

GaBoDs

mahsa_rah@yahoo.com :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۹/۲۵؛ پذیرش: ۱۳۸۹/۱۲/۲۳)

MPG/ESO2.2

WFI

/

یکی از روش‌های کشف مراکز تراکم جرم، روش همگرایی ضعیف است. خوشه‌ها و یا به طور کلی قله‌های جرم در توزیع جرم کیهان، در پی اثر بزرگ گرانشی‌ای که بر فوتون‌های عبوری (پرتوهای تابان از منابع دورتر) از میدان گرانشی‌شان می‌گذارند و متعاقباً همگرایی آنها، باعث پدیدار شدن برش‌های کیهانی می‌شوند. این برش‌ها باعث تغییر شکل ظاهری و اندازه منابع نور پس‌زمینه می‌شوند. پس می‌توان گفت این برش‌ها علامت حضور یک میدان گرانشی یا توده پرجرم هستند. در روش همگرایی گرانشی از اعوجاج هندسی شکل کهکشان‌ها و بزرگنمایی آنها که از مشاهده به دست می‌آید به طور آماری می‌توان به حضور، مکان و جرم عدسی‌های پدید آورنده این میدان اعوجاج چه به صورت ماده تاریک، چه به صورت ماده روشن دست یافت.

در علم کیهان شناسی جدید، نحوه توزیع ماده تاریک و روشن در کیهان، پس از تعیین شدن پارامترهای کیهان شناسی اصلی، مهم‌ترین مسئله تحت بررسی است. مسلماً در این مسیر کاوش، خوشه‌های کهکشانی کلید حل این معما هستند، زیرا آنها بیشترین تراکم جرم کیهانی را دارند. علاوه بر آن، مقیاس زمان تشکیل آنها تقریباً از مرتبه عمر عالم است. از آنجا که جرم آنها به طور نظری قابل پیش‌بینی است و گرانش هم بر تحول آن اثرگذار است، بهترین گزینه برای مقایسه روش‌های نظری و رصدی هستند. اهمیت پارامتر جرم در این مسیر ما را به گزینش خوشه‌های کهکشانی بر اساس جرمشان هدایت می‌کند، و نه بر اساس روشنایی‌شان.

جدول ۱. مختصات میدان Deep3d.

میدان	بعد [h m s] J۲۰۰۰/۰	میل [d m s] J۲۰۰۰/۰	باندهای موجود
Deep3d	۴۳/۸ : ۱۷ : ۱۱	-۲۱:۴۲:۰۰	VRI

هدف ما در پژوهش حاضر شناسایی خوشه‌های کهکشانی در منطقه‌ای به گستردگی ۳۲. دقیقه قوسی مربع از داده‌های ESO توسط روش همگرایی ضعیف است. در بخش ۲ داده میدان مورد مطالعه شرح داده می‌شود. همان‌طوری که در بخش ۳ ارائه می‌شود، منابع موجود در میدان مورد مطالعه اعم از ستاره‌ها و کهکشان‌ها استخراج شده و نورسنجی می‌شوند تا مشخصات آنها را در اختیار داشته باشیم. در بخش ۴ نظریه همگرایی گرانشی و چگونگی محاسبه شکل و تخمین بیضویت کهکشان‌ها و البته اصلاح آنها نسبت به اثر نقطه‌پخش ارائه می‌شود. در بخش ۵ با استفاده از روش روزنه جرم، نامزدهای قله‌های جرم استخراج می‌شوند. در این روش با استفاده از انتگرال‌گیری از برش مماسی فیلتر شده از کهکشان‌های پس‌زمینه در یک روزنه، تخمینی از احتمال حضور قله‌های جرمی در آن روزنه به دست می‌آوریم. سپس همان‌طور که در بخش ۶ آمده است، پروفایل جرم را برای میدان مورد نظر با استفاده از برش کهکشان‌های پس‌زمینه به دست می‌آوریم. خلاصه نتایج در بخش ۷ داده شده است.

تصویر که کاهش یافته، از نظر نورسنجی^۲ و اخترسنجی^۳ مقیاس‌بندی شده (به کمک داده‌خط^۴ Theli^۵) و نهایتاً به هم stack شده‌اند، انجام شده است، که ضمن این مرحله تصاویر وزن^۶ باند نیز تولید شده است [۲].

انگیزه اصلی پیمایش ESO DPS تحقیق بر روی کهکشان‌های با انتقال به سرخ بالا، خوشه‌های دور، اخترش‌های با انتقال به سرخ بالا، کهکشان‌های با روشنایی سطحی کم، همگرایی گرانشی و همچنین ساختار کهکشانی، ستاره‌های کم فلز، کوتوله‌های سفید و قهوه‌ای می‌باشد. علاوه بر این‌ها داده تصویری عمیق برای کاندیدا کردن اجرام از روی رنگشان برای انجام طیف نگاری توسط تجهیزات VLT نیز قابل بهره‌برداری است.

داده در نظر گرفته شده منطقه‌ای با گستردگی ۳۲. درجه مربع (۳۳×۳۴ دقیقه قوسی مربع) در عرض کهکشانی بالا به نام Deep3d را پوشش می‌دهد. در جدول ۱ مختصات این میدان ارائه شده است.

این داده توسط دوربین WFI گرفته شده است که CCD آن هشت تراشه دارد و میدان دیدش ۳۳'×۳۴' با ضریب پوشش ۹۶٪ است. در پروژه DPS از هفت فیلتر پهن‌بند استفاده شده است.

تصاویر موجود از بخش Deep3d شامل سه تصویر در باندهای R, I, V به همراه تصاویر وزن آنها می‌باشد. در این مرحله اجرام

مطالعات Deep Public Survey (DPS) مؤسسه ESO که یک "پیمایش تصویر برداری چند رنگی"^۱ است، توسط تیم پژوهش تصویری ESO انجام گرفته است. این مطالعات شامل داده نوری در باندهای UBVRI است که توسط دوربین Wide Field Imager (WFI) بر روی تلسکوپ ۲/۲ متری در La Silla و داده فرورسرخ که در باندهای J, K توسط دوربین SOFI بر روی تلسکوپ New Technology Telescope گرفته شده است.

تحقیق حاضر، بر روی بخشی از این داده نوری شامل ۶۳

۱. Multi-Color Imaging Survey

۲. photometry

۳. astrometry

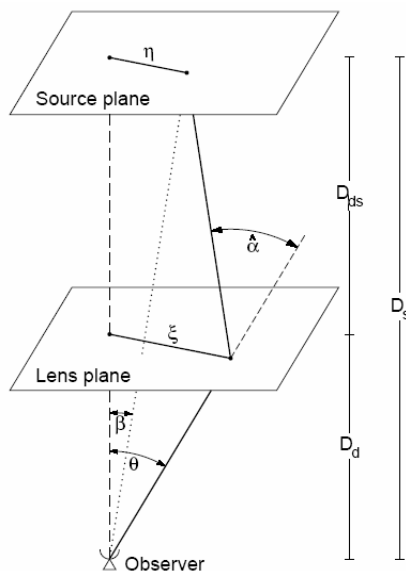
۴. pipeline

۵. <http://www.astro.uni-bonn.de/~theli/>

۶. Weight image

جدول ۲. نتایج آماری نورسنجی.

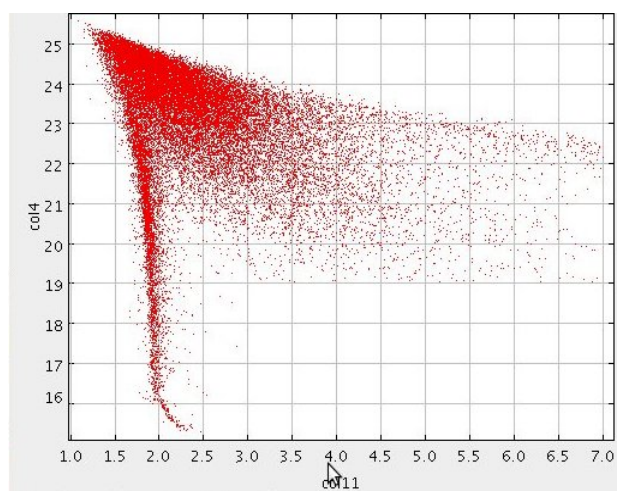
تعداد کل اجرام	تعداد ستاره‌ها	تعداد کهکشان‌ها
۳۰۵۶۶	۵۹۶۰	۲۴۶۰۶



شکل ۲. مسیر پرتو نور در میدان گرانشی.

طبق نظریه نسبیت عام اینشتین، نور روی ژئودزی‌های صفر متریک فضا-زمان سیر می‌کند. اما توصیف مسیر نور، وقتی از نزدیکی یک میدان گرانشی عبور می‌کند، به دلیل تقریب‌هایی که ممکن می‌سازد ساده‌تر می‌شود. یک مصداق آن در شکل ۲ آمده است.

همان‌طور که در این تصویر مشاهده می‌شود، یک توده جرم در انتقال به سرخ z_d (یا فاصله قطر زاویه‌ای D_s) نور رسیده از یک چشمه در انتقال به سرخ z_s (یا فاصله قطر زاویه‌ای D_s) را به علت اثر میدان گرانشی خود بر فوتون‌های نور رسیده، منحرف می‌کند. اگر هیچ منحرف کننده یا به عبارت بهتر عدسی گرانشی دیگری نزدیک خط دید نباشد و همچنین اگر گستردگی عدسی در امتداد خط دید خیلی کوچکتر از فاصله آن تا ناظر و تا چشمه، به ترتیب D_d و D_{ds} باشد، پرتوهای نور واقعی که در نزدیکی عدسی خمیده هستند، را می‌توانیم با دو خط راست که نزدیک آن دارای شکستگی نسبت به هم هستند تقریب بزنیم.



شکل ۱. نمودار قدرظاهری بر حسب شار- شعاع در باند R.

را استخراج نموده (توسط نرم افزار SExtractor [۳]) و به همراه پارامترهای نورسنجی آنها در یک کاتالوگ مشترک ثبت می‌کنیم. به کمک این نرم افزار برای هر یک از باندها یک کاتالوگ مجزا شامل پارامترهایی که خود از قبل انتخاب کرده‌ایم خواهیم داشت. مرحله بعدی ادغام کردن کاتالوگ باندهای مختلف در یک کاتالوگ واحد (توسط داده‌خط LDAC [۴]) است.

به این ترتیب علاوه بر اینکه ستاره‌ها و کهکشان‌های این منطقه را استخراج می‌کنیم، پارامترهای مورد نیاز برای تحلیل داده را از جمله تعداد اجرام، مکان آنها، قدر آنها در باندهای مختلف، ستاره/کهکشان بودن آنها و... تعیین می‌شود.

در این مرحله کاتالوگ خروجی باید از اجرامی که مشخصات غیر قابل قبولی دارند پاکسازی شود، از جمله اجرامی که پیکسل‌های تشکیل دهنده آن به حد کافی معتبر نیستند، یعنی اشباع شده‌اند، در لبه‌های تصویر قرار دارند و یا داده متناظر با آن پیکسل تخریب شده باشد که در پارامتر FLAG هر پیکسل ذخیره می‌شود. بنابراین اجرامی که $FLAG > 4$ دارند و یا $FWHM < 0$ از کاتالوگ حذف می‌شوند. نمودار قدر- شعاع کاتالوگ فیلتر شده در باند R در شکل ۱ نشان داده شده است.

نتایج آماری نورسنجی در جدول ۲ خلاصه شده است.

جرم از چگالی آستانه کوچکتر باشد، $\kappa(\bar{\theta}) \ll 1$ می شود و معادله عدسی یک جواب خواهد داشت، به این معنی که برای هر چشمه فقط یک تصویر تشکیل می شود. به زبان κ :

$$\bar{\alpha}(\bar{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathfrak{R}^3} d^3\theta' \kappa(\bar{\theta}') \frac{\bar{\theta} - \bar{\theta}'}{|\bar{\theta} - \bar{\theta}'|^2}, \quad (5)$$

که در واقع می توان زاویه انحراف را به صورت گرادیان پتانسیل انحراف به شکل $\bar{\alpha} = \bar{\nabla}\Psi$ نوشت. پتانسیل انحراف متناظر دوبعدی پتانسیل گرانشی نیوتنی است که در معادله پواسن صدق می کند:

$$\nabla^2 \Psi(\bar{\theta}) = \Upsilon \kappa(\bar{\theta}). \quad (6)$$

برای دانستن چگونگی تصویر یک چشمه باید معادله عدسی را برای تک تک نقاط آن حل کنیم. طبق نظریه لیوویل و اینکه تحت میدان گرانشی منحرف کننده، نه فوتونی جذب و نه تابش می شود، روشنایی سطحی تصویر نسبت به چشمه تغییری نخواهد داشت. اما به علت انحراف دیفرانسیلی یک باریکه نور، شکل تصویر دارای اعوجاج و تغییر سایز خواهد بود. پس می توان نوشت:

$$I(\bar{\theta}) = I^{(s)}[\bar{\beta}(\bar{\theta})]. \quad (7)$$

اگر تصویر در مقایسه با ابعادی که مشخصات عدسی تغییر می کند، کوچک باشد، نگاشت همگرایی را می توان به طور موضعی خطی کرد. در این صورت اعوجاج تصویر با ماتریس ژاکوبی توصیف می شود:

$$A = \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial \bar{\theta}} = \begin{pmatrix} \delta_{ij} - \frac{\partial^2 \Psi(\bar{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \\ \\ \\ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

که مؤلفه های برش $\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| e^{i\phi}$ را به صورت زیر تعریف کرده ایم:

$$\gamma_1 = \frac{1}{\Upsilon} (\Psi_{,11} - \Psi_{,22}), \quad \gamma_2 = \Psi_{,12} \quad (9)$$

از روابط (۶ و ۹) می توان نشان داد:

$$\gamma(\bar{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathfrak{R}^3} d^3\theta' D(\bar{\theta} - \bar{\theta}') \kappa(\bar{\theta}'), \quad (10)$$

با

حال یک جرم نقطه ای M را در نظر بگیرید. اگر نور از خلال میدان قوی گرانشی نزدیک به افق آن نگذرد یعنی پارامتر برخورد آن خیلی بزرگتر از شعاع شوارتزشیلد عدسی باشد، $R_s \equiv 2GMc^{-2} \gg \xi$ ، نسبت عام زاویه انحراف نور را،

$$\hat{\alpha} = \frac{2GM}{c^2 \xi}, \quad (11)$$

می دهد. با شرط $R_s \gg \xi$ ، زاویه انحراف خیلی کوچک است، $\hat{\alpha} \ll 1$.

در صورت ضعیف بودن میدان گرانشی، معادلات میدان نسبیت عام خطی می شوند. به این ترتیب می توان زاویه انحراف یک مجموعه از جرم های نقطه ای را به صورت جمع برداری زوایای انحراف تک تک جرم ها در نظر گرفت. برای یک توزیع سه بعدی با چگالی حجمی $\rho(\bar{r})$ واقع در $\bar{r} = (\xi_1, \xi_2, r_z)$ و پارامتر برخورد $\xi - \xi'$ برای پرتو نور، زاویه انحراف کل برابر می شود با:

$$\hat{\alpha}(\bar{\xi}) = \frac{2G}{c^2} \int d^3\xi' \Sigma(\bar{\xi}') \frac{\bar{\xi} - \bar{\xi}'}{|\bar{\xi} - \bar{\xi}'|^2}, \quad (2)$$

که در آن چگالی سطحی جرم در مکان $\bar{\xi}$ (تصویر چگالی جرم روی صفحه عمود بر مسیر نور) به صورت زیر تعریف می شود:

$$\Sigma(\bar{\xi}) = \int d^3r'_z \rho(\xi'_1, \xi'_2, r'_z).$$

با توجه به شکل ۲ و بنا به تعریف فاصله قطر زاویه ای می توان نشان داد:

$$\bar{\beta} = \bar{\theta} - \bar{\alpha}(\bar{\theta}), \quad (3)$$

به عبارت دیگر تصویر چشمه ای در مکان $\bar{\theta}$ ، در $\bar{\beta}$ مشاهده می شود. پارامتر مفید دیگر چگالی سطحی بدون بعد جرم یا $\kappa(\bar{\theta})$ است که به این صورت تعریف می شود:

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_d D_{ds}}, \quad (4)$$

که

$$\kappa(\bar{\theta}) = \frac{\Sigma(D_d \bar{\theta})}{\Sigma_{cr}},$$

برای حالتی که میدان گرانشی ضعیف باشد، یا چگالی سطحی

که در آن g یا برش کاهیده از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$g(\bar{\theta}) \equiv \frac{\gamma(\bar{\theta})}{1 - \kappa(\bar{\theta})}. \quad (17)$$

معادله (۱۶) نشان می‌دهد که تبدیل بیضویت تصویر به برش کاهیده بستگی دارد و نه تنهایی به κ و یا برش. بنابراین برش کاهیده تنها پارامتر قابل دسترس برای ما از محاسبه بیضویت تصویر است. برای حالت همگرایی گرانشی ضعیف، $\kappa \ll 1$ ، $|\gamma| \ll 1$ و بنابراین $|g| \ll 1$ ، معادله (۱۶) به دست می‌دهد:

$$g \approx \varepsilon^{(s)} + \varepsilon \quad \text{در صورتی که } \left| \varepsilon^{(s)} \right| \leq \frac{1}{\gamma}.$$

از آنجا که بیضویت چشمه برای ما معلوم نیست، جامعه مورد بررسی مان را به یک گروه از کهکشان‌ها، که تغییرات κ و γ برای آنها زیاد نیست بسط می‌دهیم. برای حالت همگرایی گرانشی ضعیف طبق معادله (۱۶) و با این فرض که کهکشان‌های چشمه به طور کاتوره‌ای جهت‌گیری شده‌اند و در نتیجه مقدار چشمداشتی بیضویت آنها برابر صفر است:

$$\langle \varepsilon \rangle \approx \langle \gamma \rangle \approx \langle g \rangle, \quad (18)$$

و به این ترتیب برش میدان از مقدار متوسط بیضویت یک مجموعه از تصویر کهکشان‌ها قابل محاسبه است.

اما مسئله به این سادگی نیست، چون بیضویت اعوجاج یافته چشمه قبل از رسیدن به ناظر دچار اعوجاج‌های ناخواسته دیگری است که در بخش بعد به آن می‌پردازیم.

KSB

کایزر^۱، اسکواریز^۲ و برادهارست^۳ روشی را برای اصلاح خطاهای سیستمی اصلی یعنی ناهمسانگردی تابع نقطه‌پخش و اعوجاج ناشی از دوربین و در نتیجه کالیبراسیون رابطه بین بیضویت کهکشان و برش همگرایی گرانشی ارائه کرده‌اند که با نام KSB [۵] مشخص می‌شود. نشان داده می‌شود که این خطاهای سیستمی با استفاده از ممانهای چشمه نور تصحیح می‌شوند.

$$D(\bar{\theta}) \equiv \frac{\theta_x^2 - \theta_y^2 - 2i\theta_x\theta_y}{|\bar{\theta}|^4} = \frac{-1}{(\theta_x - i\theta_y)^2}, \quad (11)$$

اگر $\bar{\theta}_0$ نقطه‌ای در تصویر متناظر با نقطه $\bar{\beta}_0 = \bar{\beta}(\bar{\theta}_0)$ باشد، از معادله (۷) می‌توان نوشت:

$$I(\bar{\theta}) = I^{(s)} \left[\bar{\beta}_0 + A(\bar{\theta}_0) \cdot (\bar{\theta} - \bar{\theta}_0) \right] \quad (12)$$

از این معادله می‌توان نتیجه گرفت که تصویر یک دایره، بیضی می‌شود. همچنین نسبت شار دریافتی از تصویر به شار چشمه قبل از همگرایی را بزرگنمایی تعریف می‌کنند. به عبارتی تصاویر هم در شکل و هم در اندازه دچار اعوجاج می‌شوند.

از آنجا که شکل تصویر کهکشان‌های دور در تصاویری که از دوربین‌ها به دست می‌آید بیضی منظمی نیست و همچنین این تصاویر به صورت روشنایی پیکسل‌های CCD در اختیار ما هستند، ملزم به تعریف اندازه و شکل کهکشان‌ها به صورت عملی هستیم. فرض کنید $I(\bar{\theta})$ روشنایی سطحی تصویر یک کهکشان در مکان زاویه‌ای $\bar{\theta}$ باشد،

$$\bar{\theta} = \frac{\int d^2\theta q_I [I(\bar{\theta})] \bar{\theta}}{\int d^2\theta q_I [I(\bar{\theta})]}, \quad (13)$$

که $q_I [I(\bar{\theta})]$ یک تابع وزن انتخابی است. اکنون با انتخاب مناسب تابع وزن، تانسور ممان روشنایی را به صورت زیر می‌توان تعریف کرد:

$$Q_{ij} = \frac{\int d^2\theta q_I [I(\bar{\theta})] (\theta_i - \bar{\theta}_i)(\theta_j - \bar{\theta}_j)}{\int d^2\theta q_I [I(\bar{\theta})]}, \quad i, j \in \{1, 2\} \quad (14)$$

براساس ممان روشنایی شکل تصویر را با بیضویت به صورت:

$$\varepsilon = \frac{Q_{11} - Q_{22} + 2iQ_{12}}{Q_{11} + Q_{22} + 2(Q_{11}Q_{22} - Q_{12}^2)^{1/2}}, \quad (15)$$

تعریف می‌کنیم. با تعریف ممان روشنایی برای چشمه می‌توان نشان داد رابطه بیضویت چشمه و بیضویت تصویر به شکل رابطه زیر است:

$$\varepsilon^{(s)} = \frac{\varepsilon - g}{1 - g\varepsilon} \quad \text{برای } |g| \leq 1 \quad (16)$$

۱. Kaiser

۲. Squires

۳. Broadhurst

و $C_{\alpha\beta}$ با استفاده از تابع وزن برای ما معلوم است و به آن قطبش پذیری برش گفته می‌شود. همچنین $\hat{\epsilon}$ بیضویت چشمه تحت تأثیر اعوجاج نقطه پخش همسانگرد است. این رابطه بیضویت مشاهده شده را به بیضویت چشمه که با نقطه پخش همسانگرد اعوجاج یافته، با استفاده از نقطه پخش ناهمسانگرد و برش کاهیده مرتبط می‌کند. شکل ۳ بیضویت ستاره‌های میدان را قبل و بعد از اصلاح نشان می‌دهد. از آنجا که مقدار چشمداشتی $\hat{\epsilon}$ صفر است، این رابطه برش کاهیده را،

$$g_{\beta} = \left\langle \frac{\epsilon^{obs} - P_{\alpha\beta}^{sm} q_{\beta}}{P_{\alpha\beta}^g} \right\rangle, \quad (23)$$

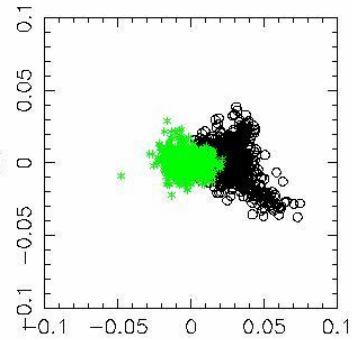
برآورد می‌کند.

KSB

همینز^۳ و وربکه^۴ روش KSB را در یک مجموعه برنامه پیاده سازی کرده‌اند. ابتدا ستاره‌های داده مشخص می‌شوند و یک چند جمله‌ای به q ستاره‌ها برازش می‌شود. سپس بیضویت مشاهده شده کهکشان‌ها محاسبه و با استفاده از نقطه پخش برازش شده، بیضویت اصلاح شده آنها به دست می‌آید. پس از این مرحله، دو مؤلفه برش برای هر یک از کهکشان‌ها محاسبه می‌شود. همچنین سه پارامتر اندازه (شعاع کهکشان‌ها)، قدر و S/N کهکشان‌ها با خطاهای محاسبه آنها محاسبه و نمایش داده می‌شود تا کهکشان‌هایی که خطاهای بزرگی دارند فیلتر شوند. در ضمن این فیلترینگ، کهکشان‌هایی که قدرهای خیلی کوچک و یا S/N خیلی کوچک < 10 دارند نیز مطابق محاسبات مرجع ۲ حذف می‌شوند. پس از این عملیات تعداد کهکشان‌ها ۱۱۷۹۱ و متوسط چگالی تعداد آنها ۱۱ کهکشان در یک دقیقه قوسی مربع خواهد بود.

GaBoDs

بیضویت کهکشان‌ها که یک پارامتر دو مؤلفه‌ای (ϵ_1, ϵ_2) است را می‌توان به صورت دو مؤلفه مماسی و شعاعی (ϵ_t, ϵ_r)



شکل ۳. بیضویت ستاره‌ها (مؤلفه دوم بیضویت در مقابل مؤلفه اول آن). قبل از اصلاح با دایره و بعد آن با ستاره مشخص شده است.

فرض می‌کنیم تصویر کهکشان بخاطر اعوجاج ناشی از همگرایی گرانشی تغییر پیدا کرده و سپس به خاطر PSF دچار پیچش شده است. برای این منظور ممان روشنایی را به صورت زیر:

$$Q_{ij} = \int d^2\theta (\theta_i - \bar{\theta}_i)(\theta_j - \bar{\theta}_j) I(\bar{\theta}) W \left(\frac{|\bar{\theta} - \bar{\theta}|^2}{\sigma^2} \right) \quad (19)$$

تعریف می‌کنیم که W دارای یک مقیاس نوعی σ است. به زبان ریاضی تأثیر تابع نقطه پخش بر روی روشنایی سطحی می‌توان به صورت:

$$I^{(obs)}(\bar{\theta}) = \int d^2v I(\bar{v}) P(\bar{\theta} - \bar{v}), \quad (20)$$

یعنی کانونولشن بیان کرد. از آنجا که تابع نقطه پخش $P(\bar{\theta})$ شامل دو بخش همسانگرد^۱ و ناهمسانگرد^۲ است، آن را به دو بخش تشکیل دهنده به ترتیب زیر:

$$P(\bar{\theta}) = \int d^2v q(\bar{v}) P^{iso}(\bar{\theta} - \bar{v}), \quad (21)$$

تجزیه می‌کنیم که در این صورت بخش ناهمسانگرد آن $q(\bar{v})$ به صورت یکتا مشخص می‌شود. به این ترتیب می‌توان نشان داد:

$$\hat{\epsilon}^{\circ} = \epsilon^{obs} - P_{\alpha\beta}^{sm} q_{\beta} - P_{\alpha\beta}^g g_{\beta}, \quad (22)$$

که $P_{\alpha\beta}^{sm}$ تانسوری است که با استفاده از $I^{(obs)}$ و W برای ما معلوم است. به این تانسور قطبش پذیری اعوجاج می‌گویند که در واقع پاسخ بیضویت تصویر به نقطه پخش ناهمسانگرد است

۳. Cathrine Heymans

۴. Ludvic Van Waerbeke

۱. isotropic

۲. anisotropic

که جمع روی همه کهکشان‌های روزنه بسته می‌شود، A مساحت روزنه و ω وزن انفرادی کهکشان‌هاست. بنابراین نسبت سیگنال به نوفه برابر است با:

$$S = \frac{\sqrt{2} \sum_i \varepsilon_{ii} \omega_i Q_i}{\sqrt{\sum_i |\varepsilon_i|^2 \omega_i^2 Q_i^2}} \quad (28)$$

طبق مقاله [۷] برای کهکشانی با $x := v/\theta$ جدایی زاویه‌ای تصویر شده v از مرکز روزنه در مقیاس شعاع روزنه θ :

$$Q(x) = \frac{1}{1 + e^{x-15} + e^{-x+5}} \frac{\tanh(x/x_c)}{x/x_c} \quad (29)$$

که x_c یک پارامتر بدون بعد است که عرض فیلتر را تغییر می‌دهد و مطابق آنچه در [۸] نتیجه‌گیری شده است:

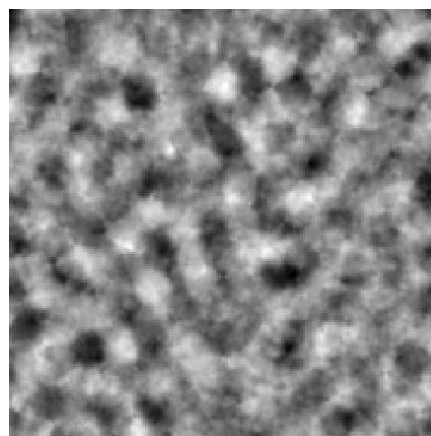
$$\sigma_g^2 = \frac{1}{N} \sum |g|^2, \quad \omega = \frac{1}{\sigma_g^2} \quad (30)$$

به این ترتیب که برای محاسبه وزن هر کهکشان، معکوس σ_g^2 را با متوسط‌گیری روی ۲۰ کهکشان نزدیک به آن به دست می‌آوریم. با شبکه بندی داده تصویری به خانه‌های ۱۰ ثانیه قوسی و برای ۱۹ شعاع فیلتر مختلف و همچنین ۷ پارامتر مقیاس مختلف S را محاسبه می‌کنیم و برای هر گره روی شبکه مذکور بزرگترین S را به عنوان احتمال حضور جرم در آن نقطه معرفی می‌کنیم. در همه متن‌های مربوطه فقط مراکز $S > 4$ دارند، به عنوان کاندیدا پذیرفته می‌شوند. به عنوان نمونه نقشه S/N برای روزنه‌ای به شعاع $2/8$ دقیقه قوسی و پارامتر مقیاس ۲ در شکل ۴ نشان داده شده است.

اکنون با دانستن برش کاهیده و در این مورد خاص (همگرایی ضعیف گرانشی) برش γ می‌توانیم چگالی نسبی سطح جرم κ را به دست بیاوریم. همان‌طور که معادله (۱۰) نشان می‌دهد، کانولوشنی از κ است با هسته D ؛ با استفاده از تبدیل فوری خواهیم داشت:

$$\kappa(\theta) - \kappa_0 = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}^2} d^2 \theta' D^*(\bar{\theta} - \bar{\theta}') \gamma(\bar{\theta}'). \quad (31)$$

این روش که به K۹۳ نامیده شده است توسط کایزر و اسکواپرز در سال ۱۹۹۳ معرفی شده و یک زیر مجموعه از



شکل ۴. نقشه S/N برای روزنه‌ای به شعاع $2/8$ دقیقه قوسی.

نسبت به یک نقطه مرکزی بیان کرد:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_t \\ \varepsilon_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ -\sin 2\phi & \cos 2\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

که ϕ زاویه مکانی کهکشان مربوطه نسبت به مرکز فرضی است. بیضویت مماسی نشان دهنده وجود همگرایی گرانشی حول نقطه مرکزی است. بنابراین معیار مناسبی برای تشخیص مراکز جرم است.

$$M_{ap} \quad \dots$$

روش M_{ap} ، روزنه جرم، یا S-Statistics همان‌طور که در مقاله شنايدر [۶] معرفی شده است، با انتگرال‌گیری فیلتر شده بیضویت یا برش مماسی روی یک روزنه به مرکزیت θ_0 تخمین احتمال حضور جرم در مرکز آن روزنه را می‌دهد،

$$M_{ap}(\theta_0) = \int d^2 \phi \gamma_t(\phi; \theta_0) Q(\phi), \quad (25)$$

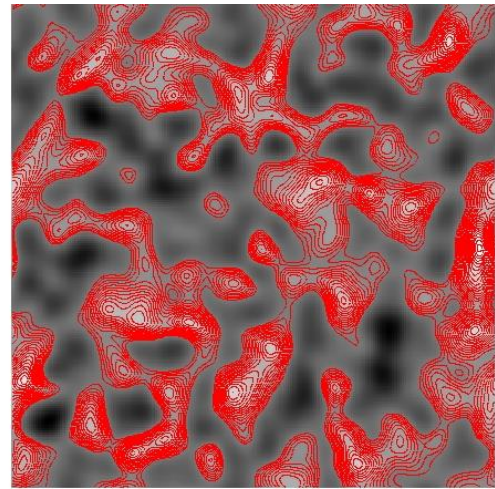
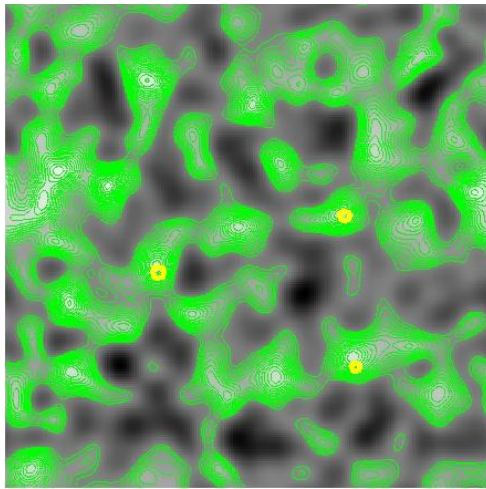
$\gamma_t(\phi; \theta_0)$ برش مماسی در مکان ϕ نسبت به نقطه θ_0 و Q یک تابع فیلتر فضایی و دارای تقارن شعاعی است. می‌توان نشان داد برای داده گسسته (کهکشان‌های کاتالوگ خروجی به دست آمده):

$$M_{ap} = \frac{A}{\sum_i \omega_i} \sum_i \varepsilon_{ii} \omega_i Q_i, \quad (26)$$

و نوفه^۱ آن،

$$\sigma^2(M_{ap}) = \frac{A^2}{\left(\sum_i \omega_i\right)^2} \sum_i |\varepsilon_i|^2 \omega_i^2 Q_i^2, \quad (27)$$

۱. noise



شکل ۵. نقشه جرمی مقیاس شده برای کل میدان. چپ، κ میدان که ۳ قله با دایره مشخص شده‌اند. راست: κ در مد B.

جدول ۳. قله‌های جرم میدان Deep3d.

قله	بعد	میل	κ
۱	۱۱:۱۷:۱۱	-۲۱:۳۸:۵۷	۰/۰۶۵
۲	۱۱:۱۸:۱۲	-۲۱:۴۳:۰۴	۰/۰۷۶
۳	۱۱:۱۷:۰۶	-۲۱:۵۰:۱۲	۰/۰۶۸

در پژوهش حاضر با در اختیار داشتن داده تصویری عمیق-باند R- از مجموعه داده‌های GaBoDs و با استفاده از روش همگرایی گرانش ضعیف در جستجوی خوشه‌های کهکشانی هستیم. در این روش از تغییر شکل و اندازه کهکشانی پس زمینه برای کشف و محاسبه جرم خوشه‌های پیش زمینه استفاده می‌کنیم و نامزدها را مشخص می‌نماییم. در نهایت با استفاده از روش‌های تشخیص قله‌های واقعی از جعلی، نامزدهای محتمل‌تر را برمی‌گزینیم. قله‌های داده حاضر در جدول زیر نشان داده شده است.

در مرجع ۷ برای این میدان ۲ کاندیدای دیگر برای قله جرم، یکی به روش P-Statistics (برگرفته از روش S-Statistics) و دیگری به هر دو روش P-Statistics و S-Statistics استخراج شده‌اند که با قله‌های جدول ۳ هم‌پوشانی ندارند. علت این ناهم‌پوشانی موضوع تحقیق‌های آینده خواهد بود.

کدهای IMCAT^۱ به نام massmap و کدهای وابسته نیز بر اساس این روش نقشه جرم را تولید می‌کند. همان‌طور که در شکل ۵ ملاحظه می‌شود، نقشه جرمی منطقه مورد نظر به دست آمده است و برای تمام نقاط آن همان‌طور که انتظار داریم $\kappa < 1$. با رسم پربند^۲ها، قله‌های جرم آشکار می‌شوند. برای تأیید صحت قله‌های به دست آمده (قله‌های جعلی یا نوفه‌ای نباشند) به دو روش آنها را محک می‌زنیم. علاوه بر ساخت نقشه جرم اصلی، نقشه مد B آن را نیز می‌سازیم. این نقشه با معکوس کردن علامت مؤلفه دوم برش یا به عبارتی چرخاندن کهکشان‌ها به اندازه ۴۵ درجه به دست می‌آید. بنابراین اگر در یک نقطه، قله به علت حضور واقعی جرم به وجود آمده باشد، نباید در مد B آن نیز مشاهده شود. به عنوان محک دوم از نتایج M_{ap} استفاده می‌کنیم و تنها قله‌هایی برایمان قابل قبول است که نسبت سیگنال به نوفه برای آنها بیشتر از ۴ باشد.

۱. <http://www.ifa.hawaii.edu/~kaiser/imcat/content.html>

۲. contour

در ادامه این کار می‌توان با تهیه انتقال به سرخ قله‌ها یا محاسبه آن به روش نورسنجی و برآزش آنها با مدل NFW و تعیین پارامترهای لازم، جرم قله‌ها را محاسبه کنیم.

از میشا شیرمر^۱ به خاطر راهنمایی‌های ارزشمندشان سپاسگزاری می‌کنیم. همچنین از کاترین هیمنز و لودویک ون وربکه برای در اختیار گذاشتن کد KSBf90 تشکر می‌نماییم.

- (2001) 291.
10. P Schneider, "Introduction to gravitational lensing and cosmology. In: Meylan G, Jetzer Ph and North P (eds) *Gravitational lensing: Strong, weak, and micro*". Saas-Fee Adv Courses **33** (2006) 1.
 11. C Heymans, "Weak Gravitational Lensing and Intrinsic Galaxy Alignments". PhD thesis, University of Oxford (2003).
 12. T Erben, H Hilderbrant, and M Lerchster, et al., *Astron. & Astrophys.* **493** (2009) 1197.
 13. M Schirmer. "Weak Gravitational Lensing: Detection of mass concentrations in wide field imaging data". PhD thesis, University of Bonn (2004).
 14. M Maturi, M Schirmer, and M Meneghetti, et al., *Astron. & Astrophys.* **462** (2007) 473-479
 15. J Wambsganns, *Living Rev. Relativity*, **1** (1998) 12.
1. Erben, Schirmer, Dietrich et al., *Astronomische Nachrichten* **326** (2005) 432.
 2. H Hilderbrant, T Erben, J P Dietrich, & et al., *Astron. & Astrophys.* **452** (2006) 1121.
 3. E Bertin, and S Arnouts, *Astron. & Astrophys. Supplement*, **317** (1996) 393; <http://www.astromatic.net/software/sextractor>.
 4. E W Deul, LDAC Pipeline v1.3 documentation (1999); <ftp://ftp.strw.leidenuniv.nl/pub/ldac/software>.
 5. N Kaiser, G Squires, and T Broadhurst, *Astrophys.* **449** (1995) 460.
 6. P Schneider, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **283** (1996) 837.
 7. M Schirmer, T Erben, M Hettterscheidt, and P Schneider, *Astron. & Astrophys.* **462** (2007) 875.
 8. T Erben, L V Waerbeke, E Bertin, Y Mellier, and P Schneider, *Astron. & Astrophys.* **366** (2001) 717.
 9. M Bartelmann, and P Schneider. *Phys. Rep.*, **340**