸)$$

کسری از الکترون‌ها را در نظر می‌گیریم که دارای انرژی E بوده و در زاویه فضایی $d\Omega$ در حرکت اند:

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{E^{1/2} f_T(\mu, E) dE . \frac{d\Omega}{4\pi}}{\int E^{1/2} f_T(\mu, E) dE} \quad (۹)$$

اینک، کسری از فوتون‌های باریکه‌ای با بسامد معین که توسط این دسته از الکترون‌ها پراکنده میشوند را با $\delta N_{ph} / N_{ph}$ نشان می‌دهیم. از دید ناظر همراه الکترون‌های δn ، که آنرا ناظر S' می‌نامیم، تعداد δN_{ph} از فوتون‌ها توسط الکترون‌های ساکن پراکنده شده‌اند. پراکندگی یک "واقعه" محسوب میشود و لذا $\delta N_{ph} / N_{ph}$ از دید ناظر آزمایشگاه و ناظر S' یکسان است، بطوریکه:

$$\frac{dN_{ph}}{N_{ph}} = \int \frac{\delta N_{ph}}{N_{ph}} \delta N_{ph} \quad (۱۰)$$

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 (۱۱) بیانگر چگالی تعداد کسر مورد بحث الکترونها، و dl' طول متناظر با dl در چارچوب S' اند. σ_{KN} نیز سطح مقطع کلین- 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:

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

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

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

در روابط (۱۰) و (۱۱) 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 خورشیدی، معرفی می‌شود. یکی از روش‌ها که برای اولین بار مطالعه می‌شود الهام گرفته از مزیت‌های دو روش دیگر است. با استفاده از یکی از جدیدترین رصدها 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 ظهور 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 دهه‌ی گذشته ثبت شده‌اند. در این مقاله، با استفاده از یکی از جدیدترین رصدها، ابتدا به معرفی دو روش قطعه‌بندی تصاویر برای یافتن و تفکیک خال‌های سایه‌ای می‌پردازیم. سپس یک روش ترکیبی جدید معرفی و با هم مقایسه می‌شوند.

(۱-۲) 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 معرفی 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 به‌طوری‌که نواحی درخشان

در سطح آن با درخشندگی اصلی شان از یکدیگر مجزا شده‌اند.

همه‌ی تصاویر باید قطعه‌بندی شوند و هر قطعه در هر تصویر، همان طور که قبلاً گفته شد، احتمالاً معرف یک خال سایه‌ای است. قید «احتمالاً» به این نکته برمی‌گردد که آیا این قطعه با قطعه‌هایی دیگر در تصاویر بعدی (و یا قبلی) مرتبط است یا نه. چرا که ما دنبال تحول‌های بسیار 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 [۴۳] مطالعه و بررسی شده است.

۲-۲) قطعه‌بندی به روش تعیین محل «تغییر تقعر» تابع درخشندگی

یک محقق جوان به نام L. H. Strous برای مطالعه‌ی جابجایی افقی ساختارهای بزرگ‌مقیاس و کوچک‌مقیاس سطح خورشید روشی 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 درخشندگی 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 تقعر» تابع درخشندگی (جهت انحنای عمودی) در سطح تصویر قابل تشخیص و تفکیک هستند. در این روش، از یک طرف، اگر هیچ آستانه‌ای برای حداقل درخشندگی 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 نباشند (نوفه‌ها)، ثبت شود. از طرف دیگر، انتخاب این آستانه‌ی درخشندگی 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 Telescope با قطر دهانه‌ی یک متر میسر شده است. بنابراین می‌توان این روش را با اعمال طرفندهایی برای حذف و یا کاهش نوفه، [۶]، برای تفکیک خال‌های سایه‌ای بکار برد.

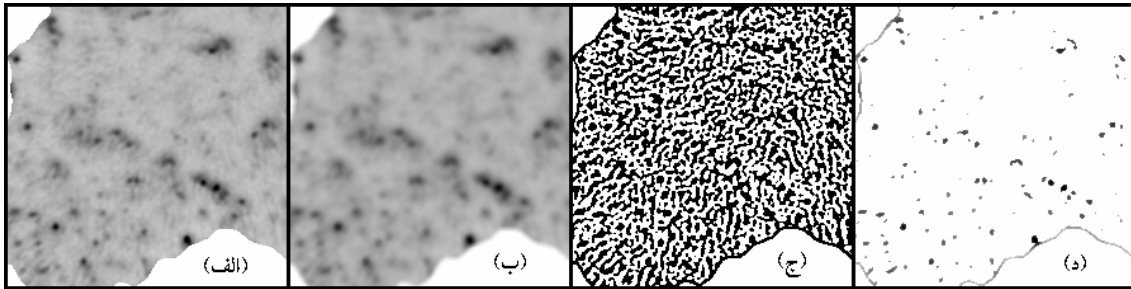
۳) مقایسه‌ی روشهای قطعه‌بندی با استفاده از یک رصد جدید

یکی از جدیدترین تصویربردارها 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 ۲۰ sec، توان تفکیک مکانی ۰.۱۷ arcsec (معادل ۱۲۵ km) و مقیاس تصویر ۰.۴۱ arcsec/pixel (معادل ۳۰ km/pixel) است. از این رصد به تازگی یک مقاله در مورد نتایج مطالعه‌ی میدان سرعت افقی «نقاط درخشان مغناطیسی» در اطراف یک لکه با یافتن بصری این نقاط در تصویر و دنبال کردن آنها به صورت نیمه خودکار ارائه شده است، [۷].

۳-۱) 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 أبجد، تصویر اصلی، تصویر هموار شده، تصویر تفاضلی (برای وضوح بیشتر به صورت دودویی نشان داده شده است) و تصویر قطعه‌بندی شده‌ی نهایی را نشان می‌دهد. در

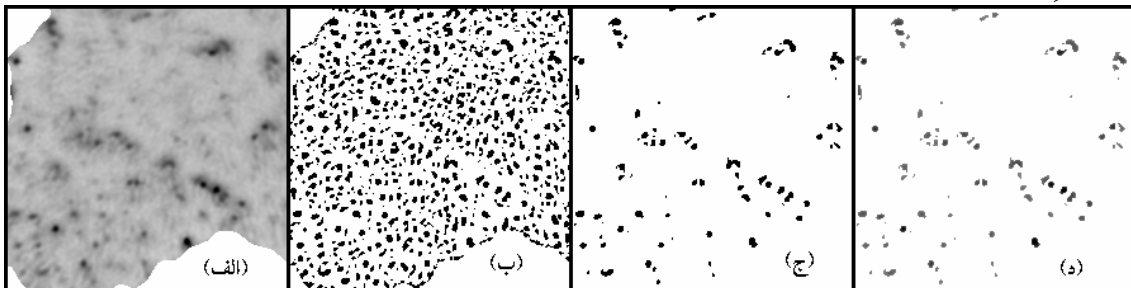
اینجا برای تهیهی ماسک دودویی مقدار آستانه ۰٫۱۵ انتخاب شده است. این ماسک در شکل نشان داده نشده است.



شکل (۱). مراحلِ قطعه‌بندی به روش «گسترش 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 تقعر» تابع درخشندگی

مطابق با آنچه که در بخش (۲-۲) ذکر شد، شکل (۲) مراحلِ قطعه‌بندی را به روش تعیین محل «تغییر تقعر» 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 ۰٫۲۰، برای انتخاب ساختارهای روشن یک ماسک دودویی تهیه می‌شود، شکل (۲-ج). به این ترتیب شکل (۲-د) مکان و ابعاد خال‌های سایه‌ای و نیز توزیع درخشندگیِ سطحی آنها را در تصویر انتخابی نشان می‌دهد. در این روش آنچنان که L. H. Srous پیشنهاد کرده بود، تقعر 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.



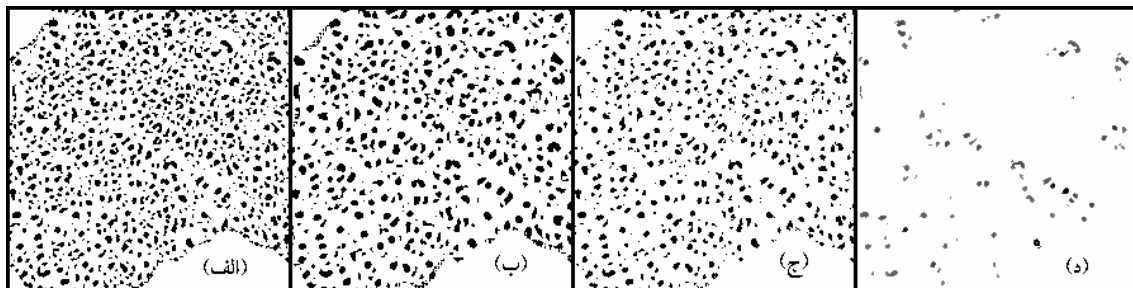
شکل (۲). مراحلِ قطعه‌بندی به روش تعیین محل «تغییر تقعر» تابع درخشندگی: الف) تصویر اصلی، ب) تصویر دودویی از همه‌ی تپه‌ها و دره‌ها، ج) ماسک دودویی و د) تصویر قطعه‌بندی شده. در این شکل نقاط سیاه (تر) ساختارهای درخشان (تر) هستند

با مقایسه‌ی شکل‌های (۱-ج) و (۲-ب) آشکار می‌شود که روش دوم برای تفکیک ساختارهای ریز کارا تر 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 مسأله 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 تقعر» 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، تهیه می‌کنیم، به ترتیب شکل‌های (۳-الف) و (۳-ب). در این مرحله برای محاسبه‌ی تقعر تابع درخشندگی گام‌های افقی بزرگتر از گام‌های قطری

انتخاب شده‌اند. این دو تصویرِ قطعه‌بندی شده را با هم مقایسه می‌کنیم. هر جا در هر دو تصویر «تپه» (ناحیه‌ی درخشان) ثبت شده است، به عنوان یک ساختار ریز درخشان در نظر می‌گیریم. به این ترتیب یک ماسک دودویی با نوفه‌ی کم بدست خواهد آمد، شکل (۳-ج). در واقع در شکل (۳-ب) به دلیل هموارسازی بسیاری از نوفه‌ها (نواحی روشن بسیار 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 تصویرِ قطعه‌بندی شده‌ی اول تمام ساختارهای ریز و نیز نوفه‌ها را نشان می‌دهد نقاط مشترک ثبت شده در هر دو تصویرِ 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 آستانه‌ی درخشندگی برابر ۰.۲۰ نوفه‌ها 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 تصویرِ قطعه‌بندی شده‌ی نهایی، شکل (۳-د)، بدست می‌آید. می‌توان شکل (۳-د) را با شکل‌های (۱-د) و (۲-د)، نتایج دو روشِ قطعه‌بندی اولیه، مقایسه کرد و برتری آن را در تفکیک خال‌ها و نیز کاهش نوفه دید.



شکل (۳). ترکیب دو روشِ قطعه‌بندی: اعمالِ روشِ «تغییرِ تپه» بر تصویر اصلی، (الف)، و بر تصویرِ هموار شده،

(ب)، و ماسک دودویی با نوفه‌ی کم، (ج)، بدون انتخاب آستانه شدت. تصویرِ 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 تپه» 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.

قدردانی

نویسنده از M. Sobotka به خاطر در اختیار گذاشتن جدیدترین داده‌های رصدی ارزشمندشان 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

[۴] حامدی وفا هاشم، ۱۳۸۴، دهمین گردهم‌آیی 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 دانشهای بنیادی

چکیده

یکی از مشکلات بسیار مهم در کیهانشناسی ماهیت ناشناخته انرژی تاریک است که باعث شتاب گرفتن نرخ انبساط عالم می شود. برای توجیه فیزیکی پدیده انرژی تاریک تا کنون مدل های مختلفی مطرح شده است و تطبیق و برازش پیشبینی های این مدلها بررسی های گسترده ای را می طلبد. یکی از راه های قید گذاشتن بر مدل های انرژی تاریک بررسی تشکیل ساختار و مقایسه پیشبینی هاط مدل با میزان ساختاری است که در عالم مشاهده می کنیم. در این مقاله تشکیل ساختار را برای مدلی محاسبه کرده ایم که در آن خلاء به ذرات ماده تاریک سرد واپاشی می کند. ابتدا معادله تحول تباین چگالی به ازای مقادیر مختلف پارامتر $\mathcal{E}$ (سرعت واپاشی خلاء) بدست آوردیم. پارامتر $\mathcal{E}$ نقش مهمی را در تحول اختلالات خطی بازی می کند 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 اینشتین 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 می دهد 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 می دهد، 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 معمای حل نشده در کیهانشناسی باقی مانده اند. برای نزدیک شدن به حل این مسئله تا کنون مدلهایی بسیاری مطرح شده اند که Λ را با انرژی تاریک متغیر و در حال واپاشی در نظر می گیرند [۱،۲]. در این مقاله مدلی در نظر گرفته شده است که در آن خلاء به ذرات ماده تاریک سرد واپاشی می کند [۳]. در این مدل تحول چگالی ماده از رابطه استاندارد $\rho_m a^{-3}$ بصورت $\rho_{m0} a^{-3+\mathcal{E}}$ تغییر می یابد که در آن $\mathcal{E}$ بیان کننده نرخ واپاشی خلاء است. با حل معادله فریدمان در این حالت در نظر گرفتن ماده باریونی دینامیک عالم به دست می آید. سپس تشکیل ساختار را در رژیم خطی با حل معادله تحول تباین چگالی به ازای مقادیر مختلف $\mathcal{E}$ بدست می آید.

واپاشی خلاء به ذرات ماده تاریک سرد

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

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g^{\mu\nu} = 8\pi G \left[T^{\mu\nu} + \frac{\Lambda}{8\pi G} g^{\mu\nu} \right] \quad (۱)$$

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:

$$u_{\mu} T^{\mu\nu}_{;\nu} = -u_{\mu} \left(\frac{\Lambda g^{\mu\nu}}{8\pi G} \right)_{;\nu} \quad (۲)$$

یا بطور هم ارز:

$$\dot{\rho}_m + 3H\rho_m = -\dot{\rho}_{\Lambda} \quad (۳)$$

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

رابطه (۳) درحالتی 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 میابد، بنابراین:

$$\rho_m = \rho_{m0} a^{-3+\varepsilon} \quad (۴)$$

که ρ_{m0} ، مقدار فعلی ρ_m می باشد. با جایگزینی رابطه (۴) در (۳) معادله زیر به دست می آید:

$$\rho_{\Lambda} = \tilde{\rho}_{\Lambda0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0} a^{-3+\varepsilon} \quad (۵)$$

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

$$\rho_{\Lambda0} = \tilde{\rho}_{\Lambda0} + \frac{\varepsilon}{3-\varepsilon} \rho_{m0} \quad (۶)$$

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.

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} \quad (۷)$$

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

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho_b + \rho_{\Lambda} + \rho_m) \quad (۸)$$

در رابطه بالا ρ_b چگالی ذرات باریون می باشد. با جایگزینی روابط (۴) و (۵) در (۸) رابطه زیر به دست می آید:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\Omega_b a^{-3} + \frac{3\Omega_{m0}}{3-\varepsilon} a^{-3+\varepsilon} + \tilde{\Omega}_{\Lambda0}) \quad (۹)$$

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 (۹) به ازای مقادیر $\Omega_b=0$ ، $\tilde{\Omega}_{\Lambda0}$ ، ε به رابطه مدل استاندارد تبدیل می شود.

تشکیل ساختار در رژیم خطی

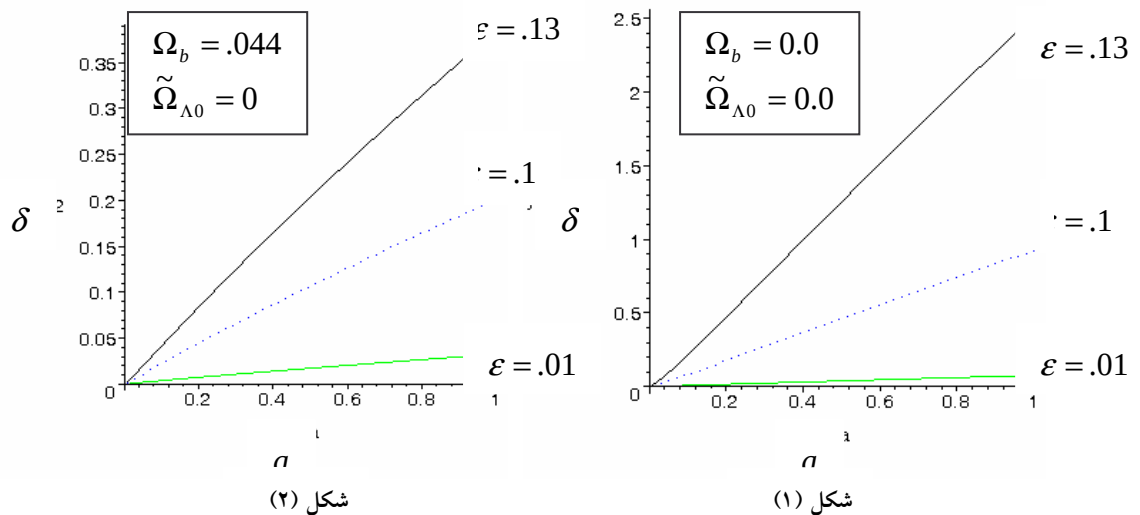
با استفاده از معادله پیوستگی و بواسن در عالم FRW تحول تباین چگالی $\delta = \frac{\delta\rho}{\rho}$ در تقریب خطی [۴، ۵، ۶] به صورت زیر بیان می شود.

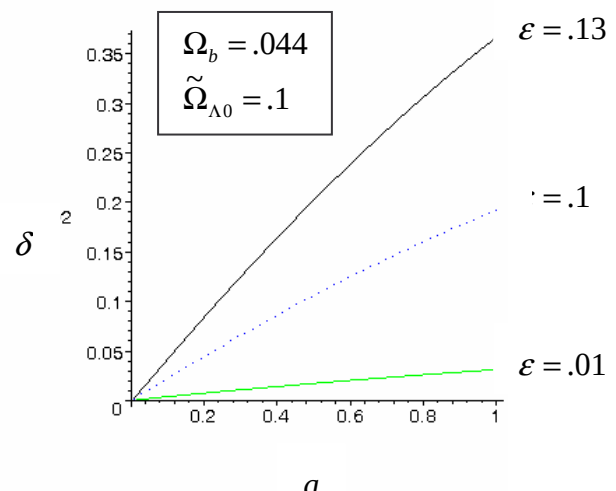
$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} - 4\pi G\rho_m\delta = 0 \quad (10)$$

این معادله دیفرانسیل برحسب ضریب مقیاس عالم a به این رابطه تبدیل می شود:

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

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





شکل (۳)

در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳) تحول اختلالات خطی به ازای مقادیر $\varepsilon = 0.01, 1, 13$ 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

^۱ دانشگاه فردوسی مشهد

^۲ پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانشهای بنیادی

چکیده

توزیع چگالی ماده در نواحی فراچگال به روشهای 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. 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 متشکل 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 انبساط 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 نیوتنی نیز قابل نتیجه گیری می باشند. در این جا 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 نروند نیرویی بر لایه های بیرونی وارد نمی شود. بنابراین تنها گرانش هر لایه کروی نسبت به خود در دینامیک این نواحی مؤثر است. نیز می توان از پایداری انرژی برای نوشتن معادله حرکت استفاده کرد:

$$r(t) = a(t)r_i \quad P = 0 \quad E(r_i) = E(r_i) = \frac{r_i^2}{2} - \psi_i$$

انرژی پتانسیل خود گرانش در هر لایه نسبت به خود $\psi_i =$

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

از طرفی می توان از معادلات فریدمان استفاده کرده:

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

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 نیوتنی می نویسیم:

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

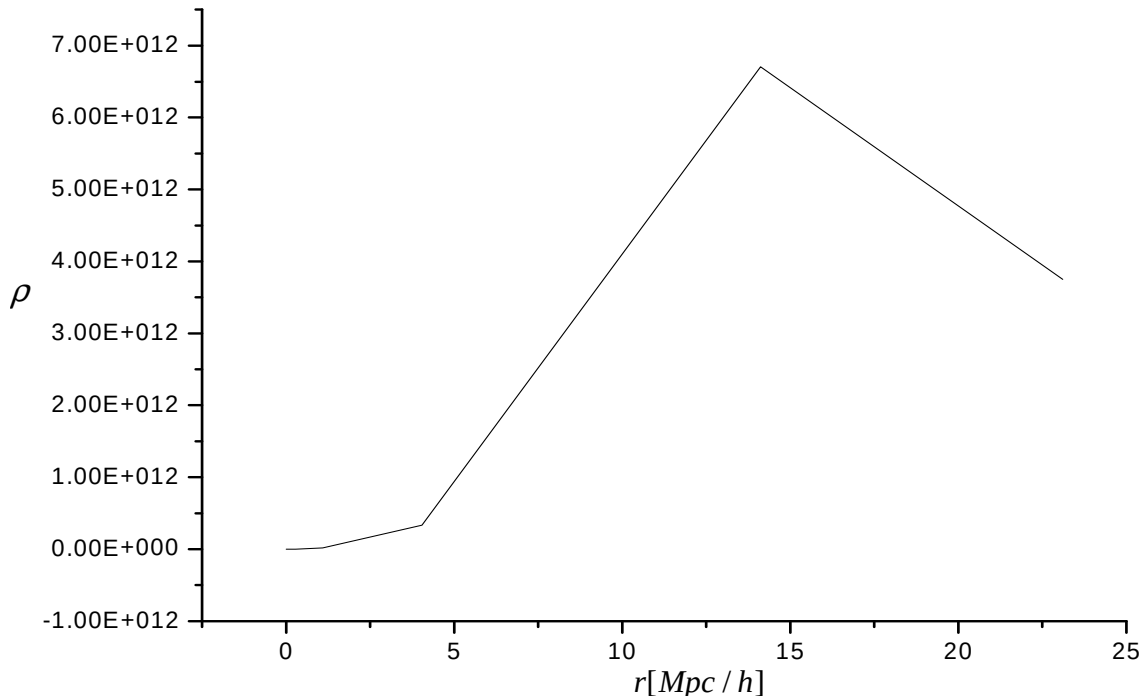
از حل این معادلات به دو معادله نهایی زیر می رسیم:

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

که در آن K_0 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:



نمودار نمایه چگالی بر حسب فاصله با فرض انبساط اولیه و $\Omega_m^i = 1, \Omega_\Lambda^i = 0$

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 تعمیم آن به حالت های شبه 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 HIPPARCOS و GCRV

سپهر اربابی بیدگلی^۱، علی کوهپایی^۲

^۱ پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانشهای بنیادی

^۲ دبیرستان علامه طباطبائی

چکیده

کاتالوگ HIPPARCOS که در سال ۱۹۹۷ منتشر شد و شامل داده های اخترسنجی حدود 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 فاقد 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

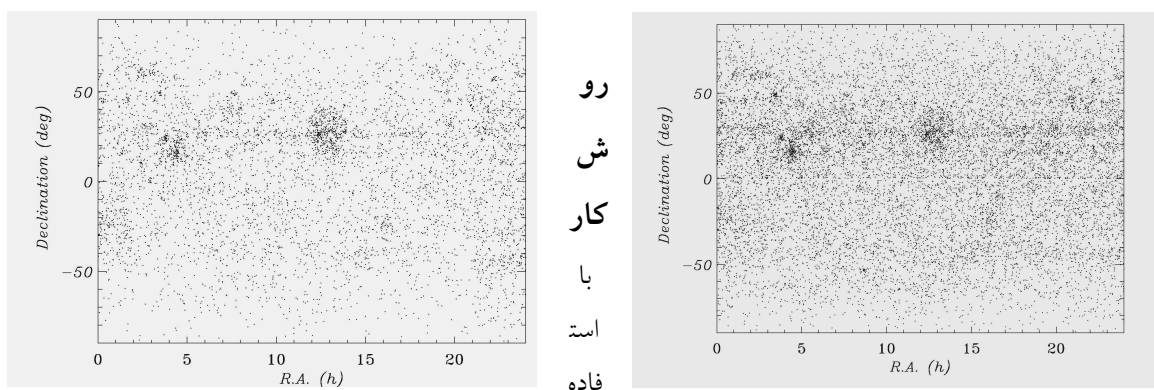
تشکیل ستاره به طورل در ابرهای مولکولی رخ می دهد که به منجر به تشکیل گروهی ستاره و در نتیجه خوشه های ستاره ای می شود. به این ترتیب انتظار می رود که اکثر ستاره ها به خصوص ستاره های جوان در خوشه های ستاره ای یافت شوند. این خوشه ها در طول عمر خود تحت تأثیر عواملی نظیر نیرو های کشندی کهکشانی و افزایش درونی 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 Satellite) حاوی داده های اخترسنجی ۲۱۸,۱۱۸ ستاره است و در کنار تعیین اختلاف منظر، اندازه گیری های قدر، اندیس رنگ، مختصات و حرکت ویژه را تا قدر ۱۲,۴ را در بر می گیرد. دقت اندازه گیری آن در مختصات بعد و میل ستاره ها ۰,۱ میلی ثانیه 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 خطا اندازه گیری (سمت چپ) و ۱۴۲۳۹ ستاره دارای خطا اندازه گیری (سمت چپ)



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 ۵۰ پارسک به دلیل نا دقیق بودن اندازه گیری مشخصات اخترفیزیکی 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 ۱۰ 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 ۴،۵ 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 ۵۰ 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 خطا 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 خطا در GCRV بودند و ۹ بدون خطای اندازه گیری مشخص بودند که به دلیل پراکندگی کم مقدار آن ها در میان کاتالوگ های 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	—	—	—	—	9	12	7	0	0	0
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

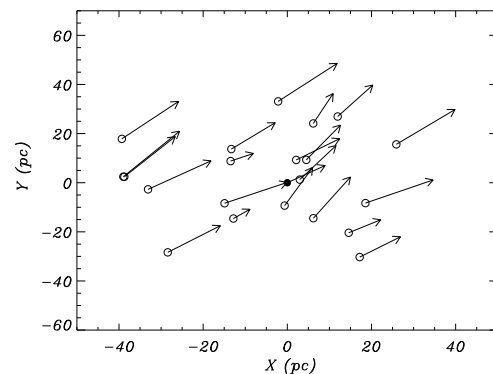
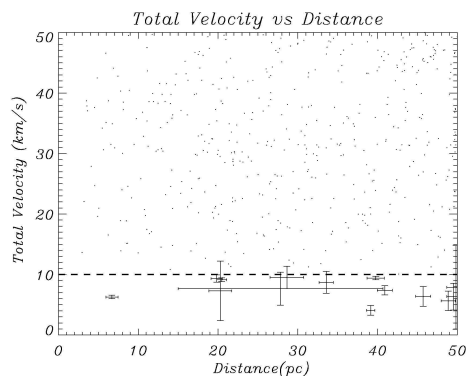
جدول ۱: پارامتر های اخترسنجی ۲۶ ستاره تایید شده از نظر پارامتر های اخترسنجی که در آن، ستون اول نام ستاره در HIPPARCOS است، ستون دوم نام اصلی ستاره، ستون سوم بعد و پس از آن در ستون چهارم میل قرار دارد. فاصله در ستون پنجم بر حسب پارسک و مقدار سرعت فضایی در ستون ششم بر حسب کیلومتر بر ثانیه نشان داده شده است. ستون های هفتم تا نهم را مقدار های پارامتر های سرعت کهکشانی نسبت به LSR و سه ستون پس از آن مقدار های این پارامتر ها به نسبت خورشید نشان می دهد.

برای بررسی احتمال عضویت این ستاره ها و خورشید در یک خوشه یا گروه همراه اعضای این خوشه می بایست سن مشابه خورشید داشته باشند. سن تعداد قابل توجهی از ستاره های اطراف خورشید در کاتالوگ های موجود بررسی شده است [۲]. نتیجه مقایسه فهرست کاندیداهای استخراج شده با این مرجع در جدول ۲ مشاهده می شود. همچنین شیوه انتخاب این ستاره ها 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 گسترده هوایی

از طریق آرایه‌ای از آشکارسازهای چرنکوف

شیدایی، فرزانه^۱ بهمن‌آبادی، محمود^{۲،۱} پزشکیان، یوسف^۱ حبیبی، فرهنگ^۱ خاکیان‌قمی، مهدی^{۲،۱} صمیمی، جلال^{۲،۱}

^۱ دانشگاه صنعتی شریف

^۲ رصدخانه پرتوهای پرانرژی کیهانی البرز

چکیده:

با استفاده از یک آرایه چهارتایی از تانکهای چرنکوف روی بهمن‌های هوایی (EAS) مطالعه کردیم. این آرایه در سطح تهران 1200 m بالاتر از سطح دریا با مساحت 37.6 m^2 قرار دارد. با این آرایه جهت فرود ذرات اولیه را بدست می‌آوریم و توزیع زاویه ای سمتی و سروسویی آنها را بررسی میکنیم. توزیع زاویه سروسویی آنها به شکل $z(\theta) = \text{const.} \sin(\theta) \cos^a \theta$ با $a = 7.54 \pm 0.1$ بدست آمد. 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 $AI=0.1$ و $AII=0.05$ است.

مقدمه: پرتوهای کیهانی فوق العاده پرانرژی (UHE) با انرژی بیش از 100 TeV را میتوان از روی بهمنهای هوایی که در جو تشکیل میدهند و به سطح زمین میرسند آشکارسازی کرد. یک بهمن هم با یک آرایه از آشکارسازهای ذرات باردار مانند تانک‌های چرنکوف و یا آشکارسازهای دیگری چون سنتیلاتور آشکارسازی میشوند. جهت فرود ذره اولیه را با اندازه گیری و ثبت زمان رسیدن ذرات بهمن به آشکارسازها میتوان بدست آورد. هر چقدر دقت اندازه گیری زمان رسیدن رخداد ها و تعداد رخداد های ثبت شده از یک بهمن بیشتر باشد با دقت بیشتری میتوان زاویه فرود ذره اولیه را بر آورد کرد.

در این مقاله تنها به آشکار سازهای چرنکوف پرداخته ایم. هر آشکار ساز از یک تانک استوانه‌ای با قطر 128 cm و ارتفاع 130 cm تشکیل شده است. داخل هر تانک تا ارتفاع 120 cm آب مقطر ریخته شده است. روی سطح فوقانی هر تانک یک لامپ تکثیر کننده نوری (PMT) گذاشته شده و کل مجموعه با چادرهای برزنتی نور بندی شده است. این آرایه با مساحت 37.6 m^2 در تهران و در سطح 1200 m بالای سطح دریا (890 g cm^2) قرار گرفته است. این آزمایش دو هدف را دنبال میکند:

۱- بدست آوردن زاویه فرود ذره اولیه و برآورد خطای اندازه گیری زاویه سمتی و سمت الراسی.

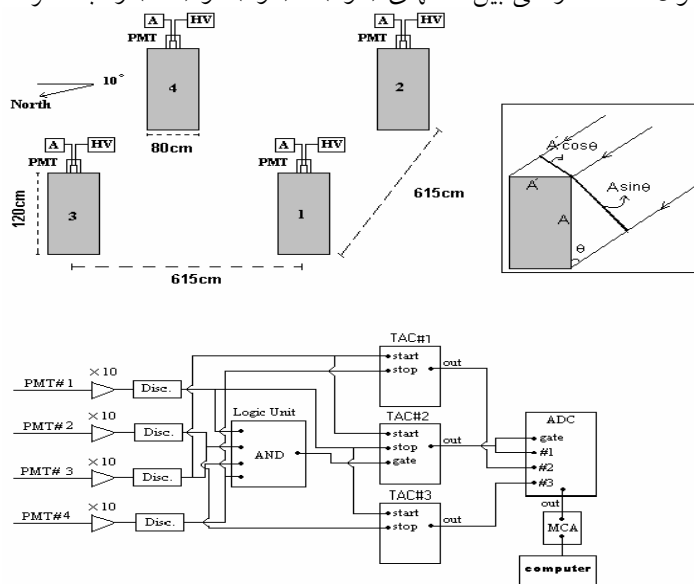
۲- بدست آوردن توزیع زاویه سروسویی بهمن‌های هوایی

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 0.318 m^2 و عمق آب مقطر داخل آن 120 cm است، روی اضلاع مربعی به ضلع 6.15 m 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 (CAEN N 412) 10 مرتبه تقویت میشوند و هر سیگنال تقویت شده وارد یک تفکیک کننده‌ی سریع (Fast Discriminator) می‌شود. آستانه قطع هر کدام 10 mV است. یعنی تفکیک کننده‌ی سریع تنها پالسهایی با دامنه بیشتر از 10 mV 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 ۲، ۴ و ۱ وصل میشود. به این ترتیب میتوان اختلاف زمانی بین تانکهای (۳ و ۱)، (۳ و ۲)، و (۳ و ۴) را ثبت کرد.



شکل ۱. آرایه چرنکوف.

۳. روش تحلیل داده

در شکل (۱) نمایی از یک بهمن که به آرایه میرسد نمایش داده شده است. ذرات بهمن با نقطه چین مشخص شده‌اند. در این تحلیل فرض کرده‌ایم سطح برخورد یک بهمن (جبهه 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 زاویه های سروسویی و سمتی هستند. T_{31} اختلاف زمانی ثبت شده بین پالس ۳ و ۱ است. اختلاف زمانی بین پالس ۳ و ۲ 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 آشکار ساز در رئوس آن قرار دارند. با ترکیب معادلات (۲) و (۳) و (۴) میتوان نوشت:

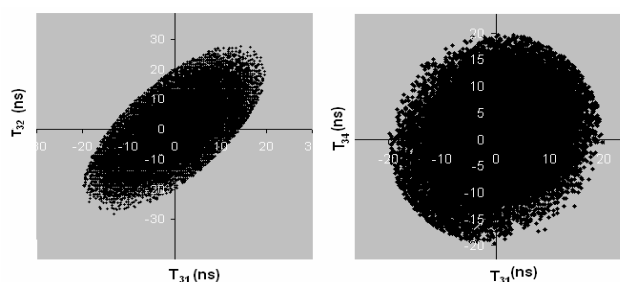
$$T_{31}^2 + T_{34}^2 = \left(\frac{d}{c} \sin \theta\right)^2 \quad (5)$$

$$2T_{31}^2 + T_{32}^2 + 2T_{31}T_{32} = \left(\frac{d}{c} \sin \theta\right)^2 \quad (6)$$

معادله (۵) نشان می‌دهد (T_{34}, T_{31}) مکان هندسی دایره‌هایی هستند به شعاع $d/c \sin\theta$ و معادله (۶) نشان می‌دهد (T_{32}, T_{31}) 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.

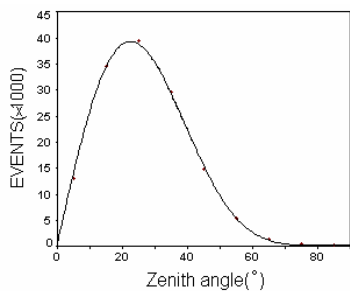
با توجه به این ویژگی که در معادلات (۵) و (۶) آمده می‌توان رخدادهایی که مربوط به بهمن هستند را از رخدادهای تصادفی زمینه جدا کرد. ما به دنبال رخدادهایی هستیم که زاویه سرسویی آنها کمتر از 60° است. از اینرو تنها مجموعه T_{31}, T_{32}, T_{34} هایی قابل قبول هستند که در معادله (۵) و (۶) شرط

$\sin\theta \leq \sin 60^\circ$ 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 زمانهای ثبت شده

از این طریق یک بار با T_{31} - T_{32} به کمک معادله (۲) و (۳) اندازه θ و ϕ را بدست آوردیم و بار دیگر به کمک معادله (۲) و (۴) از روی T_{31} - T_{34} مقادیر θ و ϕ را برای هر بهمن بدست آوردیم. با مقایسه هر زوج مقدار بدست آمده خطای اندازه‌گیری برای هر کدام 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 از همزمانی از سه مقدار T_{31}, T_{32} و T_{34} می‌توان θ و ϕ مربوط به هر بهمن را بدست آورد [1,3,4]. با این روش θ و ϕ مربوط به ۱۳۷۵۴۰ بهمن را بدست آوردیم. شکل (۳) توزیع زاویه سرسویی این بهمن‌ها را نشان می‌دهد.



شکل ۳. توزیع سمت الراسی بهمن‌های هوایی

با برازش این نمودار با تابع $z(\theta)=\text{const.} \sin\theta + z(\theta=90)$ $\cos^a\theta$ مقدار $a=5.76 \pm 0.1$ بدست آمد. اما در اینجا یک

تصحیح دیگر لازم است که در مورد آشکارسازهای ستیلاتور که ضخامت کمی داشتند [1] مهم نبود. این تصحیح افزایش سطح موثر آشکارسازها به خاطر آشکار سازی ذراتی است که با زاویه‌ای مایل وارد میشوند و از سطح جانبی تانکهای چرنکوف عبور میکنند. 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:

$$Z(\theta) = \text{const.} (A \cos\theta + A' \sin\theta) \sin\theta \cos^a\theta + Z(\theta=90) \quad (7)$$

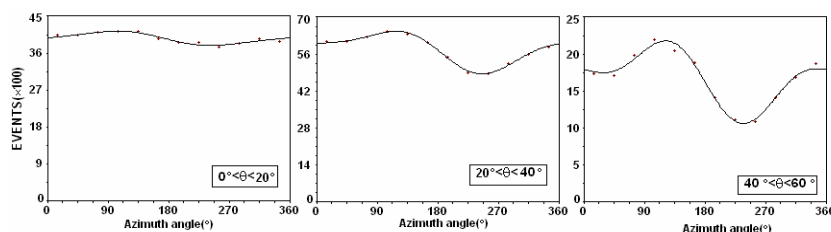
با این تصحیح مقدار a به $a=7.54 \pm 0.1$ تغییر پیدا کرد. این مقدار با داده‌های مربوط به آشکارسازهای

سنتیلاتور در آرایه‌ای مشابه این آرایه مطابقت دارد [1]. مقدار a همیشه ثابت نیست و معمولاً با افزایش ابعاد آرایه افزایش میابد و با کاهش ارتفاع از سطح دریا بیشتر میشود. به عنوان مثال برای بهمن های 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 بهمن ها را نشان میدهد. این نمودارها به ترتیب مربوط به زاویه‌های سراسویی ۲۰

$0^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$ و $20^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$ و $40^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ است.

شکل ۴. ناهمسانگردی در زاویه سمتی با ازای زوایای سمت الراسی مختلف



در تمام این نمودارها، ناهمسانگردی دیده میشود. تابع توزیع شکل (۴) را با تابع زیر برازش میدهم:

$$ASYM = N(1 + A_I \cos(\phi - B) + A_{II} \cos(2\phi - C)) \quad (8)$$

پارامترهای این برازش در جدول (۱) آمده است.

	$0^\circ < \theta < 20^\circ$	$20^\circ < \theta < 40^\circ$	$40^\circ < \theta < 60^\circ$	$0^\circ < \theta < 90^\circ$
A_I	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 ۱. پارامترهای مربوط به برازش داده ها در معادله ۷.

همانطور که در جدول دیده میشود A_I از A_{II} بیشتر است. یعنی هماهنگی 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 Tibet ($30.11^\circ N, 90.53^\circ E$) با $\theta_H = 45^\circ$ هر دو دامنه مهم هستند و در مورد آرایه Yakutsk ($62^\circ N, 130^\circ E$) 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 بهمن های هوایی آشکار شده مربوط کنیم. همچنین توزیع زاویه سمتی و سراسویی 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 سراسویی بیشتر که مسافت طی شده بیشتر است مهمتر میشود. علاوه بر این در زوایای سراسویی نیز توزیع یکنواخت نیست که برای آن تابعی بدست آوردیم (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، روح‌الله^۱ نصیری قیداری، سعدالله^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 کوانتومی استفاده می‌شود. حل دقیق این مسائل، در بسیاری موارد مستلزم محاسبات پیچیده‌ی ریاضی است؛ لذا برای احتراز از این پیچیدگی‌ها، تصحیحات کوانتومی به صورت ضرایبی از $\hbar$ به حالت کلاسیکی تعادل ترمودینامیکی افزوده می‌شود. در ادامگی 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 در سال ۱۹۳۲ آغاز گشت. در این مقاله ویگنر با معرفی یک تابع توزیع توانست، مقادیر میانگین مشاهده‌پذیرهای کوانتومی را مشابه حالت کلاسیکی آنها، محاسبه نماید [۱]. این کار که امروزه کاربرد وسیعی در زمینه‌های مختلف دارد، بعدها توسط کیرک‌وود، هوسیمی، موبال و دیگران گسترش یافت. در سال‌های اخیر ثبوتی و نصیری با فرمول بندی فضای فاز و گسترش مفاهیم همیلتونی و لاگرانژی چارچوب یکپارچه و معینی را برای موضوع مکانیک کوانتومی در فضای فاز بنا نهادند؛ مکانیک آماری کوانتومی، 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 کوانتومی 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 متناظر با p و q را به صورت π_p و π_q 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^q و L^p 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 می توان 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) q, p, π_q و π_p به عنوان عملگرهای فضای هیلبرت X ، عمل می کنند. که فضای هیلبرت X شامل تمام توابع مخلوط انتگرال پذیر مجذوری است. این عملگرها در روابط جابجایی زیر صدق می کنند

$$[\pi_q, q] = -i\hbar, \quad \pi_q = -i\hbar \frac{\partial}{\partial q}, \quad (5)$$

$$[\pi_p, p] = -i\hbar, \quad \pi_p = -i\hbar \frac{\partial}{\partial p}, \quad (6)$$

$$[q, p] = [\pi_q, \pi_p] = 0. \quad (7)$$

بر طبق معادلات بالا همیلتونی گسترش یافته یک عملگر در فضای فضای هیلبرت X به شمار می رود.

(ب) فرض می شود که تابع حالت χ در معادله‌ی تحول زیر صدق می کند

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} &= \mathcal{H}\chi = [H(p - i\hbar \frac{\partial}{\partial q}, q) - H(p, q - i\hbar \frac{\partial}{\partial p})]\chi \\ &= \sum \frac{1}{n} \left\{ \frac{\partial^n H}{\partial p^n} \pi_q^n - \frac{\partial^n H}{\partial q^n} \pi_p^n \right\} \chi, \end{aligned} \quad (8)$$

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} جواب های معادله‌ی شرودینگر در فضای p و q می باشند. همچنین a ماتریس ضرایب، همان ماتریس چگالی می باشد.

(ج) قاعده‌ی میانگین گیری برای مشاهده پذیرهای در این فرمالیسم با رابطه‌ی زیر داده می شود [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 می گردند. با به کارگیری تبدیل فوریه و رابطه ی کاملیت ψ_n ها، معادله ی (۱۱) به صورت زیر ساده می شود

$$\chi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N}} \frac{\varphi^\dagger u}{Z(\beta)} \quad (12)$$

که در آن $Z(\beta)$ تابع پارش است؛ همچنین u و φ به صورت زیر تعریف می شوند

$$u = e^{-\beta\hat{H}} \varphi; \quad \varphi = \exp\left[\frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^{3N} p_k q_k\right] \quad (13)$$

که در آن $\hat{H}$ عملگر
معادله ی بلاخ ختم می شود

$$\hat{H}u + \frac{\partial u}{\partial \beta} = 0, \quad \lim_{\beta \rightarrow 0} u = \varphi \quad (14)$$

برای حل معادله دیفرانسیل بالا، که معادله بنیادی مکانیک آماری کوانتومی است، جواب زیر در نظر گرفته می شود

$$u = \omega \phi e^{-\beta H_{cl}(p_i, q_i)} \quad (15)$$

که در آن $H(p, q)$ ، همیلتونی کلاسیکی سیستم است. با به کار گیری معادله ی (۱۴) می توان نشان داد که ω در رابطه ی زیر صدق می کند [۳]

$$\omega = 1 + \frac{i\hbar}{m} \int_0^\beta e^{\beta V} \left[\sum_{k=1}^N \bar{p}_k \cdot \bar{\nabla}_k (\omega e^{-\beta V}) \right] d\beta' + \frac{\hbar^2}{2m} \int_0^\beta e^{\beta V} \left[\sum_{k=1}^N \bar{\nabla}_k^2 (\omega e^{-\beta V}) \right] d\beta' \quad (16)$$

با فرض $\omega = \sum_l \omega_l \hbar^l$ و استفاده از معادله ی (۱۶)، یک رابطه ی برگشتی برای پیدا کردن ضرایب مختلف $\hbar$ به دست می آید. با پیدا شدن این ضرایب، تابع توزیع گسترش یافته به صورت زیر به دست می آید

$$\chi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N}} \frac{e^{-\beta H_{cl}}}{Z(\beta)} \left(1 - \frac{i\hbar\beta^2}{2m} \sum_{k=1}^N \bar{p}_k \cdot \bar{\nabla}_k V + \hbar^2 \omega_2 + \dots \right) \quad (17)$$

که در آن ω_2 از رابطه ی زیر داده می شود

$$\omega_2 = -\frac{1}{2m} \left\{ \frac{\beta^2}{2} \sum_{k=1}^N \bar{\nabla}_k^2 V - \frac{\beta^3}{3} \left[\sum_{k=1}^N (\bar{\nabla}_k V)^2 + \frac{1}{m} \left(\sum_{k=1}^N \bar{p}_k \cdot \bar{\nabla}_k \right)^2 V \right] + \frac{\beta^4}{4m} \left(\sum_{k=1}^N \bar{p}_k \cdot \bar{\nabla}_k V \right)^2 \right\} \quad (18)$$

تابع پارش را می توان با انتگرال گیری بر روی قسمت ناهنجار χ به صورت زیر به دست آورد

$$Z(\beta) = \frac{(\frac{2\pi m k T}{\hbar^2})^{\frac{3N}{2}}}{(\frac{2\pi\hbar}{\hbar})^{3N}} \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\beta V} \left[1 - \frac{\hbar^2 \beta^2}{4m} \sum_{k=1}^N \left(\bar{\nabla}_k V - \frac{\beta}{2} (\bar{\nabla}_k V)^2 \right) + \dots \right] \times dq_1 \dots dq_{3N} \quad (19)$$

برای بررسی خواص فیزیکی ستارگان کوتوله‌ی سفید، باید خصلت تقارنی تابع توزیع χ را در نظر گرفت. در حالت تعادل ترمودینامیکی، تابع توزیع گسترش یافته با در نظر گرفتن این ویژگی به صورت زیر است

$$\chi^A(\bar{p}_i, \bar{q}_i; t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N} N!} \sum_{n_1, \dots, n_N} e^{-\beta E_n} \psi_{n_1, \dots, n_N}^A(\bar{q}_i) \phi_{n_1, \dots, n_N}^{A*}(\bar{p}_i) e^{\frac{i}{\hbar} \bar{p}_i \cdot \bar{q}_i} \quad (20)$$

که در آن بالانمایی 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 (۲۰) در فضای فاز، مشابه بخش قبل و استفاده از تبدیلات فوریه، رابطه‌ی زیر برای تابع پارش به دست می‌آید:

$$Z(\beta) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3n} N!} \sum_{p, p'} (\pm 1)^{(P+P')} \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} P' \sum_{k=1}^n \bar{p}_k \cdot \bar{r}_k \right] e^{-\beta \hat{H}} \exp \left[\frac{i}{\hbar} P \sum_{k=1}^n \bar{p}_k \cdot \bar{r}_k \right] \times dp_1 \dots dp_{3n} dq_1 \dots dq_{3n} \quad (21)$$

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]:

$$Z(\beta) = \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3N}{2}}}{(2\pi\hbar)^{3N} N!} \int \dots \int e^{-\beta V} \left\{ \left[1 - \frac{\hbar^2 \beta^2}{12m} \left(\frac{2\pi m}{\beta} \right)^{\frac{3n}{2}} \sum_{k=1}^n \left(\nabla_k^2 V - \frac{\beta}{2} (\nabla_k V)^2 \right) + \dots \right] \right. \\ \left. \pm \sum_{j \neq k} e^{-m \bar{r}_{jk}^2 / \beta \hbar^2} \left[1 + \frac{\beta}{2} \bar{r}_{jk} \cdot (\nabla_j V - \nabla_k V) + \dots \right] + \dots \right\} dp_1 \dots dq_{3n}; \bar{r}_{jk} = \bar{r}_j - \bar{r}_k \quad (22)$$

معادله‌ی بالا برای حالت گاز ایده‌آل فرمیونی، در غیاب پتانسیل V به صورت زیر درمی‌آید

$$Z(\beta) = \frac{1}{N!} \frac{V^N}{\lambda^{3N}} \left[1 \pm \frac{N(N-1)}{2^{\frac{3}{2}}} \frac{\lambda^3}{V} \right]; \lambda = \frac{h^2}{(2\pi mkT)^{\frac{1}{2}}} \quad (23)$$

با استفاده از معادله‌ی فوق، معادله‌ی حالت برای یک گاز ایده‌آل فرمیونی به صورت زیر به دست می‌آید

$$P = \frac{NkT}{V} \left[1 + \frac{1}{2^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{h^2}{\pi mkT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{N}{V} \right] = nkT + \frac{h^2 (n/n_Q)^{1/3} n^{5/3}}{2^{7/2} \pi m} \quad (24)$$

که در آن $n_Q = \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ 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 (۲۵) قابل صرف نظر 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 گامای 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 الکترون ها در شتابدهنده هایی همچون SLAC در محیط های بسیار چگال تایید شده، برای ذرات ثانویه ی بهمن های هوایی ناشی از پرتوهای گامای به غایت پرانرژی (EHE) بررسی میشود. می توان نشان داد که با افزایش انرژی پرتو گامای 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 می یابد. این پدیده همچنین می تواند توضیحی برای محتوای میونی زیاد مشاهده شده در بهمن های 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 گامای به غایت پرانرژی می توان نشان داد که تحت شرایط ویژه ای اثر GMF با تبدیل یک پرتو گامای EHE به باریکه ای از پرتوهای گامای کم انرژی، مانع حضور اثر LPM در اندرکنش های بهمن های هوایی می شود.

مقدمه

در سال ۱۹۵۳ لاندائو و پومرانچوک و در سال ۱۹۵۶، میگدال^۱ با فرمولبندی مکانیک کوانتومی نشان دادند که در محیط های بسیار چگال و در انرژیهای بسیار بالا (VHE)، سطح مقطع تابش ترمزی الکترون و تولید زوج الکترون-پوزیترون بوسیله فوتون نسبت به سطح مقطع بته-هیتلر کاهش درخور توجهی می یابند. از آن زمان این اثر برای محیط های مختلف مانند آب، سرب، صخره استاندارد و یخ و همچنین برای جو توسط گروههای زیادی مطالعه شده است. هدف از این مقاله، بررسی نحوه ی تاثیر این پدیده بر تولید مستقیم زوج ذره میون و در نتیجه آن، افزایش محتوای میونی بهمنهای هوایی ناشی از پرتوهای γ به غایت پرانرژی است که در ادامه به آن می پردازیم.

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 می توان از محاسبات میگدال^۱ که برای الکترون انجام داده بود، استفاده کرد. البته در محاسبات میگدال 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 می آید:

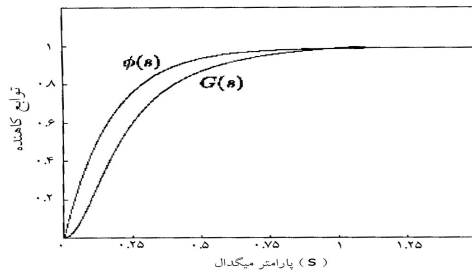
$$(W_p)_{LPM} dv = (4\alpha Ne^4 / 3m_e c^4) (m_e/m)^2 [(\rho Z^2/A) \ln(190/Z^{1/3})] \times \xi(s) \{G(s) + 2[v^2 + (1-v)^2] \phi(s)\} dv \quad (1)$$

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:

$$s = (\alpha m_e^4 c^8 / 128 \pi N e^6)^{1/2} (m/m_e)^2 [(\rho Z^2/A) \ln(190/Z^{1/3})]^{-1/2} \times [v(1-v)E]^{-1/2} [\xi(s)]^{-1/2}$$

$\Phi(s)$ و $G(s)$ که معروف به توابع کاهنده و عامل کاهش $(W_p)_{LPM}$ در انرژی های زیاد هستند، محاسبه شده و در شکل (۱) آورده شده اند. $\xi(s)$ نیز تابعی از s است که در معادله (۳) بیان شده.



$$\begin{aligned} s \leq s_1 &\rightarrow \xi(s) = 2 \\ s_1 \leq s \leq 1 &\rightarrow \xi(s) = 1 + \ln s / \ln s_1 \\ 1 \leq s &\rightarrow \xi(s) = 1 \\ s_1 &= (Z^{1/3}/190)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

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، $\Phi(s)$ و $G(s)$ به مقدار حدی ۱ نزدیک می شوند و اثرهای کاهشی از بین رفته و معادله (۱) شبیه به معادله سطح مقطع بته-هیترلر 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 صخره ی استاندارد، برحسب انرژی اولیه رسم شده است. میتوان مشاهده کرد که شروع کاهش سطح مقطع برای الکترون در محدوده PeV تا EeV اتفاق می افتد، در صورتیکه شروع کاهش سطح مقطع برای تولید مستقیم میون در انرژیهای $10^{24} - 10^{28} eV$ است.

اثر LPM بر محتوای میونی بهمن های هوایی

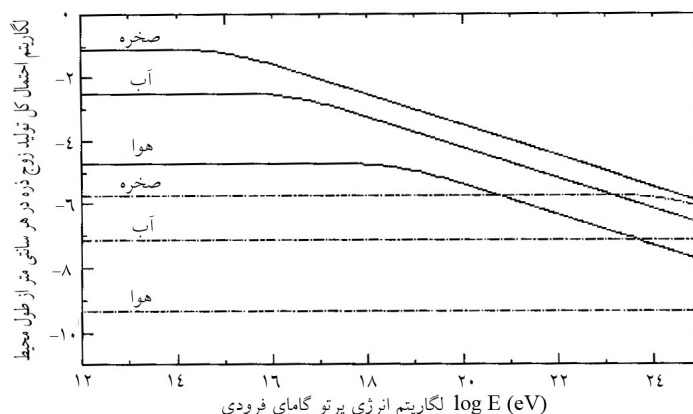
محاسبات بخش قبل برای تولید مستقیم میونها انجام شد. در حالیکه این میون ها در محدوده انرژی EeV و کمتر، سهم کمی در تعداد میونهای بهمن هوایی ناشی از پرتوهای گاما دارند. مقدار قابل توجهی از میونهای با انرژی GeV در بهمن های گاما، توسط تولید فوتونی حاصل میشوند. سطح مقطع تولید این میونها، $\sigma_{\mu\gamma}$ ، از $1.4mb$ برای انرژی فرودی $10 GeV$ ، با افزایش انرژی به شکل لگاریتمی افزایش می یابد. اگر نسبت سطح مقطع تولید این میونها به سطح مقطع تولید زوج e^+e^- ، $\sigma_{e^+e^-}$ ، را R بنامیم میتوان نشان داد:

$$R(E) = \sigma_{\mu\gamma}/\sigma_{e^+e^-} \rightarrow R(E \approx 10 GeV) \approx 1.4/500 \quad ; \quad N_\mu^\gamma \approx R \times \ln(E/1 GeV) \times N_\mu^p \quad (6)$$

N_μ^γ و N_μ^p به ترتیب تعداد میونهای GeV در بهمنهای گاما و هادرونی هستند. با افزایش انرژی به بیش از انرژی آستانه اثر LPM برای الکترون ها، $\sigma_{e^+e^-}$ تحت اثر LPM کاهش می یابد، در حالیکه $\sigma_{\mu\gamma}$ به شکل لگاریتمی افزایش می یابد تا جاییکه $N_\mu^\gamma \approx N_\mu^p$. 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:

(۷) $N_{\mu}^{\gamma} \approx N_{\mu}^p \rightarrow (\sigma_{e^{\pm}})_{LPM} \approx (1/2)\sigma_{\mu\gamma}(E=10\text{GeV}) \times \ln(E/10\text{GeV}) \times \ln(E/1\text{GeV})$
 انرژی محاسبه شده برای هوا و صخره ی استاندارد بترتیب برابر 10EeV و 200PeV بدست می آیند. به این ترتیب انتظار می رود در انرژی های گفته شده و بیشتر، محتوای میونی بهمن های گاما و هادرونی یکسان باشند. این پدیده همچنین می تواند توضیحی برای محتوای میونی زیاد مشاهده شده در بهمن هایی که در جهت CYG X-3 بودند و در دهه هشتاد میلادی، ابتدا توسط سامرسکی^۴ و دیگران^۵ در رصدهای روی زمین و سپس توسط مارشاک^۶ و باتیستونی^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 γ فرودی بر محیط

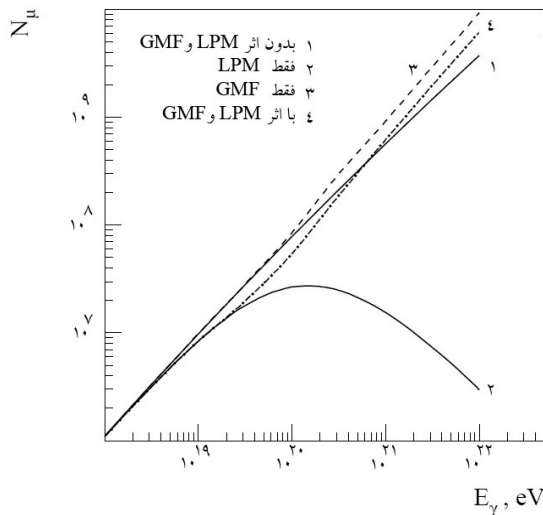
اثر میدان مغناطیسی زمین (GMF) بر بهمن های هوایی

Erber^۸ (۱۹۶۶) نشان داده است که پرتوهای گامای پر انرژی در شرایط ویژه ای می توانند 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 گامای EHE، مجموعه ای از زوج الکترونها حاصل میشوند که آنها نیز بر اثر تابش سینکروترون، فوتون های پرانرژی تولید میکنند. در نهایت می توان گفت که یک پرتو گامای EHE ($E > 10\text{EeV}$) که انرژی آن بسیار بالاتر از انرژی آستانه LPM برای الکترون است، قبل از آنکه وارد جو شود، به باریکه ای از پرتوهای گاما که انرژی بسیار پایینتر از انرژی آستانه LPM دارند ($E \approx 10\text{PeV}$)، تبدیل می شود. 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 $B_{\perp} \approx 0.4\text{G}$ را از رابطه زیر می توان محاسبه کرد^۹:

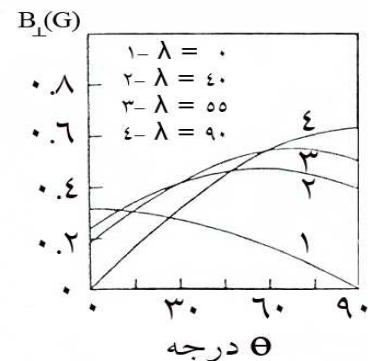
$$\Lambda_{\pm} \approx 10^6 (B_{\perp}/1\text{G})^{-1} \approx 10^6 \text{cm}$$

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 10EeV و $B_{\perp} \approx 0.4\text{G}$ ، اثر GMF نباید نادیده گرفته شود. در شکل (۳) مقدار $B_{\perp}$ برای عرضهای جغرافیایی و زاویه های سمت الراسی مختلف رسم شده است.

می توان دید که برای عرضهای جغرافیایی غیر صفر و زوایای سمت الراسی زیاد، مقدار $B_{\perp}$ از $0.4G$ بیشتر می شود. در شکل (۴) نتایج شبیه سازی بهمن های هوایی گاما و محاسبه تعداد میون ها برای انرژیهای مختلف فرودی در چهار حالت ترکیبی اثر LPM و GMF رسم شده است.^{۱۰}



شکل (۴)



شکل (۳): $B_{\perp}$ بر حسب جهت فوتونهای فرودی برای

چهار عرض جغرافیایی ۰، ۴۰، ۵۵ و ۹۰ درجه

نتیجه گیری

اثر LPM بر تولید مستقیم زوج میون و بر محتوای میونی بهمنهای ناشی از فوتونهای به غایت پرنرژی بررسی شد. نشان دادیم که در محدوده ی 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 فرودی 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 فرودی 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 آسایش، پرویز

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند

چکیده:

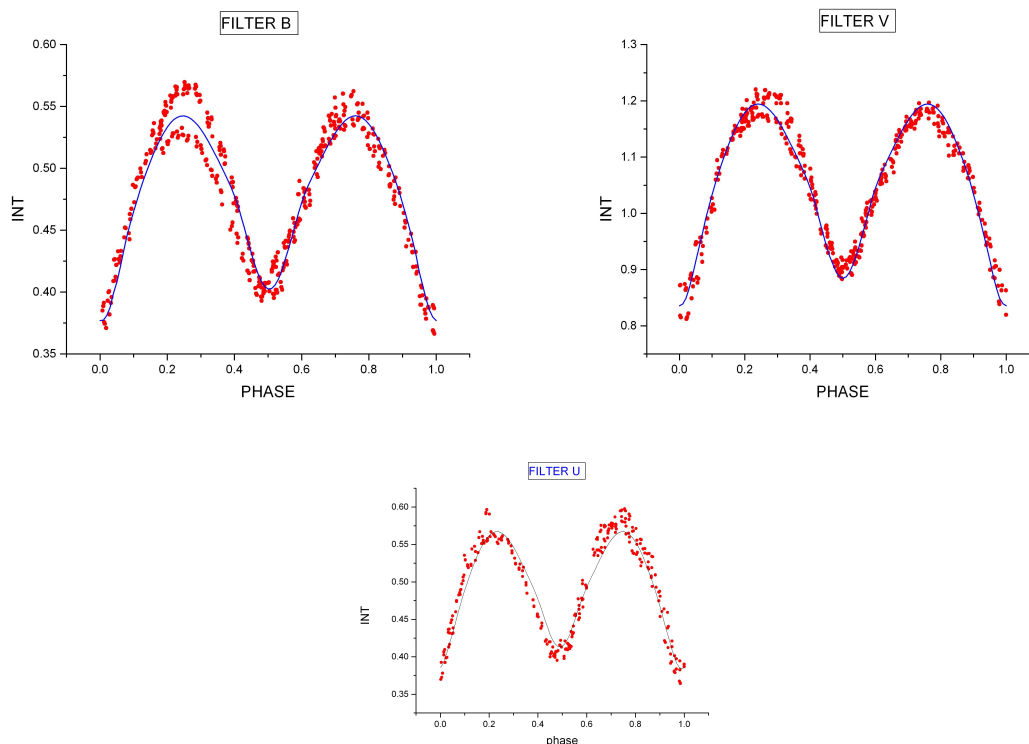
نورسنجی ستاره دوتایی گرفتی VW Cep طی ۲ شب در اواخر مهر ماه ۱۳۸۴ با استفاده از تلسکوپ ۵۱ سانتیمتری رصد خانه ابوریحان بیرونی شیراز در دو صافی B و V انجام گرفت. با ادغام داده های نورسنجی بدست آمده در رصدخانه ابوریحان بیرونی با داده هایی نورسنجی Pribulla که در انستیتوی نجوم کشور اسلواکی بدست آمده و هم چنین 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 ویلسون (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 به ترتیب $1.03M$ و $0.42M$ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $0.466R$ و $0.312R$ 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 ۱/۱ و ۵/۰ تغییر می کند) می باشند. از آنجایی که روشنایی سطحی دو ستاره مشابه است در نتیجه اختلاف کمینه های اول و دوم آنها ناچیز است. ستاره دوتایی VW Cep برای اولین بار توسط Schilt در سال ۱۹۲۶م. کشف گردید. مقدار قدر میانگین ظاهری آن برابر ۷٫۵ بوده و لذا این ستاره از ستارگان روشن آسمان می باشد. دوره تناوب مداری آن برابر 0.27831 = P 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 0.33 = q می باشد. Binnendijk در سال ۱۹۶۷ میلادی نسبت جرمی را مقدار $q = 0.41$ را بدست آورد در حال که Hill در سال ۱۹۸۹م. مقدار 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 مجهز 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 اسلوواکی بدست آمده است، ادغام گردید. تعداد کل داده های نورسنجی در صافی های B، V و U به ترتیب ۴۴۳، ۴۴۹، ۲۸۳ می باشد. هم چنین برای مشاهده این سیستم از ستارگان SAO 9836 و SAO 9824 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 نور سنجی 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 شدتهای دو مولفه آنها وجود دارد، مناسب می باشد. در این مد، معادلات قیدی 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، ضرائب بازتاب، ضرائب تاریکی لبه و پتانسیل روچ برقرار است. پارامترهایی که در این مد تا رسیدن به یک جواب همگرا آزاد انتخاب شدند، عبارتند از: زاویه میل مداری، نسبت جرمی، دمای سطحی مولفه دوم، پتانسیل روچ مولفه اول، تابندگی مولفه اول، نیم محور مدار و سرعت مرکز جرم سیستم.

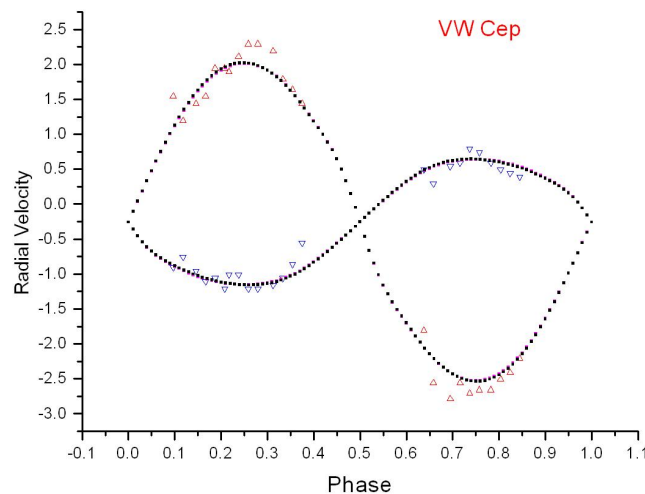
هم چنین در برنامه ویلسون مربوط به این سیستم دوتایی از قانون تاریکی لبه لگاریتمی برای هر دو مولفه استفاده

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_{VB}	1.28542	$r_2(sid)$	0.304±0.004
q	.41000	L_{V}	1.39796	$r_1(back)$	0.496±0.005



شکل ۲: منحنی سرعت شعاعی سیستم VW Cep. مثلثهای توخالی نقاط سرعت شعاعی مشاهده شده و نقطه های ناپیوسته منحنی نظری برازش 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 $1/0.3$ و 42 ٪ و شعاع مولفه های اول و دوم به ترتیب $0.312R$ و $0.466R$ 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 روچ 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., London
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

خاکیان‌قمی، مهدی^{۲،۱} بهمن‌آبادی، محمود^{۲،۱} شیدایی، فرزانه^۱ پائولو برناردینی صمیمی، جلال^{۲،۱}

^۱ دانشگاه صنعتی شریف

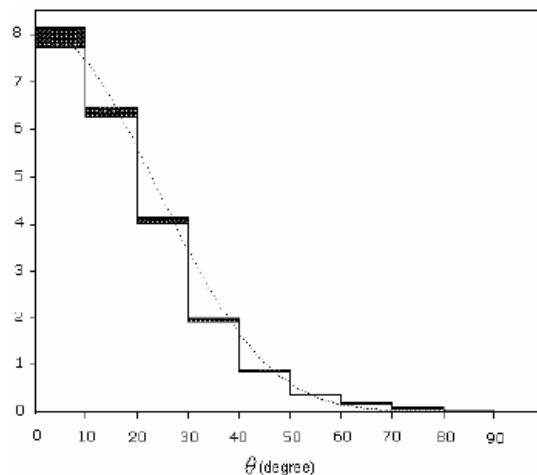
^۲ رصد خانه پرتوهای پرانرژی کیهانی البرز

^۳ دانشگاه لچه 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 0.000001 درجه است بنابراین عمده‌اثر ناهمسانگردی به سبب اثر میدان بر روی ذرات ثانویه است. برای بررسی این ذرات از کد *CORSIKA* استفاده کردیم و تعداد 20000 بهمن در حضور میدان و 20000 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 سروسویی بستگی دارد. در زوایای سروسویی 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 سروسویی بهمنها.

ولی اگر در یک زاویه‌ی سروسویی 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 ما یا رصدخانه‌ی ARGO-YBJ در تبت یا رصدخانه‌ی KASCADE در

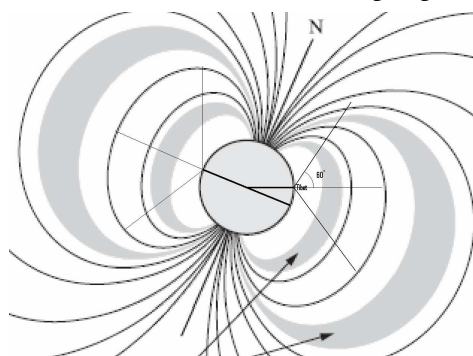
کارلسروهه که کاملاً تخت هستند این ناهمسانگردی را نشان می‌دهند. از آنجایی که این زوایا یک دوره ۳۶۰ درجه‌ای دارند بنابراین بهترین نتایج برای بررسی این ناهمسانگردی‌ها توابع هماهنگ هستند که معمولاً برای سادگی دو هماهنگ اول و دوم مورد استفاده قرار می‌گیرند.

$$Asymmetry = A_0 + A_1 \cos(\varphi + A_2) + A_3 \cos(2\varphi + A_4)$$

در بررسی این ناهمسانگردی در عرض‌های جغرافیایی بالاتر (رصدخانه‌های قطبی‌تر) دیده می‌شود که ناهمسانگردی مومود بیشتر متأثر 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 سرسویی بیشتر نیز نمایان‌تر است. همه‌ی این شواهد احتمال تأثیر 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 (تعریف شروع میدان مغناطیسی زمین: میدانی بیش از ۰٫۱ 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 شعاع زمین تقریب خوبی است و خوشبختانه ما تا ۲٫۳ برابر شعاع 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 $70^{\circ}31' N, 96^{\circ}34' W$ و قطب شمال مغناطیسی زمین در محل $65^{\circ}S 139^{\circ}E$ 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 $0,00000001$ درجه است و هیچ گونه ناهمسانگردی مشاهده نشد. پس عملاً دیده می‌شود که تأثیر این عامل قابل صرف نظر کردن است.



شکل ۲. مسیر حرکت ذرات در میدان مغناطیسی زمین .

۲. بررسی ذرات ثانویه بهمن در میدان مغناطیسی زمین

به دلیل تعداد زیاد ذرات ثانویه یک بهمن عملاً بررسی تحلیلی این ذرات شبیه قسمت قبل امکان پذیر نیست و نیاز به شبیه سازی های زیاد دارد. به همین منظور از کد CORSIKA که یک کد استاندارد در این نوع شبیه سازی ها است استفاده کردیم. در این روش بهمن ها را به طور یکنواخت و کتره ای در زوایای سوسویی از صفر تا ۶۰ درجه و همچنین در زوایای سمتی از صفر تا ۳۶۰ درجه انتخاب نمودیم. دو دسته شبیه سازی 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 شبیه سازی رعایت کردیم و تعداد ۲۰۰۰۰ بهمن در حضور میدان و ۲۰۰۰۰ بهمن در غیاب میدان تولید شد.

از روی ذرات ثانویه شبیه سازی شده در سطح تهران و با استفاده از روش کمترین مربعات و تقریب صفحه ای بودن جبهه ی بهمن هوایی جهت های اولیه ی بهمن ها را محاسبه نمودیم. مشاهده شد که این جهت های محاسبه شده کمی با جهت اولیه ی شبیه سازی متفاوت است به طوری که توزیع زاویه ی محاسبه شده منهای زاویه ی اولیه ($\theta - \theta_0$) به صورت یک تابع گوسی با مرکز ۱۰- و پهنای ۲۰ درجه است. این نشان می دهد که بهمن ها بیشتر به سمت سوسو منحرف می شوند ضمن این که خطایی در حدود ۲ درجه در اندازه گیری به این روش وجود دارد و برای بهتر کردن این خطا باید روش دقیقتری را به کار ببریم. همچنین توزیع ($\phi - \phi_0$) نشان می دهد که همان تابع گوسی را ولی این بار با مرکز صفر و پهنای ۲٫۵ درجه داریم. نکته ی دیگر این که مرکز جرم ذرات ثانویه بهمن به تفکیک پوزیترون الکترون میون مثبت و میون منفی نشان می دهد که مرکز جرم میون های مثبت و منفی به طور جدی از هم جدا شده اند و یک دو قطبی تشکیل داده اند ولی مرکز جرم الکترون و پوزیترون جدا شدگی کمی دارند ولی این جدا شدگی قابل مشاهده است. برای بهتر کردن دقت محاسبات باید اثر انحناء و ضخامت جبهه ی بهمن در نظر گرفته شود که این موارد نیز با دقت ۱ متر و تا شعاع ۱۰۰ متر از مرکز بهمن و در ۱۲ بازه ی ۵ درجه ای سوسویی (صفر تا ۶۰ درجه) بررسی شدند. بررسی های بیشتر بر روی بهمن های شبیه سازی شده (۴۰۰۰۰ بهمن از انرژی 50TeV تا 5PeV) در آینده نزدیک انجام خواهد شد تا تفاوت های بین این دو دسته مشخصتر شود و بتوانیم کمیتهای مشاهده پذیری را بیابیم که در آزمایش قابل مشاهده و اندازه گیری 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 محلی (LISM)

زرینی، زینت^۱ - فاطمی، سید جلیل^۲

^۱ بخش فیزیک دانشگاه شهید باهنر کرمان

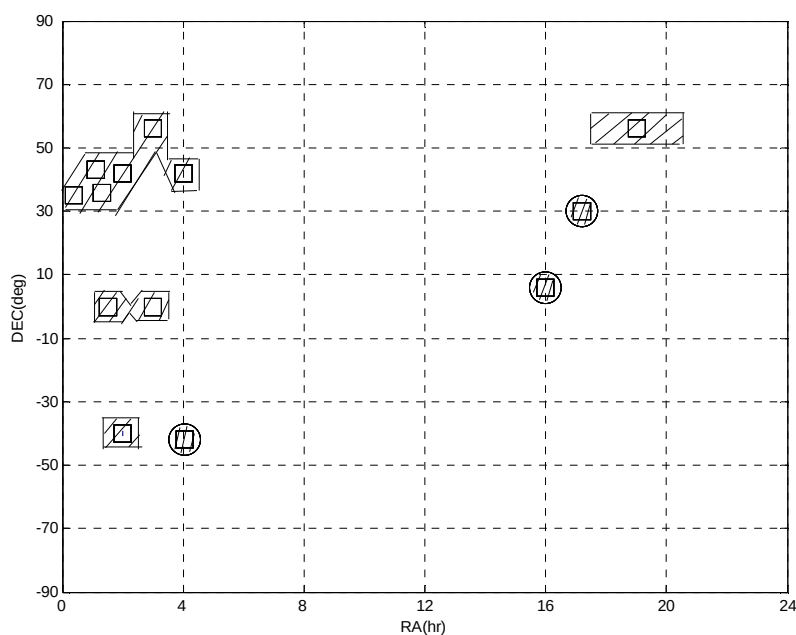
چکیده

ناهمسانگردی جهت های ورودی پرتوهای کیهانی کمتر از حدود 10^{14} الکترون ولت توسط خواص محیط بین ستاره ای خیلی نزدیک ما (در محدوده حدود ۱۰ پارسک از خورشید) تعیین می شوند. تعدادی از این خواص همچون چگالی ستونی هیدروژن خنثی 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 عملاً هیچ وابستگی ای بین جهت منبع و جهت ورود آنها وجود ندارد و فقط انرژی های بالا تر 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 عمدتاً پروتونند و مشکل ناهماهنگی در جهت های ورودی ذرات با انرژی یکسان و Rigidity های مختلف وجود ندارد.

۲) اندازه گیری های ناهمسانگردی از نظر فاز تقریباً در توافقند (اگر چه از نظر دامنه از توافق کمتری برخوردارند).



شکل ۱- نواحی شدت ماکزیمم پرتوهای کیهانی (ناهمسانگردی). ناهمسانگردیها تقریباً 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 B میدان مغناطیسی و pc دارای بعد انرژی است. برای انرژی های 10^{14} الکترون ولت با فرض B در حدود 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 ستاره ها و (۳) سرعت جریان و جهت محیط بین ستاره ای محلی نسبت به خورشید را پی گرفتیم.

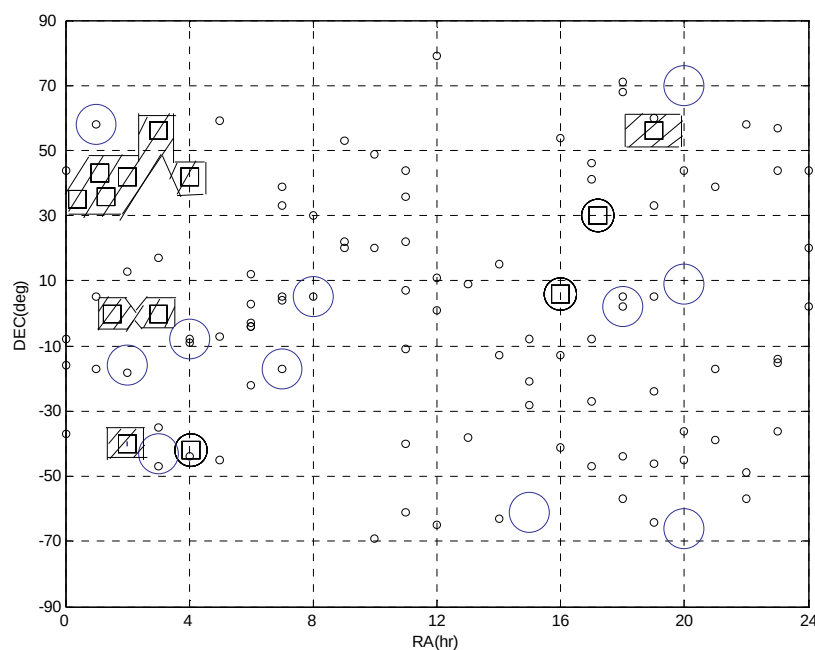
۲) ناهمسانگردی پرتوهای کیهانی کمتر از 10^{14} الکترون ولت

مکان ناهمسانگردی های موجود در شکل ۱ آمده است.

۳) پارامترهای فضای محلی

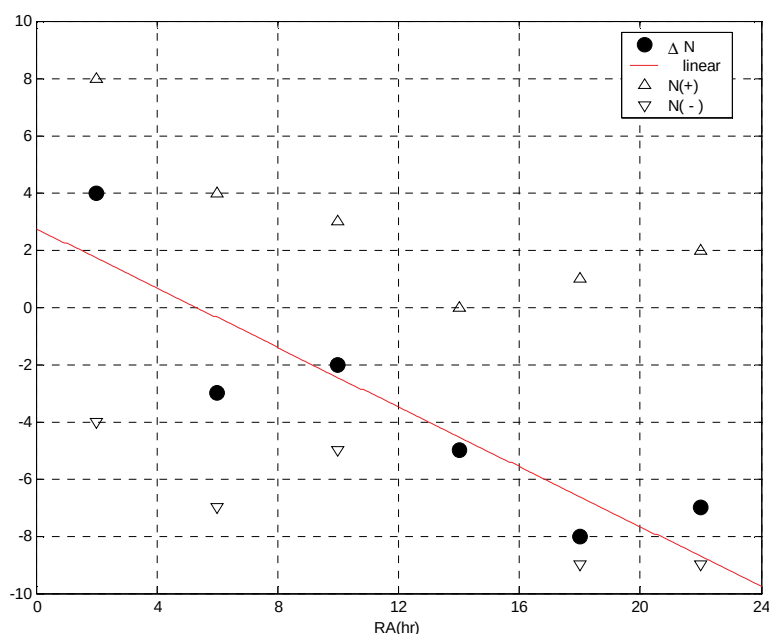
۳-۱ ستاره های نزدیک (مرجع ۴)

مجموعه ای از ستاره های (d کمتر از ۱۰ پارسک) را ارائه می دهد که بر حسب بعد و میل در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲- ستاره های در محدوده ۱۰ 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.

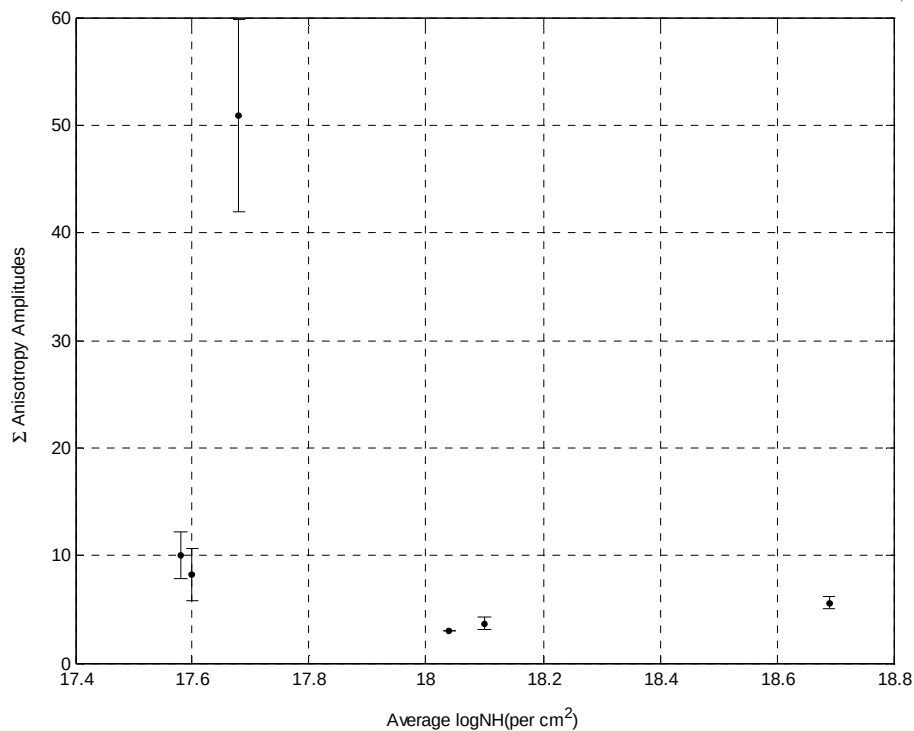
شکل ۳ اطلاعات راجع به سرعت‌های ستارگان نسبت به خورشید به ویژه اختلاف در تعداد بین V_R^+ (که از خورشید دور می شوند) و V_R^- (که به سمت خورشید می روند) بر حسب بعد را نشان می دهد.



شکل ۳- حرکت‌های ستاره ای نسبت به خورشید برای ستاره های کمتر از ۱۰ پارسک. مثبت یعنی ستاره های دور شونده از خورشید و منفی یعنی ستاره های نزدیک شونده به خورشید. یک تغییر سریع در مرز بعد صفر مشهود است.

۲-۳ هیدروژن خنثی در LISM

از مرجع ۳ دانسته ستونی هیدروژن اتمی از بسیاری از ستاره ها محاسبه می شود. 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 دامنه های 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 ، دراین رابطه حرکت های ستاره ای و چگالی ستونی گاز از اهمیت ویژه ای برخوردار است.

این بررسی آشوبناکی در LISM از تغییر جهت های ستاره ای را نتیجه می دهد، یعنی با توجه به محاسبه دانسیته انرژی حرکت های ستاره ای که در حدود ده ها الکترون ولت بر سانتیمتر مکعب است وبا 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 ضریب 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/astonomie/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 سنج

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 سنج 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 سنج 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 نورسنجی، 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 شبهای صاف برای نورسنجی و طیف نگاری، ارتفاع محل، وجود ایستگاههای مخابراتی، امکانات آب، برق و راههای شوسه و آسفالته 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]:

$$\sigma_I^2 \equiv 19\lambda^{-\frac{7}{6}} (\sec(\gamma))^{\frac{11}{6}} \int_{z_m}^{z_t} z^{\frac{5}{6}} C_n^2(z) dz \quad (1)$$

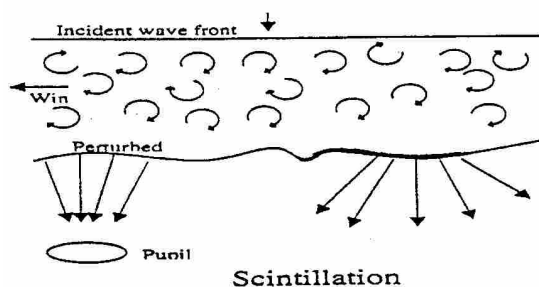
که در آن λ طول موج، γ زاویه سمت الرأسی، $C_n^2(z)$ ساختار ضریب شکست، z ارتفاع از سطح زمین و z_m و z_t به ترتیب ارتفاع دهانه تلسکوپ و انتهای لایه تلاطمی می باشند. به ازای یک نور تکفام، σ_I^2 بستگی به ثابت ساختار ضریب شکست $C_n^2(z)$ با وزن $z^{\frac{5}{6}}$ دارد. به عبارت دیگر عامل چشمک زنی، تلاطمی بودن لایه های بالای جو (بالتر 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]:

$$C_T^2(r) \equiv \frac{\langle (T(r) - T(r + \Delta r))^2 \rangle}{\Delta r^{\frac{2}{5}}} \quad (3)$$



شکل (۱): پدیده چشمک زنی

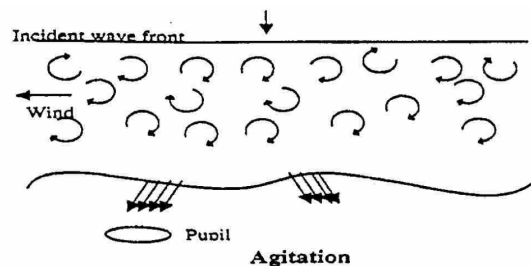
۲-۲- حرکت تصادفی تصویر

تغییرات موضعی زاویه 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] می توان تخمینی از انحراف معیار حرکت تصویر برای زمان نور دهی τ در حضور سرعت باد u در لایه های تلاطمی به دست آورد. در این حالت انحراف معیار حرکت تصویر در جهت وزش باد به صورت زیر خواهد بود:

$$\sigma \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{D_s(u\tau)^{1/2}}{u\tau} \quad (4)$$

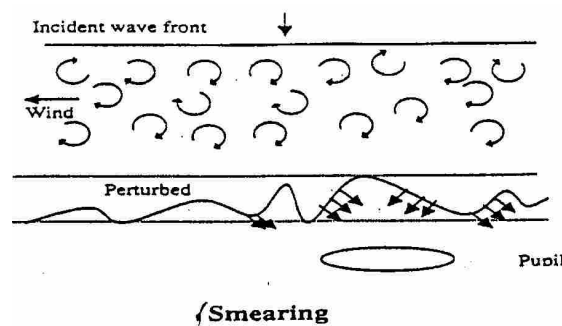
که در رابطه بالا D_s تابع ساختار فاز موج می باشد.



شکل (۲): پدیده حرکت تصادفی تصویر

۲-۳- 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 می گردد. 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) می گویند 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 می شود و حرکت تصادفی این تصاویر باعث پهن شدگی و در نتیجه مبهم شدن تصویر می گردد [۲].

۳- اندازه گیری پارامتر دید به کمک پارامتر فرید

همانطور که قبلاً اشاره شد تلاطم جو باعث حرکت تصادفی و مبهم شدن تصویر می شود. حال می خواهیم 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 Å 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 پارامتر 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 سنج 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] سعداله 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 راهنما: سعداله 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.

^۲ Fried

^۳ Full Width at Half Maximum

مطالعه پارامترهای هواشناسی و لرزه شناسی

در مکان یابی رصدخانه سنندج

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 سنندج 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، قروه، سنندج و زرینه اولیت بندی کرد. ب) از نظر داشتن کمترین سرعت باد غالب، شهرهای استان را می توان به ترتیب مریوان، سقز، قروه، بیجار، سنندج و زرینه دسته بندی کرد. بررسی جهت باد غالب از روی نمودارهای گلباد برای شهر سنندج نشان می دهد که محل احداث رصدخانه نباید 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 سنندج، سقز، بانه، مریوان، قروه، 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 و غیره 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 [۳ و ۴]. 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 جوئی در نزدیکی سطح زمین، کدورت جوئی، روشنایی آسمان، سرعت و جهت باد، تغییرات دما و رطوبت نسبی در طول سال، فشار بخار آب در جوئی، تعداد شبهای صاف برای نورسنجی و طیف نگاری، ارتفاع محل، ارتفاع متوسط لایه های وارونی دما، وجود ایستگاههای مخابراتی، امکانات آب، برق و راههای شوسه و آسفالت و ... در مناطق مختلف پرداخت.

۲- پوشش ابری

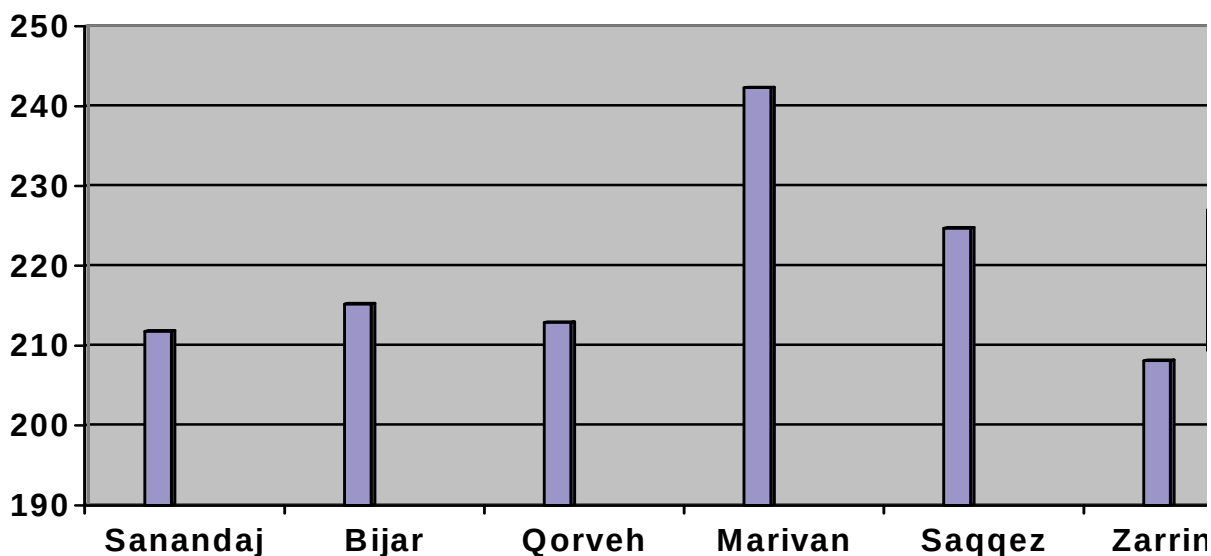
در تاسیس یک رصدخانه مکانهایی مورد توجه قرار می گیرند که دارای حداقل پوشش ابری در طول سال باشند. یکی از راههای برآورد تعداد شبهای صاف با استفاده از چشم غیر مسلح است. در این روش که یک روش تقریبی است، آسمان محل مورد نظر را به ۸ قسمت مساوی تقسیم می کنند. به هر قسمت ۴ بار (هر دو ساعت یکبار) در هر

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، پذیرفتنی 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: $(0-2/8)$ 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: $(3-6/8)$ یعنی بین ۳ تا ۶ قسمت ابری است. ج: $(7-8/8)$ 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 سنندج نشان می دهد که آسمان آن: الف) در ماههای مه ی تا اکتبر از ۸ قسمت بین ۰ تا ۲ قسمت ابری است که برای رصد بسیار مناسب می باشد. ب) از ماههای ژانویه تا مه ی و اکتبر تا دسامبر از ۸ قسمت بین ۳ تا ۶ قسمت ابری است. ج) از ماههای ژانویه تا مه ی 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 سنندج، ماههای مه ی تا اکتبر می باشد که بهترین آسمان را در ماههای ژوئن، جولای، آگوست و سپتامبر خواهیم داشت.

شکل (۱) نمودار میله ای تعداد روزهای آفتابی با درجه بندی $(0-2/8)$ را در شهرهای استان کردستان برای دوره آماری ۱۹۹۵-۲۰۰۳ نشان می دهند [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- سنندج 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 رصدخانه های اپتیکی نیست. بلکه در مورد انتخاب محل نهایی برای احداث رصدخانه باید پارامترهای دیگر را هم مورد بررسی قرار داد.



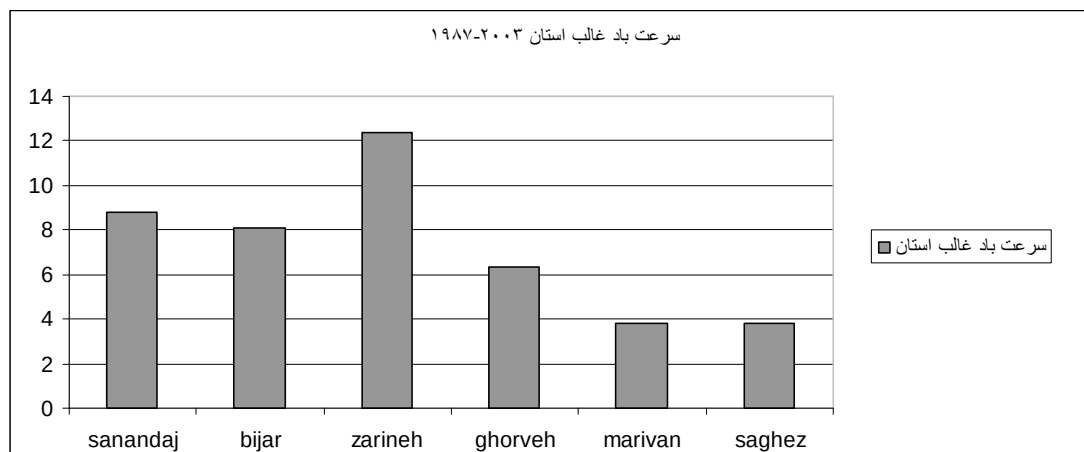
شکل (۱): نمودار میله ای تعداد روزهای آفتابی در شهرهای استان کردستان با درجه بندی $(0-2/8)$ برای دوره آماری (۱۹۹۵-۲۰۰۳)

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 دوائر متحد المركز 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 بادهای قادر به ثبت آن نیست) صد در صد خواهد شد. بررسی نمودارهای گلباد شهر سنندج در ماههای مارس، ژانویه، ژوئن و آگوست برای دوره آماری ۱۹۵۹-۱۹۹۸ نشان می دهند که درصد باد غالب در ماههای مذکور به ترتیب ۴۷، ۴۷، ۴۱ و ۴۶ درصد می باشد [۵]. بیشترین مؤلفه های باد غالب در ماههای مارس، ژانویه، ژوئن 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 راستاها 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 پیشینه 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 میله ای سرعت باد در شهرهای استان کردستان (دوره آماری ۱۹۸۷-۲۰۰۳)

۴- بررسی لرزه ای مناطق

باتوجه به پرهزینه بودن ساخت و نگهداری یک رصدخانه باید محل رصدخانه از نظر زلزله و لرزه در منطقه ای کم خطر واقع شود و محل احداث رصدخانه، دور از گسل های مهم شناخته شده باشد، زیرا یک زلزله بزرگ قدرت ممکن است بر بنای رصدخانه اثر مخرب داشته باشد و در زلزله های کم قدرت، اگرچه ممکن است آسیبی به بنای رصدخانه وارد نشود ولی تغییرات جزئی در تنظیم پولار تلسکوپ باعث خرابی عکس هایی که با نوردهی بالا گرفته می شوند، می گردد. پس بررسی لرزه ای مناطق یکی از پارامترهای مهم در مکانیابی به شمار می رود که این کار با استفاده از مجموعه اطلاعات لرزه ای ایران قابل انجام می باشد [۶]. مطالعات ما نشان می دهد که به طور کلی استان کردستان جزو استانهای کم لرزه خیز کشور می باشد. شهرهای استان کردستان را از نظر کمتر لرزه خیز بودن می توان 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 رابرت بایزر، ترجمه تاج الدین بنی هاشم و همکاران، مرکز نشر دانشگاهی تهران، چاپ اول، ۱۳۷۷.
- [۳] سعداله نصیری قیداری، گزارش مرحله ای مکان یابی رصدخانه ملی ایران، چاپ مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، خرداد ۱۳۸۳.
- [۴] عباس عابدینی، پایان نامه کارشناسی ارشد، استاد راهنما: نصیری قیداری سعداله، 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 برافزایش غیرتقارن محوری با غلبه‌ی پهن‌رفت

خصالی، علیرضا؛ فاقعی، کاظم

دانشگاه مازندران، گروه فیزیک

چکیده

در اینجا جریان برافزایش غیرتقارن محوری با غلبه‌ی پهن‌رفت را که وشکسانی باعث تلاطم و اتلاف انرژی گاز در حال برافزایش 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 قرص صرفنظر کرده‌ایم. برای معادلات حاکم بر سیستم یک دسته پاسخ‌های خود مشابهی یافته‌ایم که رفتار شعاعی گاز در حال برافزایش 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، شدت به γ ، α و f وابسته می‌باشند، بطوریکه با کاهش کسر باقیمانده‌ی انرژی در گاز، افزایش متوسط سرعت برافزایش، متوسط چگالی و همچنین افزایش دامنه‌ی انحراف از مقدار متوسط سرعت برافزایش و چگالی را شاهد هستیم و فشار هیچگونه وابستگی سمتی را نشان نمی‌دهد.

مقدمه

مسئله‌ی برافزایش بر روی یک جسم فشرده اساس بسیاری از پدیده‌های اخت‌فیزیکی می‌باشد. در سال‌های اخیر نوعی از قرص‌های برافزایشی مورد مطالعه قرار گرفته است که انرژی آزاد شده از طریق فرآیندهای اتلاف، در گاز در حال برافزایش گرفتار می‌شود و در نتیجه بیشتر انرژی تولیدی بر روی جرم مرکزی شارش می‌یابد. این نوع از قرص‌ها به "جریان برافزایش با غلبه‌ی پهن‌رفت" معروف می‌باشند و سیال توانایی سردشوندگی خوبی ندارد. چنین جریان‌هایی در مدل‌های ارائه شده برای لایه‌های مرزی در متغیرهای کاتالیسمیک با برافزایش پایین (Narayan & Popham, 1993) و در ستارگان پیش رشته اصلی با برافزایش بالا (Popham et al., 1993) یافت شده است. همچنین شرایط غلبه‌ی پهن‌رفت ممکن است در بخش‌های داخلی اطراف ستارگان نوترونی و سیاهچاله‌ها رخ بدهد. برافزایش آدیاباتیک با تقارن کروی توسط Bondi (1952) حل شده است. همچنین مطالعات زیادی با فرض تقارن محوری انجام شده است (بعنوان مثال، Shadmehri 2004, Ogilvie 1999, Narayan & Yi 1995). Dodd & McCrea (1952) اولین کسانی بودند که برافزایش با ناتقارن محوری را مورد بررسی قرار دادند. در اینجا ما گاز در حال برافزایش 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 برافزایش و نیروی وشکسانی سمتی، بدنبال بررسی رفتار شعاعی و سمتی چگالی، فشار و سرعت برافزایش 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:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} \right] = -\frac{GM}{r^2} - \vec{\nabla} P + \frac{1}{4\pi} \vec{J} \times \vec{B} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} P + \gamma P \vec{V} \cdot \vec{V} = (\gamma - 1)(Q_{\text{visc}} - Q_{\text{Cool}}) \quad (۳)$$

که $\vec{P}, \vec{V}, \rho$ به ترتیب چگالی، سرعت، فشار و تانسور وشکسانی می باشند. Q_{visc} آهنگ تولید گرما توسط وشکسانی، Q_{Cool} انرژی خروجی از طریق سردشوندگی تابشی و γ اندیس آدیاباتیک می باشند. ما فرض می کنیم که کسری از اتلاف وشکسانی که از طریق سردشوندگی تابشی از گاز در حال برافزایش از سیستم خارج می شود برابر $Q_{\text{visc}}(1-f)$ می باشد که f یک ثابت می باشد. بدین ترتیب اختلاف بین انرژیهای اتلاف و سردشوندگی تابشی کسر ثابتی از انرژی اتلاف می باشد

$$Q_{\text{visc}} - Q_{\text{Cool}} = f Q_{\text{resis}} \quad (۴)$$

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 برافزایش را ایستا در نظر 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

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) = 0 \quad (۵)$$

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{GM_*}{r^2} \right] + \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[2\rho v \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{2\rho v}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\rho v}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right] + 4\rho v \frac{\partial}{\partial r} (r V_r) \quad (۶)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \varphi} = 0 \quad (۷)$$

$$V_r \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\gamma P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) = 2f(\gamma - 1) \rho v \left\{ \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_r}{r} \right)^2 + \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right)^2 - \frac{1}{3r^4} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \right]^2 \right\} \quad (۸)$$

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

$$\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}} \quad \text{و} \quad \alpha \text{ یک ثابت و } \Omega \text{ سرعت زاویه ای کپلری}$$

می باشند. از معادله (۳) فشار تنها وابسته به شعاع $P(r, \varphi) = P(r)$ بدست می آید، که ناشی از صرف نظر کردن نیروی وشکسانی 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 بدست می آیند

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \right] + \frac{dP}{dr} = 2\alpha \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{3/2} P \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{P}{3r^{1/2}} \frac{\partial (r^2 V_r)}{\partial r} \right] + \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[r^{1/2} P \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right] + 4\alpha^{3/2} P \frac{\partial (r V_r)}{\partial r} \quad (۹)$$

$$V_r \frac{dP}{dr} + \frac{\gamma P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) = 2\alpha f (\gamma - 1) r^{3/2} P \left\{ \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_r}{r} \right)^2 + \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial V_r}{\partial \varphi} \right)^2 - \frac{1}{3r^4} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \right]^2 \right\} \quad (۱۰)$$

حل خود- مشابهی

برای حل خود- مشابهی معادلات (۵)، (۹) و (۱۰) کمیتهای خود- مشابهی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$\rho(r, \varphi) = \frac{\rho(\varphi)}{r^{\delta_1}}, \quad P(r) = \frac{P_0}{r^{\delta_2}}, \quad V_r(r, \varphi) = \frac{V_r(\varphi)}{r^{\delta_3}} \quad (11)$$

با قرار دادن کمیتهای خود- مشابهی فوق در معادلات (۵)، (۹) و (۱۰) و با برابر قرار دادن توانهای r و پس از ساده‌سازی به نتایج زیر می‌رسیم

$$\delta_1 = \frac{3}{2}, \quad \delta_2 = \frac{5}{2}, \quad \delta_3 = \frac{1}{2} \quad (12)$$

$$\rho(\varphi) \left[1 - \frac{(V(\varphi))^2}{2} \right] - \frac{5}{2} P_0 = -8\alpha P_0 V(\varphi) + \alpha P_0 \frac{d^2 V(\varphi)}{d\varphi^2} \quad (13)$$

$$\left(\frac{dV(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 = \left[\frac{3\gamma-5}{2\alpha(\gamma-1)f} \right] \cdot V(\varphi) - 3 \cdot (V(\varphi))^2 \quad (14)$$

حل تحلیلی معادله‌ی (۱۴) چهار جواب را بدست می‌دهد که ترکیب خطی این چهار جواب بصورت زیر می‌باشد

$$V(\varphi) = \left[\frac{3\gamma-5}{12\alpha(\gamma-1)f} \right] \cdot [V_1 + V_2 \cdot \sin(\sqrt{3}(\varphi - \varphi_0))] \quad (15)$$

که V_1 ، V_2 و φ_0 ثوابت انتگرالگیری می‌باشند. با توجه به اینکه $V(\varphi)$ با $V(\varphi + 2\pi)$ برابر می‌باشد، می‌توان ثابت

φ_0 را بدست آورد. V_1 سرعت متوسط برافزایش گاز در یک شعاع اختیاری می‌باشد که به اندیس

آدیاباتیک، آلفا و کسر باقیمانده‌ی انرژی در گاز وابسته می‌باشد. V_2 دامنه انحراف سرعت گاز در

حال برافزایش از V_1 می‌باشد. همانطور که انتظار داریم، معادله‌ی (۱۵) بیان می‌کند، هرچه کسر

باقیمانده‌ی انرژی در گاز افزایش یابد، گاز با سرعت بیشتری برافزایش می‌کند. با استفاده از معادله‌ی (۱۴) می‌توان

$\rho(\varphi)$ 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 شکل‌های (۱)–(۴) دیده می‌شود، کسر باقیمانده‌ی انرژی در گاز بر مقدار متوسط چگالی و سرعت در

شعاع r و هم بر انحراف از این متوسط تاثیر یکسانی می‌گذارد. بدین ترتیب که با کاهش f ، گاز با متوسط سرعت

بیشتری فروریزش می‌کند و همچنین متوسط چگالی افزایش می‌یابد. بعلاوه شکست تقارن محوری، انحرافات وابسته

به زاویه‌ی سمتی را برای متوسط سرعت و چگالی شاهد هستیم که با کاهش کسر باقیمانده‌ی انرژی در گاز (f)

دامنه‌ی انحرافات افزایش می‌یابد. در زوایایی که گاز با سرعت بیشتری فروریزش می‌کند، افزایش چگالی را نیز شاهد

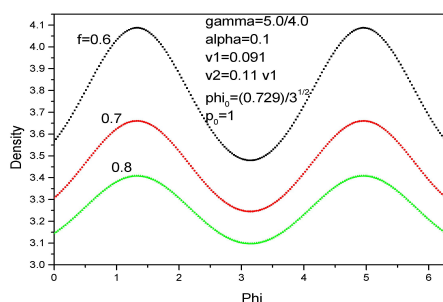
هستیم.

نتیجه‌گیری

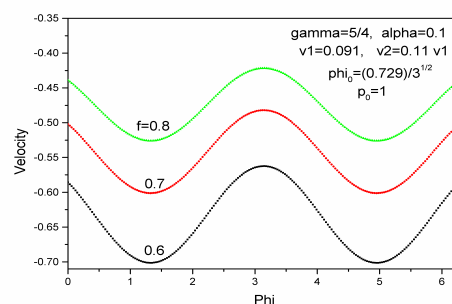
در این بررسی جریان برافزایش شبه کروی غیر چرخان و غیر تقارن محوری را که کسری از انرژی تولید شده

بوسیله‌ی وشکسانی در گاز در حال برافزایش باقی می‌ماند را مورد مطالعه قرار دادیم. برای معادلات حاکم بر سیستم

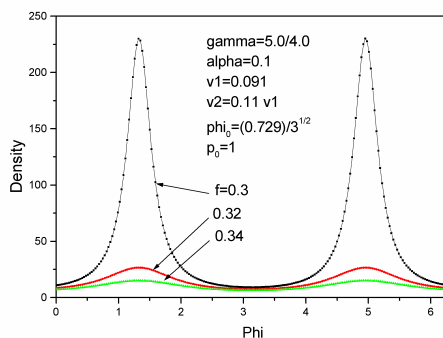
یک دسته پاسخ‌های خود مشابهی یافتیم که رفتار شعاعی چگالی، فشار و سرعت شعاعی را معین می‌کند که مشابه با کارهای انجام شده در حالت تقارن محوری می‌باشد (Narayan & Yi 1995, Shadmehri 2004). با مشخص شدن رفتار شعاعی کمیت‌های فیزیکی، معادلات دیفرانسیل به روش تحلیلی قابل حل هستند که رفتار سمتی کمیت‌های فیزیکی را بیان می‌کند، بطوریکه فشار ثابت بوده و چگالی و سرعت شعاعی بشدت وابسته به f ، α ، γ و زاویه سمتی می‌باشند. شکست تقارن محوری باعث انحرافاتی در چگالی و سرعت شعاعی از مقدار متوسط آنها می‌شود که رفتار سینوسی را برای سرعت شعاعی و رفتار شبه سینوسی را در حالت نزدیک به یک f برای چگالی شاهد هستیم. کاهش f باعث افزایش متوسط سرعت شعاعی و دامنه‌ی 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.



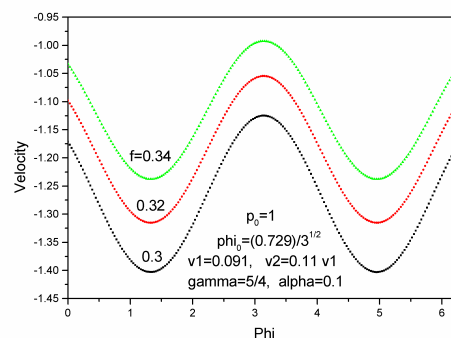
شکل (۲): نمایه‌های چگالی برای مقادیر مختلف f



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 شبه کروی چرخان مغناطیده‌ی پلی تروپ

خصالی، علیرضا، فاقعی، کاظم

دانشگاه مازندران، گروه فیزیک

چکیده

در اینجا تحول زمانی برافزایش شبه 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 صرف نظر 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 بدست آمده به رفتار شعاعی کمیتهای فیزیکی نیز پی برد.

مقدمه

بیشتر پدیده‌های پرنرژی 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 کهکشانهای متمرکز شده‌اند باشد. اجرام ستاره‌ای بسیار جوانی که توسط گاز محدودی که از فرو ریزش ابر اولیه 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 پلی تروپ که جایگزین معادله‌ی انرژی شده است، مورد بررسی قرار داده‌ایم.

فرمولبندی

با توجه به یونیدگی سیال و اهمیتی که میدان مغناطیسی در پدیده‌های اخت‌فیزیکی بویژه در قرص های 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 $\theta = \frac{\pi}{2}$ نوشته شده است و از جملات با وابستگی به θ و φ صرف نظر شده است. بنابراین تمامی کمیت‌های فیزیکی به r و t وابسته می‌باشند. معادلات حاکم بر چنین سیستمی عبارتند از:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V_r) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{GM_*}{r^2} = \frac{V_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi}{4\pi r \rho} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \quad (2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial(rV_\phi)}{\partial t} + V_r \frac{\partial(rV_\phi)}{\partial r} \right] = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[v \rho r^4 \frac{\partial(r^{-1}V_\phi)}{\partial r} \right] \quad (۳)$$

$$p = K\rho^\gamma \quad (۴)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r B_\phi) = 0 \quad (۵)$$

که $v = \alpha \frac{p}{\rho \Omega}$ ضریب وشکسانی سینماتیک است که برای آن توصیف α ی ارائه شده توسط

Shakura & Sunyaev (1973) را بکار برده ایم که در آن α یک ثابت و $\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}}$ سرعت زاویه ای کپری

می باشند. 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

$$\hat{V} = \sqrt{\frac{GM_*}{\hat{r}}} = \frac{\hat{r}}{\hat{t}}, \quad \hat{t} = \frac{1}{\sqrt{4\pi G \hat{\rho}}}, \quad \hat{p} = \hat{B}^2 = \hat{\rho} \hat{V}^2$$

می باشند، را تعریف می کنیم و با توجه به ثوابت فوق $K = \frac{GM_*}{\hat{r} \hat{\rho}^{\gamma-1}}$ بدست می آید. تحت تبدیلات فوق و با استفاده از

توصیف α ، معادلات (۱) و (۵) تغییر نمی کنند و معادلات (۲) و (۳) به شکل زیر بدست می آیند

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \rho^{\gamma-2} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r^2} = \frac{V_\phi^2}{r} - \frac{B_\phi}{4\pi r \rho} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) \quad (۶)$$

$$\rho \left[\frac{\partial(rV_\phi)}{\partial t} + V_r \frac{\partial(rV_\phi)}{\partial r} \right] = \frac{\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho^\gamma r^{11/2} \frac{\partial(r^{-1}V_\phi)}{\partial r} \right] \quad (۷)$$

حل خود- مشابهی

برای حل خود- مشابهی معادلات (۱)، (۵)، (۶) و (۷) متغیر خود- مشابهی η را به صورت زیر تعریف می کنیم

$$\eta = \frac{r}{(t-t_0)^{2/3}} \quad (۸)$$

که $t_0 < t$ می باشد. متغیر خود- مشابهی فوق رفتار زمانی کمیتهای فیزیکی را بصورت زیر بدست می دهد:

$$\rho(r,t) = (t-t_0)^{-\frac{2}{3(\gamma-1)}} R(\eta) \quad (۹)$$

$$V_r(r,t) = (t-t_0)^{-1/3} V(\eta) \quad (۱۰)$$

$$V_\phi(r,t) = (t-t_0)^{-1/3} \Phi(\eta) \quad (۱۱)$$

$$B_\phi(r,t) = (t-t_0)^{-\frac{\gamma}{3(\gamma-1)}} B(\eta) \quad (۱۲)$$

با مشخص شدن رفتار زمانی کمیتهای فیزیکی سیستم، معادلات (۱)، (۵)، (۶) و (۷)، پس از ساده سازی به دسته

معادلات دیفرانسیل زیر تبدیل می شوند:

$$-\frac{2}{3(\gamma-1)} R - \frac{2}{3} \frac{dR}{d\eta} + \frac{1}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} (\eta^2 R V) = 0 \quad (۱۳)$$

$$-\frac{V}{3} - \frac{2\eta}{3} \frac{dV}{d\eta} + V \frac{dV}{d\eta} + R^{\gamma-2} \frac{dR}{d\eta} + \frac{1}{\eta^2} = \frac{\Phi^2}{\eta} - \frac{B}{4\pi R \eta} \frac{d}{d\eta} (\eta B) \quad (14)$$

$$-\frac{\eta}{3} \Phi R - \frac{2\eta^2 R}{3} \frac{d\Phi}{d\eta} + R V \frac{d}{d\eta} (\eta \Phi) = \frac{\alpha}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} \left[R^\gamma \eta^{11/2} \frac{d}{d\eta} (\Phi \eta^{-1}) \right] \quad (15)$$

$$-\frac{\gamma}{3(\gamma-1)} B - \frac{2\eta}{3} \frac{dB}{d\eta} + \frac{1}{\eta} \frac{d}{d\eta} [\eta V B] = 0 \quad (16)$$

همانطور ملاحظه می شود رفتار زمانی و شعاعی گاز در حال برافزایش به مقدار γ وابسته می باشد. بعنوان مثال برای

$\gamma = 5/3$ رفتار زمانی چگالی و میدان مغناطیسی نیز بصورت زیر بدست می آیند

$$\rho(r, t) = (t - t_0)^{-1} R(\eta) \quad (17)$$

$$B_\phi(r, t) = (t - t_0)^{-5/6} B(\eta) \quad (18)$$

معادلات (۱۳) - (۱۶) رفتار شعاعی گاز در حال برافزایش را برای ما معین می کند، که می توان با استفاده از شرایط مرزی مناسب به روش عددی حل نمود.

نتیجه گیری

معادلات وابستگی زمانی برافزایش شبه کروی همراه با تاثیر میدان مغناطیسی بر جریان برافزایشی همراه با در نظر گرفتن وشکسانی سیال بعنوان عامل تلاطم مورد تحقیق قرار گرفته است. در اینجا برای ضریب وشکسانی سیال توصیف آلفا را بکار برده ایم. معادلات حاکم بر سیستم به روش نیمه تحلیلی خود- مشابهی حل شده است، که رفتار دینامیکی مؤلفه های سرعت، میدان مغناطیسی، چگالی و فشار را برای ما معین می کنند. با مشخص شدن رفتار دینامیکی کمیتهای فیزیکی، به یک دسته معادلات دیفرانسیل می رسیم که می توان با استفاده از شرایط مرزی مناسب، به رفتار شعاعی کمیتهای فیزیکی گاز در حال برافزایش نیز پی برد.

مرجع ها

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

خصالی، علیرضا؛ نژاد 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 قطبه به عنوان عامل گرمایش محیط و تضعیف کننده 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 بردای مستقیم از CO¹² در ابرهای نسبتاً کوچک زیر ساختارهایی تا مرتبه 0.01 pc و جرم تقریباً $0.01 M_{\text{sun}}$ را آشکار می کند [1]. علت شکل گیری این کپه ها یکی از مباحث تحقیقات در اختر فیزیک به حساب می آید. از آنجایی که جرم این توده های کوچک در حد جرم جینز نمی باشد لذا گرمایش نامتقارن و قطعه قطعه شدن در اثر رمبش گرانشی نمی تواند عامل شکل گیری آنها باشد. بنا براین، به نظر می رسد که تلاطم و 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 $10^3 - 10^4$ سال است [3]. ناپایداری گرمایی، مکانیزم مهمی در ایجاد زیر ساختارها و حتی 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 قطبه در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت، پاسخ های خود مشابهی را بدست آوردیم [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 و الکترون ها می باشد. فرض می کنیم که محیط به صورت یک بعدی در راستای Z بوده و به طور جزئی یونیده شده است. ابر مولکولی را به صورت صفحات موازی با خطوط میدان مغناطیسی در نظر می گیریم. با این توصیف معادلات اساسی به صورت زیر خواهند بود [7]

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{du}{dt} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{B}{\rho} \right) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (B V_d) \quad (3)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{R}{\mu} \rho \frac{dT}{dt} - \frac{R}{\mu} T \frac{d\rho}{dt} + \rho \Omega = 0 \quad (4)$$

$$P - \frac{R}{\mu} \rho T = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial g}{\partial z} = -4\pi G \rho \quad (6)$$

با بکارگیری مختصات لاگرانژی، تبدیل معادلات از شکل اولیه به لاگرانژی 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 جزئی بودند با تعریف متغیر ζ بصورت

$$\zeta = \frac{\sigma}{(t_0 - t)^n} \quad (7)$$

و انجام تبدیلات خود مشابه، داریم:

$$\zeta = \frac{\sigma}{(t_0 - t)^2} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} z(\sigma, t) &= (t_0 - t)^4 z(\zeta), & \rho(\sigma, t) &= (t_0 - t)^{-2} \rho(\zeta) \\ B(\sigma, t) &= (t_0 - t)^2 B(\zeta), & T(\sigma, t) &= (t_0 - t)^6 T(\zeta) \end{aligned} \quad (9)$$

که در آن T, B, Z و ρ از دستگاه معادلات

$$\frac{dz}{d\zeta} = \frac{1}{\rho} \quad (10)$$

$$B^2 + \rho T + \zeta^2 = 1 \quad (11)$$

$$-4 \frac{B}{\rho} + 2\zeta \frac{d}{d\zeta} \left(\frac{B}{\rho} \right) = \frac{d}{d\zeta} \left(\frac{B^2}{\rho^{1/2}} \frac{dB}{d\zeta} \right) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{A}{\gamma-1} \left(2\zeta \rho \frac{dT}{d\zeta} - 6\rho T \right) - A \left(2\zeta T \frac{d\rho}{d\zeta} + \rho T \right) \\ + \Lambda_0 C^{\delta+1} T_0^\beta \rho^{(-2\delta-2)} T^{6\beta} - \Gamma_0 C^{-1.5} \rho^3 = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

پیروی می کنند. شرط "ناپایداری گرمایی" به صورت $2\delta + 5 = 6\beta$ بدست آمد [۸]. حال، دستگاه معادلات فوق با داشتن مقادیر اولیه و شرایط مرزی زیر

$$\bullet \text{ در } \sigma = 0 \text{ داریم: } z(\sigma) = 0, \text{ یعنی در } \zeta = 0 \text{ داریم: } z(\zeta) = 0$$

$$\bullet \text{ در } \sigma = 0 \text{ داریم: } \frac{\partial B}{\partial \sigma} = 0, \text{ یعنی در } \zeta = 0 \text{ داریم: } \frac{\partial B}{\partial \zeta} = 0$$

به روش odeint و با خطای از مرتبه 10^{-6} حل می شوند. پس از رسم نمودارهای $T(\zeta), B(\zeta), Z(\zeta)$ و $\rho(\zeta)$ بر حسب ζ ، توابع برازش شده مربوط به هر کدام از این کمیت ها بصورت زیر می باشند.

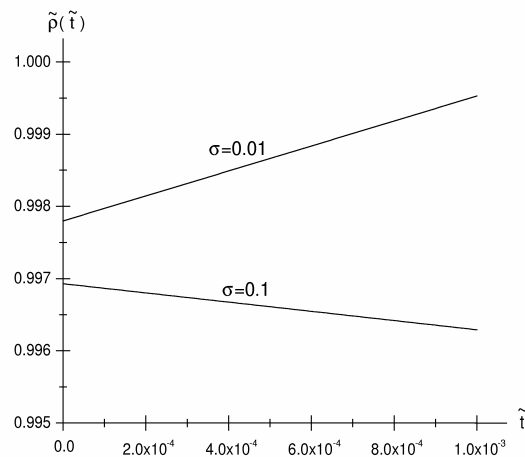
$$Z(\zeta) = -5.71E - 4 + 0.12\zeta - 16\zeta^2 + 351510\zeta^3$$

$$B(\zeta) = 0.7 + (1.72E - 8) \exp(\zeta / 0.005)$$

$$\rho(\zeta) = 0.58 \exp(-\zeta / 0.002) + 7.65 \exp(-\zeta / 0.004)$$

$$T(\zeta) = -0.007 + 4.47\zeta + 536430\zeta^2 \quad (15)$$

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

مادر این مقاله ناپایداری گرمایی را به عنوان عامل شکل گیری کپه های کوچک در ابرهای مولکولی مورد بررسی قرار دادیم. حل عددی دستگاه معادلات دیفرانسیل و در نظر گرفتن پاسخهای خود-مشابهی، نتایج جالبی در مورد رفتار 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] Kritsuk, 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 ۸۷۵-۸۷۲

تفکیک الگوریتمی ستاره های متغیر از نوع قیفاووسی و دوتایی ها

در داده های EROS I و MACHO

اربابی بیدگلی، سپهر^۱ یزدان فر، هانیه^۲ مونی، مارک^۳ شوملینگ، فیلیپ^۴ راهوار، سهراب^۵

^۱ پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانشهای بنیادی

^۲ دانشگاه تربیت مدرس

^۳ Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Paris

^۴ LPNHE-Paris et Université Paris-7, Paris

^۵ دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

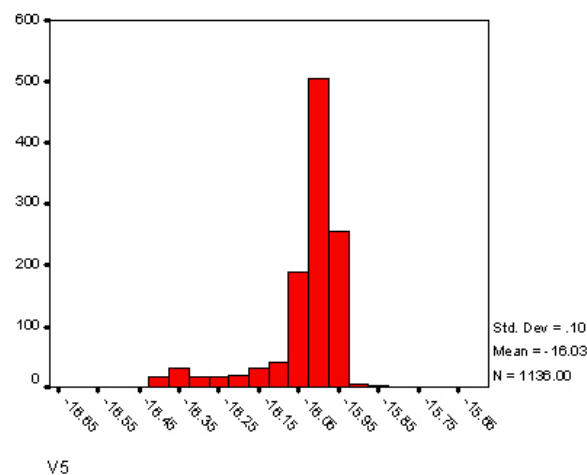
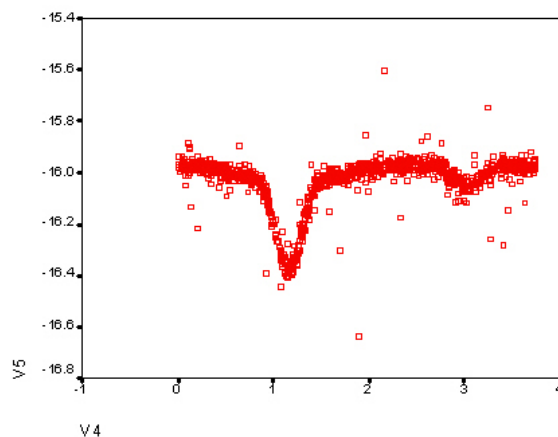
طی آزمایشهای جستجوی ماده تاریک کهکشانی مانند طرح های EROS و MACHO داده های گسترده ای شامل منحنی نوری چندین میلیون ستاره به دست آمده است. این داده ها منابع ارزشمندی برای مطالعه ستاره های متغیر هستند. بررسی آماری خواص ستاره های متغیر در این داده ها، نیازمند استخراج آنها از انبوه ستاره هایی است که در طی 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 الگوریتم کامپیوتری توسط همکاران فرانسوی تهیه و با موفقیت بر داده های بخش اول داده های EROS یعنی EROS I اجرا شده است. گام دوم تفکیک الگوریتمی 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 ماژولانی و بازوهای 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 (EROS, MACHO) 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 Philippe Schwemmling برای داده های مرحله اول آزمایش EROS به نام EROS I انجام شده است و در اختیار ما قرار گرفته است. این دومین مرحله 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 قرارداد داده 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 متغیرهای 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 الگوریتمی این دو نوع ستاره آماده 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.

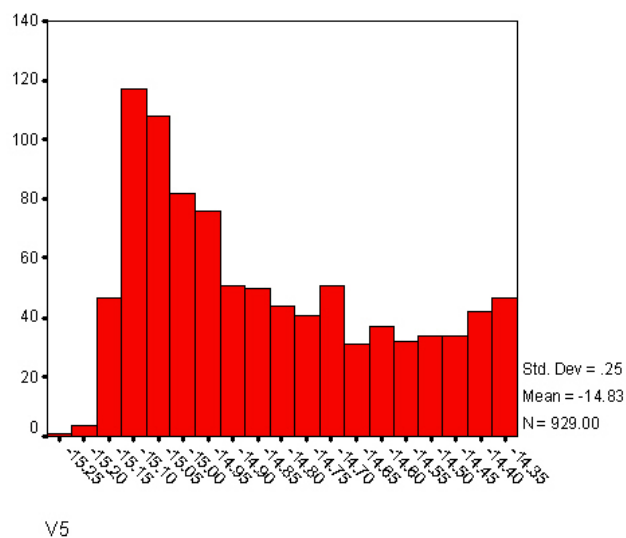
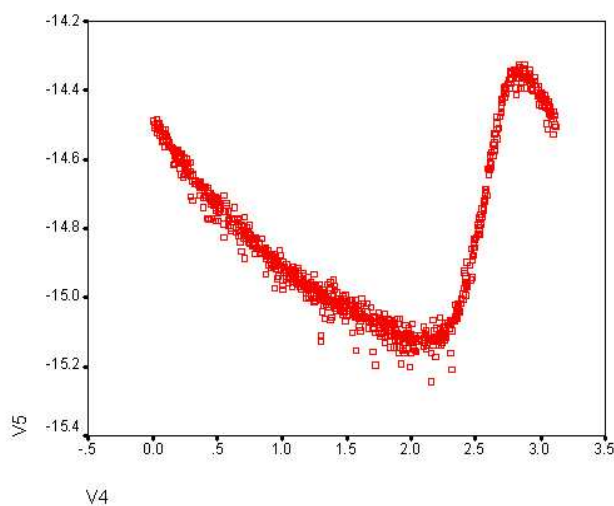
روش اول تفکیک:

در روش اول تفکیک این ستاره ها از این خاصیت استفاده می شود که توزیع فراوانی شدت نور در ستاره های دوتایی گرفتی 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 کاهش 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 شیب منحنی نوری ستارگان متغیر و دوتایی استفاده شده و تفکیک انواع ستاره ها از طریق شمارش تغییر جهت شیب 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 شیب را حساب می کنیم. برای منحنی نوری ستاره های دوتایی در فاصله زمانی هر یک از دو گرفت تغییر شیب بارزی از منفی به مثبت اتفاق می افتد ولی در ستاره های قیفاووسی به علت شیب کم منحنی نوری این ستارگان تغییر چشمگیری در شیب محاسبه شده دیده نمی شود. در نهایت با شمارش تعداد تغییرات شیب 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، Philippe 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 پایینتر جواب صحیح بدهند، در مورد داده های مرحله دوم از قابلیت تشخیص با اعتماد بیشتری برخوردار خواهند بود.

مرجع ها

- Salvani, F., Schwemmling P., Moniez M., Zylberash S., Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire internal report

جستجوی منابع قوی رادیویی گسترده در Dec 30- Dec 50

^۱ - نوروژی صادق ^۲ عصاره حبیب اله ^۳ معتمدی نسب، امین

۱ - دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه شهید چمران s_plasma@yahoo.com

۲ - عضو هیئت علمی دانشگاه شهید چمران اهواز hasareh@yahoo.com

۳ - کارشناس ارشد فیزیک، دانشگاه شهید 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 (۳۰-۵۰) شده است و نتایج حاکی از آنست که چهار منبع قوی با نامهای **Cygnus X** و **Cygnus loop** 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:

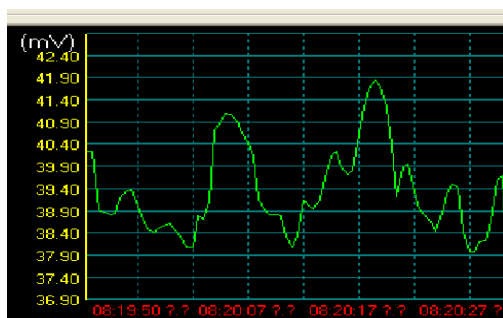
تشعشع الکترومغناطیس، مهمترین عامل ایجاد ارتباط بین زمین و دیگر اجرام آسمانی می باشد. در سال ۱۶۰۹ اولین تلسکوپ اپتیکی و در سال ۱۹۳۱ اولین تلسکوپ رادیویی بوجود آمدند تا دریچه های دیگری از رازهای آسمان برای بشر گشوده شود.

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 سیفر، کهکشان های رادیویی، اختر نماها و منابع عظیم گسترده هیدروژن یونیده (HII region) اشاره کرد. از کهکشان های سیفر می توان 3C84 و از اخترنماها ، 3C273 و از کهکشان های رادیویی به Cygnus A و از منابع گسترده به Cygnus X اشاره کرد [1].

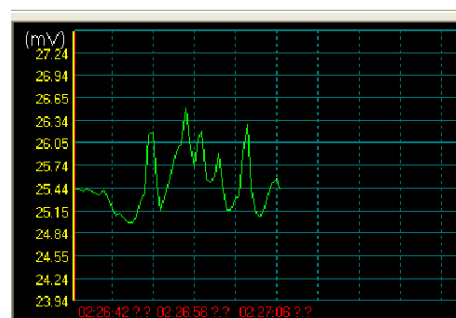
شرح کار: تلسکوپ موجود در دانشگاه شهید چمران، یک آنتن سهموی با قطر تقریبی ۴/۵ متر است که در

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]

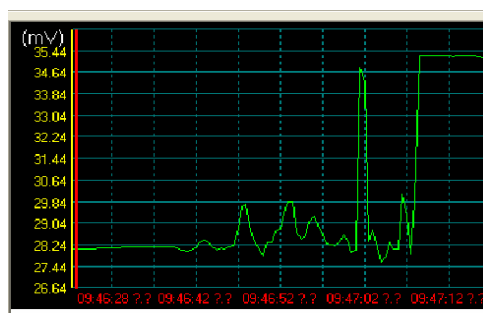
از آنجایی که توان تفکیک دستگاه پایین است، لذا امکان رصد منابعی با ساختار نقطه ای (Point Source) به طور کامل وجود ندارد. در این پروژه با استفاده از موقعیت خورشید در آسمان و همچنین با استفاده از خورشید به عنوان یک شاخص جهت کالیبراسیون دستگاه، در محدوده Dec 30- Dec 50 و RA: 20h- 4h آسمان جاروب گردید. این 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 متناوب 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.



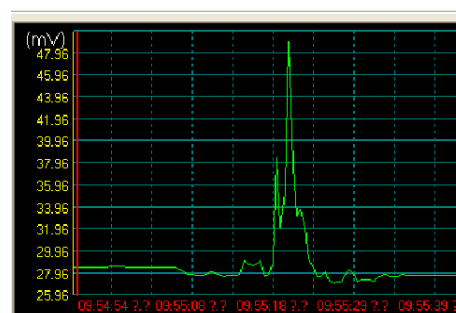
پالس شماره ۲



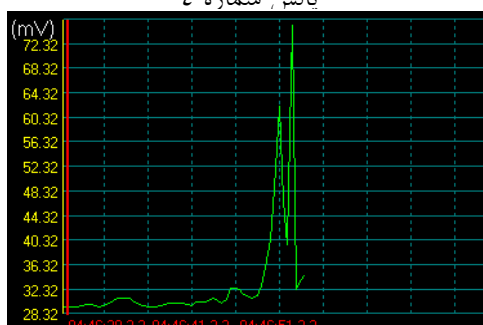
پالس شماره ۱



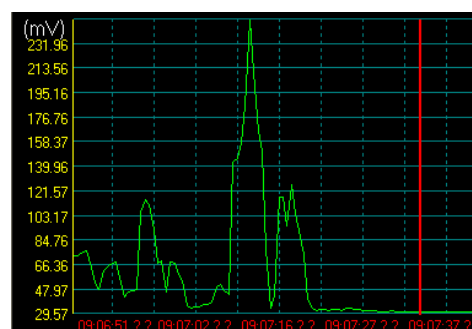
پالس شماره ۴



پالس شماره ۳



پالس شماره ۶



پالس شماره ۵

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 می دانیم یونسفر یکی از لایه های مهم جو زمین است که بار الکتریکی شدیدی بر آن حاکم است. علت وجود این بارها گسستگی پیوند میان اتمها توسط تابش خورشیدی است. شدت یونیزاسیون در تمام ارتفاعات یونسفر یکسان نیست. بنابراین در یونسفر لایه هایی با تراکم های مختلف بوجود آمده اند. وجود الکترون ها در یونسفر باعث بازتاب امواج رادیویی می شود. میزان تراکم الکترون ها در یونسفر به زاویه تابش خورشید بستگی دارد. به همین دلیل حداکثر تراکم الکترون ها در نیمروز، و حداقل آن در شب هنگام مشاهده می شود [3]؛ بنابراین انتظار داریم که در شب هنگام با کاهش بازتاب، پالس زمینه آسمان نسبت به روز بالاتر قرار می گیرد. این امر در پالس های ۱ و ۲ مشخص است. نوفه در شکل ۱ که مبین تشعشع زمینه در روز است، و در روزهای متوالی، حدود ۲۵ میلی ولت است و همانگونه که در تصویر دوم دیده می شود، نوفه زمینه تا حدود ۱/۵ برابر یعنی تا حدود ۳۸ میلی ولت افزایش یافته است.

در بهترین شرایط دستگاه، که خورشید فعالیت متوسطی داشته است، ماکزیمم شار دریافتی حدود ۹۰-۱۰۰ میلی ولت است، یعنی signal to noise حدود ۳ می باشد 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 ۲/۵ برابر شاخص خورشید رسیده است؛ که حاکی از یک منبع رادیویی فوق العاده قوی است و با تغییر چند درجه ای دیش، لایه اصلی و حتی برخی لایه های فرعی نیز محفوظ می ماندند. این منبع بر اساس نقشه های موجود، منبع گسترده Cygnus X می باشد- منابع گسترده، مناطقی از هیدروژن یونیده هستند که حرارت آنها حدود ۱۰۰۰۰ درجه سانتیگراد است و احتمالاً در اطراف ستاره های O یا B قرار گرفته اند و منبع تشعشع حرارتی free-free می باشد؛ Cygnus X حدود $(10^0 \times 6^0)$ و در مختصات $RA: 20^h 22.5^m$ و $Dec 40^0.38$ واقع شده است و نباید با Cygnus A که منبع نقطه ای است و دارای تشعشع 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

می باشد دو مورد اخیر منابعی گسترده می باشند که شدت نسبی آنها در $\frac{CygnusX}{Sun} \cong 2.5$ و $\frac{CygnusX}{Cygnusloop} \cong 7$

1400MHz نیز تقریباً برابر ۷ می باشد. که اعتماد پذیری داده ها را نشان می دهد.

مراجع :

- 1- G.L.Vershuur, k.l.kellerman , "*Galactic and extragalactic radio astronomy*" second edition , 1998
- 2- John D. Kraus, "*Radio Astronomy*", second edition , 1986
- ۳- بهلول علیجانی ، محمد رضا کاویانی ، "مبانی آب وهوا شناسی " چاپ اول زمستان ۱۳۷۱
- 4- P . Reich & W. Reich, "*A map of spectral Indies ...*", AA supply 74, 7-23, 1998
- ۴- 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

^۱شمشیری ، سرور ؛ ^۲کامروافر ، وحیده؛ ^۳عصاره، حبیب اله

^{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 داراست. از آنجایی که فعالیتهای خورشید منجمله لک ها، شراره ها و... مربوط به میدان مغناطیسی است انتظار می رفت که با افزایش تعداد لکه ها، تشعشعات رادیویی خورشید افزایش یابد که با بررسی تعداد لکه هادریافتی توسط soho در ماههای می و ژوئن، اکتبر و نوامبر و شار دریافتی درست در همان زمان، چنین نتیجه ایی 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 (مناطق با میدان مغناطیسی بالای $0.4T$ و چیری که در این مناطق حائز اهمیت است منظم بودن آنها در چرخه ای ۱۱ ساله است) و شراره ها، حوادثی 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:

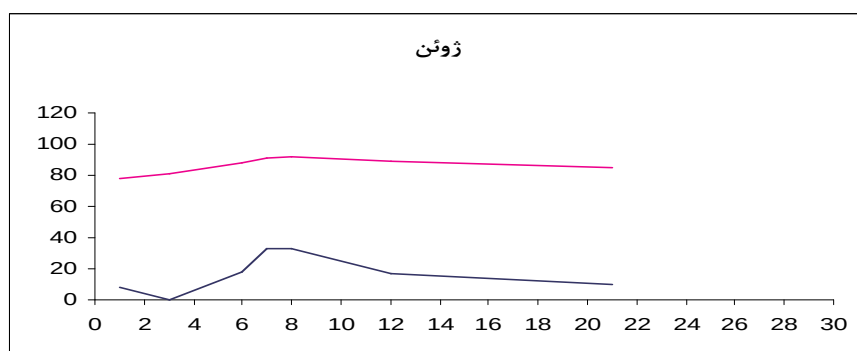
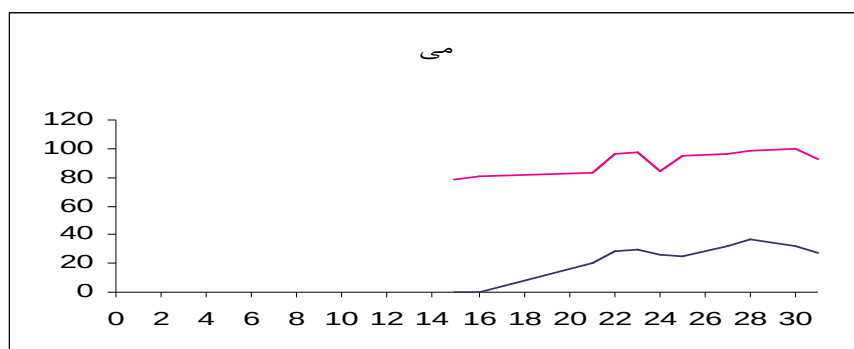
در این تحقیق با استفاده از تلسکوپ رادیویی دانشگاه شهید چمران فعالیتهای خورشید را مورد بررسی قرار داده و شار دریافتی را با فعالیت های دریافتی از سایت soho [۳] مقایسه کرده و مشاهده شد که با افزایش فعالیتها شار دریافتی افزایش و با کاهش آنها شار دریافتی نیز کاهش می یابد و همخوانی نسبتاً زیادی وجود دارد.

تلسکوپ رادیویی گروه فیزیک دانشگاه شهید چمران، شامل یک آنتن سهموی به قطر $4/2m$ است که در محدوده فرکانسی $4GHz$ تا $8GHz$ (باند C) کار می کند و توانایی چرخش در جهت سمتی و ارتفاعی را دارد. بر روی این آنتن 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

دریافتی به صورت تغییرات ولتاژ نسبت به زمان روی صفحه نمایش کامپیوتر ثبت می شود. مشخصات این دیش عبارتند از [۳]

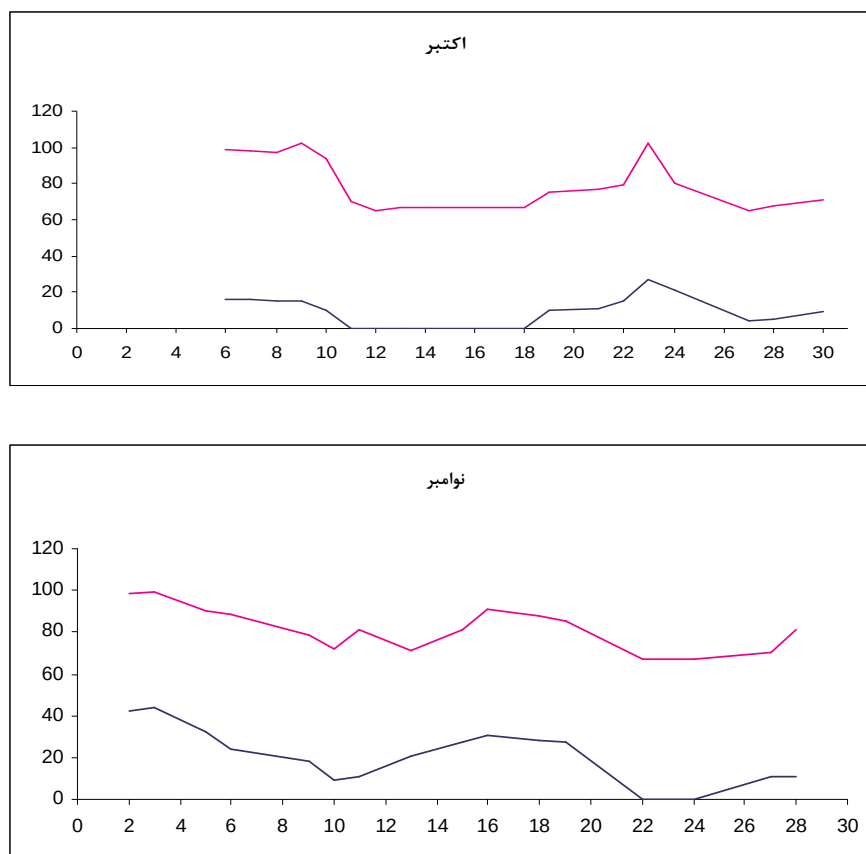
دریافتی (G)	مساحت مؤثر A_e	مساحت هندسی A_g	قدرت تفکیک
۴۳/۶db	۴/۵۶Cm	۱۳/۸۵	۰/۸۶

نمودارهای ۱ تا ۴ تعداد لک های خورشید (خط آبی) با ولتاژ دریافتی (خط قرمز) در چهار ماه می، ژوئن، 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.



نمودار ۱ و ۲ تعداد لکه های خورشید بر حسب شار دریافتی را در ماه های می و ژوئن 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.

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 حسب 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 تناقض 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 قوی رادیویی نزدیک" پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه شهید چمران

3-sohowwww.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 پرنرژ کیهانی (رصدخانه‌ی البرز) برای ثبت پرتوهای کیهانی پرنرژ 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 داوود پورمحمد در کیلومتر ۱۷ جاده ی 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 مواجه 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 سنتیلاتور در پشت‌بام دانشکده‌ی فیزیک قرار گرفت و به ثبت داده‌های پرتوهای کیهانی پرداخته شد. از داده‌های این چهار سنتیلاتور تحلیل‌های زیر انجام شده است.

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) چشمه‌های EGRET با استفاده از آرایه‌ی چهارتایی مورد مطالعه قرار گرفته است.

علاوه بر این آرایه، یک تلسکوپ سه متری که شامل دو سنتیلاتور به فاصله‌ی تقریبی سه متر بالای سر هم قرار دارند

ساخته شد و توزیع زمانی تلاشی 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 برآورد 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 128cm و ارتفاع 130cm است که تا ارتفاع 120cm پر از آب مقطر می‌شود. آرایه‌ای شامل چهار آشکارساز چرنکوف فراهم شده و در پشت‌بام دانشکده‌ی فیزیک قرار گرفته است. این چهار آشکارساز هم‌اکنون در حال داده‌گیری است و در زمان نوشتن این مقاله حدود ۲۰۰۰۰ ر بهمن 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.