مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۱، شمارهٔ ۱، بهار ۱۳۹۰

جستجو در تصاویر عمیق GaBoDs براي يافتن خوشه‌هاي كهكشاني به روش همگرايي ضعيف گرانشي

مهسا رحيمي[۱]، سيد ابوذر نجفي شوشتري[۲و۳]، سيما قاسمي[۲] و محمد تقي ميرترابي[۱]

۱. گروه فيزيك، دانشگاه الزهرا
۲. پژوهشگاه دانش‌هاي بنيادي، پژوهشكده نجوم
۳. مركز نجوم آرگلاندر، بن، آلمان
پست الكترونيكي: mahsa_rah@yahoo.com

(دريافت مقاله: ۱۳۸۹/۹/۲۵ ؛ پذيرش: ۱۳۸۹/۱۲/۲۳)

چكيده

هدف پژوهش حاضر اين است كه به كمك روش همگرايي ضعيف، خوشه‌هاي كهكشاني را آشكارسازي كنيم. به اين ترتيب كه روش روزنهٔ جرم را براي منطقه‌اي به وسعت ۰/۳۲ درجه مربع كه توسط دوربين WFI در تلسكوپ MPG/ESO2.2 گرفته شده است اعمال نموده و قله‌هاي جرمي را بر اساس جرمشان و نه بر اساس روشنايي‌شان آشكار مي‌نماييم. براي اين منظور از تابع فيلتر مناسب، به پروفايل برش و سپس پروفايل جرمي آن مي‌رسيم. در نهايت قله‌هاي جرمي با اطمينان آشكارسازي بالاتر را استخراج مي‌كنيم. انتقال به سرخ اين مجموعه از قله‌هاي جرمي را مي‌توان در تحقيق‌هاي بعدي به‌دست آورد و جرم دقيق آنها را محاسبه نمود.

واژه‌هاي كليدي: همگرايي ضعيف گرانشي ، كهكشان‌ها، خوشه‌هاي كهكشاني

۱. مقدمه

در علم كيهان شناسی جديد، نحوهٔ توزيع مادهٔ تاريک و روشن در كيهان، پس از تعيين شدن پارامترهای كيهان شناسی اصلی، مهم‌ترين مسئله تحت بررسی است. مسلماً در اين مسير كاوش، خوشه‌های كهكشانی كليد حل اين معما هستند، زيرا آنها بيشترين تراكم جرم كيهانی را دارند. علاوه بر آن، مقياس زمان تشكيل آنها تقريباً از مرتبهٔ عمر عالم است. از آنجا كه جرم آنها به طور نظری قابل پيش‌بينی است و گرانش هم بر تحول آن اثرگذار است، بهترين گزينه برای مقايسه روش‌های نظری و رصدی هستند. اهميت پارامتر جرم در اين مسير ما را به گزينش خوشه‌های كهكشانی بر اساس جرمشان هدايت می‌كند، و نه بر اساس روشنايی‌شان.

يكی از روش‌های كشف مراكز تراكم جرم، روش همگرايی ضعيف است. خوشه‌ها و يا به طور كلی قله‌های جرم در توزيع جرم كيهان، در پی اثر بزرگ گرانشی‌ای كه بر فوتون‌های عبوری (پرتوهای تابان از منابع دورتر) از ميدان گرانشی‌شان می‌گذارند و متعاقباً همگرايی آنها، باعث پديدار شدن برش‌های كيهانی می‌شوند. اين برش‌ها باعث تغيير شكل ظاهری و اندازهٔ منابع نور پس‌زمينه می‌شوند. پس می‌توان گفت اين برش‌ها علامت حضور يک ميدان گرانشی يا تودهٔ پرجرم هستند. در روش همگرايی گرانشی از اعوجاج هندسی شكل كهكشان‌ها و بزرگنمايی آنها كه از مشاهده به دست می‌آيد به طور آماری می‌توان به حضور، مكان و جرم عدسی‌های پديد آورنده اين ميدان اعوجاج چه به صورت مادهٔ تاريک، چه به صورت ماده روشن دست يافت.

جدول ۱. مختصات میدان Deep3d.

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

هدف ما در پژوهش حاضر شناسایی خوشه‌های کهکشانی در منطقه‌ای به گستردگی ۳۲/. دقیقهٔ قوسی مربع از داده‌های ESO توسط روش همگرایی ضعیف است. در بخش ۲ دادهٔ 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 نظریهٔ 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 به‌دست می‌آوریم. سپس همان‌طور که در بخش ۶ آمده است، پروفایل جرم را برای میدان مورد نظر با استفاده از برش کهکشان‌های پس زمینه به‌دست می‌آوریم. خلاصهٔ نتایج در بخش ۷ داده شده است.

۲. داده

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 دادهٔ نوری در باندهای UBVRI است که توسط دوربین Wide Field Imager (WFI) بر روی تلسکوپ ۲/۲ متری در La Silla و دادهٔ فروسرخ که در باندهای J,K توسط دوربین SOFI بر روی تلسکوپ New Technology Telescope گرفته شده است.

تحقیق حاضر، برروی بخشی از این دادهٔ نوری شامل ۶۳ تصویرکه کاهش یافته، از نظر نورسنجی[۲] و اخترسنجی[۳] مقیاسبندی شده (به کمک داده‌خط[۴] Theli[۵] [۱]) و نهایتاً به هم stack شده‌اند، انجام شده است، که ضمن این مرحله تصاویر وزن[۶] باند نیز تولید شده است[۲].

انگیزهٔ اصلی پیمایش ESO DPS تحقیق بر روی کهکشان‌های با انتقال به سرخ بالا، خوشه‌های دور، اختروش‌های 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 دادهٔ تصویری عمیق برای کاندیدا کردن اجرام از روی رنگشان برای انجام طیف نگاری توسط تجهیزات VLT نیز قابل بهره‌برداری است.

دادهٔ در نظر گرفته شده منطقه‌ای با گستردگی ۳۲/. درجهٔ مربع (۳۳×۳۴ دقیقهٔ 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 پروژهٔ DPS از هفت فیلتر پهن‌باند استفاده شده است.

۳. نورسنجی

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

۱. Multi-Color Imaging Survey

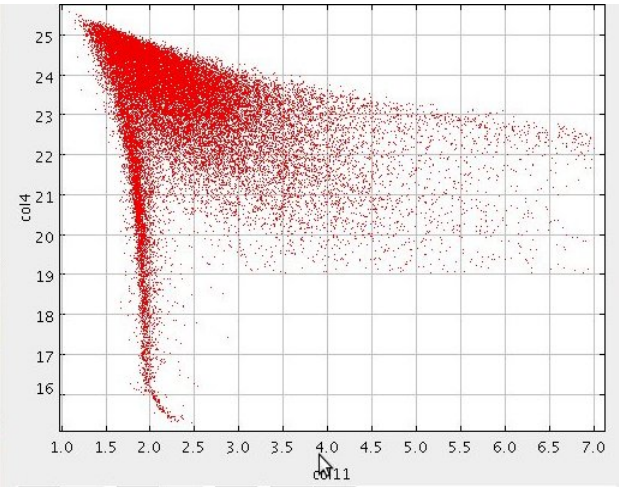
۲. photometry

۳. astrometry

۴. pipeline

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

۶. Weight image



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. مرحلهٔ بعدی ادغام کردن کاتالوگ باندهای مختلف در یک کاتالوگ واحد (توسط داده‌خط LDAC[۴]) است.

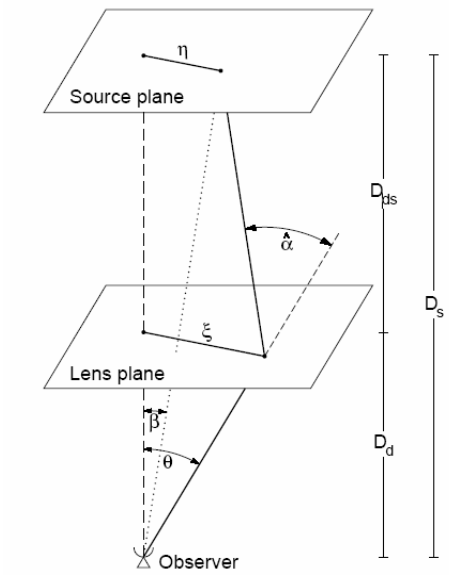
به این ترتیب علاوه بر اینکه ستاره‌ها و کهکشان‌های این منطقه را استخراج می‌کنیم، پارامترهای مورد نیاز برای تحلیل داده را از جمله تعداد اجرام، مکان آنها، قدر آنها در باندهای مختلف، ستاره/کهکشان بودن آنها و... تعیین می‌شود.

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>۴ دارند و یا FWHM < ۰ 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.

جدول۲. نتایج آماری نورسنجی.

تعداد کهکشان‌ها	تعداد ستاره‌ها	تعداد کل اجرام
۲۴۶۰۶	۵۹۶۰	۳۰۵۶۶



شکل ۲. مسیر پرتو نور در میدان گرانشی.

۴. تحلیل داده به روش همگرایی گرانشی ضعیف

۴. ۱. نظریهٔ عدسی گرانشی

طبق نظریهٔ 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 فاصلهٔ 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.

۴. ۲. زاویهٔ انحراف

حال یک جرم نقطه‌ای M را درنظر بگیرید. اگر نور از خلال میدان قوی گرانشی نزدیک به افق آن نگذرد یعنی پارامتر برخورد آن خیلی بزرگتر از شعاع شوارتزشیلد عدسی باشد، $R_s \equiv 2GMc^{-2} << \xi$، نسبیت عام زاویهٔ انحراف نور را،

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 \xi}, \qquad (1)$$

می‌دهد. با شرط $R_s << \xi$ ، زاویهٔ انحراف خیلی کوچک است، $\hat{\alpha} << 1$.

در صورت ضعیف بودن میدان گرانشی، معادلات میدان نسبیت عام خطی می‌شوند. به این ترتیب می‌توان زاویهٔ انحراف یک مجموعه از جرم‌های نقطه‌ای را به صورت جمع برداری زوایای انحراف تک تک جرم‌ها در نظر گرفت. برای یک توزیع سه بعدی با چگالی حجمی $\rho(\vec{r})$ واقع در $\vec{r} = (\xi_1, \xi_2, r_z)$ و پارامتر برخورد $\vec{\xi}' - \vec{\xi}$ برای پرتو نور، زاویهٔ انحراف کل برابر می‌شود با:

$$\hat{\vec{\alpha}}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int d^2\xi' \Sigma(\vec{\xi}') \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{\left|\vec{\xi} - \vec{\xi}'\right|^2}, \qquad (2)$$

که در آن چگالی سطحی جرم در مکان $\vec{\xi}$ (تصویر چگالی جرم روی صفحهٔ عمود بر مسیر نور) به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Sigma(\vec{\xi}) = \int d^2 r_z' \rho(\xi_1', \xi_2', r_z').$$

۴. ۳. معادلهٔ عدسی

با توجه به شکل ۲ و بنا به تعریف فاصلهٔ قطر زاویه‌ای می‌توان نشان داد:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}), \qquad (3)$$

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

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

که

$$\kappa(\vec{\theta}) = \frac{\Sigma(D_d \vec{\theta})}{\Sigma_{cr}}, \qquad (4)$$

برای حالتی که میدان گرانشی ضعیف باشد، یا چگالی سطحی جرم از چگالی آستانه کوچکتر باشد، $\kappa(\vec{\theta}) << 1$ می‌شود و معادلهٔ عدسی یک جواب خواهد داشت، به این معنی که برای هر چشمه فقط یک تصویر تشکیل می‌شود. به زبان κ:

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\Re^2} d^2\theta' \kappa(\vec{\theta}') \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}'}{\left|\vec{\theta} - \vec{\theta}'\right|^2}, \qquad (5)$$

که در واقع می‌توان زاویه انحراف را به صورت گرادیان پتانسیل انحراف به شکل $\vec{\alpha} = \vec{\nabla}\Psi$ نوشت. پتانسیل انحراف متناظر دوبعدی پتانسیل گرانشی نیوتنی است که در معادلهٔ پواسن صدق می‌کند:

$$\nabla^2 \Psi(\vec{\theta}) = 2\kappa(\vec{\theta}). \qquad (6)$$

۴. ۴. بزرگنمایی و اعوجاج تصویر

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

$$I(\vec{\theta}) = I^{(s)}\left[\vec{\beta}(\vec{\theta})\right]. \qquad (7)$$

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

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

که مؤلفه‌های برش $\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| e^{2i\phi}$ را به صورت زیر تعریف کرده‌ایم:

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}(\Psi_{,11} - \Psi_{,22}), \quad \gamma_2 = \Psi_{,12} \qquad (9)$$

از روابط (۶ و ۹) می‌توان نشان داد:

$$\gamma(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\Re^2} d^2\theta' D(\vec{\theta} - \vec{\theta}') \kappa(\vec{\theta}'), \qquad (10)$$

با

$$D\left(\vec{\theta}\right)\equiv\frac{\theta_{۲}^{۲}-\theta_{۱}^{۲}-۲i\theta_{۱}\theta_{۲}}{\left|\vec{\theta}\right|^{۴}}=\frac{-۱}{\left(\theta_{۱}-i\theta_{۲}\right)^{۲}}, \qquad (۱۱)$$

اگر $\vec{\theta}_{۰}$ نقطه‌ای در تصویر متناظر با نقطه $\vec{\beta}_{۰}=\vec{\beta}\left(\vec{\theta}_{۰}\right)$ باشد، از معادلهٔ (۷) می‌توان نوشت:

$$I\left(\vec{\theta}\right)=I^{(s)}\left[\vec{\beta}_{۰}+A\left(\vec{\theta}_{۰}\right).\left(\vec{\theta}-\vec{\theta}_{۰}\right)\right] \qquad (۱۲)$$

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.

۴. ۵. تعریف بیضویت

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 $I\left(\vec{\theta}\right)$ روشنایی سطحی تصویر یک کهکشان در مکان زاویه‌ای $\vec{\theta}$ باشد،

$$\bar{\vec{\theta}}=\frac{\int d^{۲}\theta q_{I}\left[I\left(\vec{\theta}\right)\right]\vec{\theta}}{\int d^{۲}\theta q_{I}\left[I\left(\vec{\theta}\right)\right]}, \qquad (۱۳)$$

که $q_{I}\left[I\left(\vec{\theta}\right)\right]$ یک تابع وزن انتخابی است. اکنون با انتخاب مناسب تابع وزن، تانسور ممان روشنایی را به صورت زیر می توان تعریف کرد:

$$Q_{ij}=\frac{\int d^{۲}\theta q_{I}\left[I\left(\vec{\theta}\right)\right]\left(\theta_{i}-\bar{\theta}_{i}\right)\left(\theta_{j}-\bar{\theta}_{j}\right)}{\int d^{۲}\theta q_{I}\left[I\left(\vec{\theta}\right)\right]}\quad ;i,j\in\{۱,۲\} \qquad (۱۴)$$

براساس ممان روشنایی شکل تصویر را با بیضویت به صورت:

$$\varepsilon=\frac{Q_{۱۱}-Q_{۲۲}+۲iQ_{۱۲}}{Q_{۱۱}+Q_{۲۲}+۲\left(Q_{۱۱}Q_{۲۲}-Q_{۱۲}^{۲}\right)^{۱/۲}}, \qquad (۱۵)$$

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

$$\varepsilon^{(s)}=\frac{\varepsilon-g}{۱-g^{*}\varepsilon}\ \text{برای}\ |g|\le ۱ \qquad (۱۶)$$

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

$$g\left(\vec{\theta}\right)\equiv\frac{\gamma\left(\vec{\theta}\right)}{۱-\kappa\left(\vec{\theta}\right)}. \qquad (۱۷)$$

معادلهٔ (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، $\kappa<<۱$، $|\gamma|<<۱$ و بنابراین $|g|<<۱$، معادلهٔ (۱۶) به دست می‌دهد: $\varepsilon\approx\varepsilon^{(s)}+g$ در صورتی که $|\varepsilon|\approx\left|\varepsilon^{(s)}\right|\le\frac{۱}{۲}$.

۴. ۶. محاسبهٔ برش میدان

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

$$\langle\varepsilon\rangle\approx\langle\gamma\rangle\approx\langle g\rangle, \qquad (۱۸)$$

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.

۴. ۷. محاسبهٔ پارامترهای همگرایی گرانشی به روش KSB

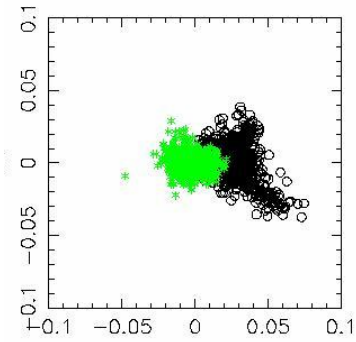
کایزر[۱]، اسکوایرز[۲] و برادهارست[۳] روشی را برای اصلاح خطاهای سیستمی اصلی یعنی ناهمسانگردی تابع نقطه‌پخش و اعوجاج ناشی از دوربین و در نتیجه کالیبراسیون رابطهٔ بین بیضویت کهکشان و برش همگرایی گرانشی ارائه کرده‌اند که با نام KSB [۵] مشخص می‌شود. نشان داده می‌شود که این خطاهای سیستمی با استفاده از ممانهای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

---

۱. Kaiser

۲. Squires

۳. Broadhurst



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:

$$Q_{ij} = \int d^2\theta \left(\theta_i - \bar{\theta}_i\right)\left(\theta_j - \bar{\theta}_j\right) I\left(\vec{\theta}\right) W\left(\left|\vec{\theta} - \bar{\vec{\theta}}\right|^2 \Big/ \sigma^2\right) \quad (۱۹)$$

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

$$I^{(obs)}\left(\vec{\theta}\right) = \int d^2\upsilon I(\vec{\upsilon}) P\left(\vec{\theta} - \vec{\upsilon}\right), \quad (۲۰)$$

یعنی کانولوشن بیان کرد. از آنجا که تابع نقطهٔ‌پخش $P\left(\vec{\theta}\right)$ شامل دو بخش همسانگرد[۱] و ناهمسانگرد[۲] است، آن را به دو بخش تشکیل دهنده به ترتیب زیر:

$$P\left(\vec{\theta}\right) = \int d^2\upsilon q(\vec{\upsilon}) P^{iso}(\vec{\theta} - \vec{\upsilon}), \quad (۲۱)$$

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

$$\hat{\varepsilon}^{\circ} = \varepsilon^{obs} - P^{sm}_{\alpha\beta} q_\beta - P^{g}_{\alpha\beta} g_\beta, \quad (۲۲)$$

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

$$g_\beta = \left\langle \frac{\varepsilon^{obs} - P^{sm}_{\alpha\beta} q_\beta}{P^{g}_{\alpha\beta}} \right\rangle, \quad (۲۳)$$

براورد می‌کند.

۴. ۸. اعمال کد KSB بر روي داده

هیمنز[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 نقطهٔ پخش برازش شده، بیضویت اصلاح شده آنها به دست می‌آید.

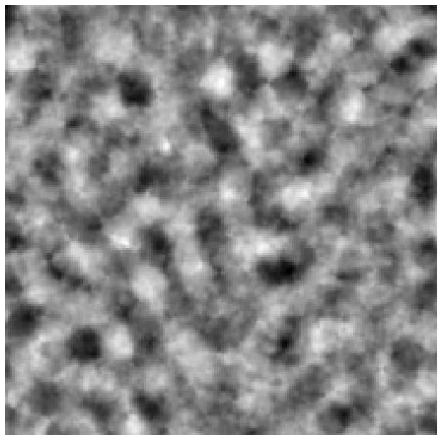
پس از این مرحله، دو مؤلفه برش برای هریک از کهکشان‌ها محاسبه می‌شود. همچنین سه پارامتر اندازه(شعاع کهکشان‌ها)، قدر و S/N کهکشان‌ها با خطاهای محاسبهٔ آنها محاسبه و نمایش داده می‌شود تا کهکشان‌هایی که خطاهای بزرگی دارند فیلتر شوند. در ضمن این فیلترینگ، کهکشان‌هایی که قدرهای خیلی کوچک و یا S/N خیلی کوچک $(S/N) < ۱۰$ 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.

۵. یافتن قله‌هاي پر جرم در تصاویر GaBoDs

۵. ۱. بیضویت مماسي

بیضویت کهکشان‌ها که یک پارامتر دو مؤلفه‌ای $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ است را می‌توان به صورت دو مؤلفه مماسی و شعاعی $(\varepsilon_t, \varepsilon_r)$

۱. isotropic
۲. anisotropic
۳. Cathrine Heymans
۴. Ludvic Van Waerbeke



شکل ۴. نقشهٔ S/N برای روزنه‌ای به شعاع ۸/۲ دقیقهٔ قوسی.

نسبت به یک نقطهٔ مرکزی بیان کرد:

$$\begin{pmatrix}\varepsilon_t\\ \varepsilon_r\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos 2\phi & \sin 2\phi\\ -\sin 2\phi & \cos 2\phi\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\end{pmatrix}, \qquad (۲۴)$$

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

۵. ۲. روش M_{ap} برای تشخیص مراکز جرم

روش M_{ap}،روزنهٔ جرم، یا S-Statistics همان‌طور که در مقاله اشنایدر [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،

$$M_{ap}(\theta_0)=\int d^2\phi\,\gamma_t(\phi;\theta_0)Q(\phi), \qquad (۲۵)$$

$\gamma_t(\phi;\theta_0)$ 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 به‌دست آمده):

$$M_{ap}=\frac{A}{\sum_i \omega_i}\sum_i \varepsilon_{ti}\omega_i Q_i\,, \qquad (۲۶)$$

و نوفهٔ [۱] آن،

$$\sigma^2(M_{ap})=\frac{A^2}{2\left(\sum_i \omega_i\right)^2}\sum_i |\varepsilon_i|^2\omega_i^2Q_i^2\,, \qquad (۲۷)$$

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

$$S=\frac{\sqrt{2}\sum_i \varepsilon_{ti}\omega_i Q_i}{\sqrt{\sum_i |\varepsilon_i|^2\,\omega_i^2Q_i^2}}\,. \qquad (۲۸)$$

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

$$Q(x)=\frac{1}{1+e^{6-150x}+e^{-47+50x}}\,\frac{\tanh(x/x_c)}{x/x_c} \qquad (۲۹)$$

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

$$\sigma_g^2=\frac{1}{N}\sum|g|^2 \quad , \quad \omega=\frac{1}{\sigma_g^2} \qquad (۳۰)$$

به این ترتیب که برای محاسبهٔ وزن هر کهکشان، معکوس σ_g^2 را با متوسط‌گیری روی ۲۰ کهکشان نزدیک به آن به‌دست 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 مراکزی که $S>4$ دارند، به عنوان کاندیدا پذیرفته می‌شوند. به عنوان نمونه نقشه S/N برای روزنه‌ای به شعاع ۲/۸ دقیقه قوسی و پارامتر مقیاس ۲ در شکل ۴ نشان داده شده است.

۵. ۳. تهیه پروفایل چگالی نسبی جرم

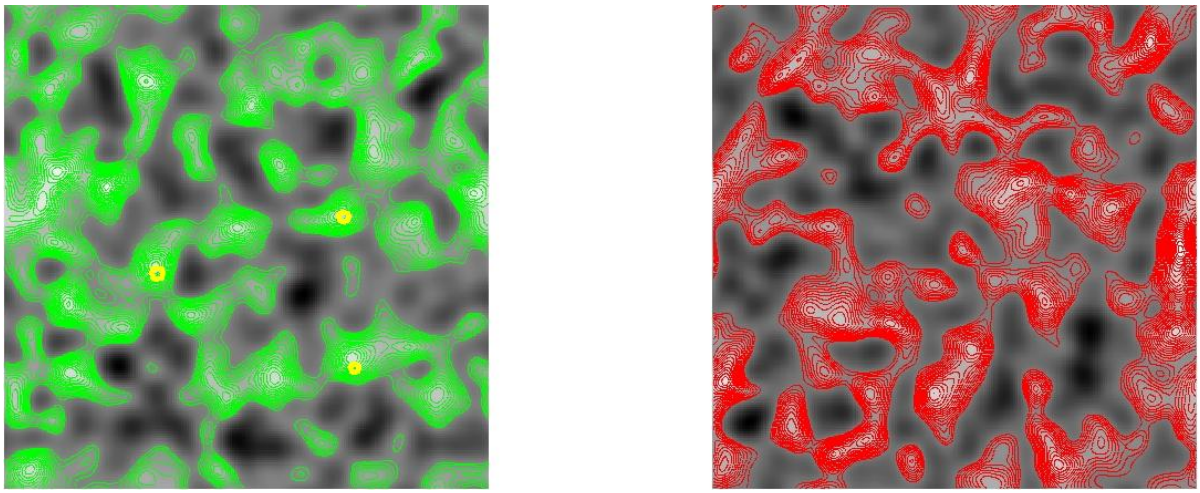
اکنون با دانستن برش کاهیده و در این مورد خاص (همگرایی ضعیف گرانشی) برش γ می‌توانیم چگالی نسبی سطح جرم κ را به دست بیاوریم. همان‌طور که معادلهٔ (۱۰) نشان می‌دهد، γ کانولوشنی از κ است با هستهٔ D؛ با استفاده از تبدیل فوریه خواهیم داشت:

$$\kappa(\theta)-\kappa_0=\frac{1}{\pi}\int_{\Re^2} d^2\theta' D^*\left(\vec{\theta}-\vec{\theta}'\right)\gamma\left(\vec{\theta}'\right). \qquad (۳۱)$$

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

---

۱. noise



شکل ۵. نقشهٔ 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.

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

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 به‌دست آمده است و برای تمام نقاط آن همان‌طور که انتظار داریم $\kappa < ۱$. با رسم پربند[۲]ها، قله‌های جرم آشکار می‌شوند. برای تأیید صحت قله‌های به‌دست 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 اندازهٔ ۴۵ درجه به‌دست می‌آید. بنابراین اگر در یک نقطه، قله به علت حضور واقعی جرم به‌وجود 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.

۶. خلاصه و نتیجه‌گیری

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 اندازهٔ کهکشان‌های پس زمینه برای کشف و محاسبهٔ 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.

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

۲. contour

در ادامه این کار می‌توان با تهیه انتقال بـه سـرخ قلـه‌هـا یـا محاسبهٔ آن به روش نورسنجی و برازش آنها بـا مـدل NFW و تعیین پارامترهای لازم، جرم قله‌ها را محاسبه کنیم.

مراجع

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 Hetterscheidt, 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** (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 Intrinsitic 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.

قدرداني

از میشا شیرمر[۱] به خاطر راهنمایی‌های ارزشمندشان سپاسگزاری می‌کنیم. همچنین از کاترین هیمنز و لودویک ون وربکـه بـرای در اختیار گذاشتن کد KSBf90 تشکر می‌نماییم.

۱. Mischa Schirmer