



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

**CAMPO DE VELOCIDADES NA REGIÃO DE COLAPSO DO
AGLOMERADO DE GALÁXIAS ABELL 1942**

**RELATÓRIO FINAL DE PROJETO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA
(PIBIC/CNPq/INPE)**

**Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes (UNESP, Bolsista PIBIC/CNPq)
E-mail: pedroh_demoraes@hotmail.com**

**Dr. Hugo Vicente Capelato (DAS/INPE, Orientador)
E-mail: hugo@das.inpe.br**

Julho de 2008

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

CAPÍTULO 2 – FORMAÇÃO E EVOLUÇÃO DOS AGLOMERADOS

CAPÍTULO 3 – UMA INTRODUÇÃO À MATÉRIA ESCURA

CAPÍTULO 4 – O PROJETO

CAPÍTULO 5 – PRÓXIMAS ETAPAS

REFERÊNCIAS

Introdução

Os aglomerados de galáxias são as estruturas de maior massa no Universo. Existem várias evidências de que os aglomerados de galáxias ainda não estejam completamente formados. É provável que as suas partes mais centrais já estejam relaxadas e em equilíbrio, no entanto, acumulam-se evidências de que suas partes mais exteriores ainda estejam sofrendo processos de acreção de matéria, na forma de galáxias, ou mesmo grupos de galáxias, que seriam responsáveis pelas subestruturas observadas em projeção na periferia dos aglomerados. Estes materiais em acreção constituiriam as partes remanescentes, recentemente descoladas do fluxo cosmológico, que agora estão caindo sobre a região central, já relaxada.

Os aglomerados oferecem uma sondagem das propriedades das galáxias e da distribuição de matéria em escalas intermediárias do universo. Através do estudo dos aglomerados de galáxias podemos obter conhecimento sobre a evolução das galáxias e suas interações umas com as outras e com o meio intergalático do aglomerado, bem como a distribuição e natureza da matéria escura, que domina sua dinâmica.

A maioria dos estudos dos aglomerados está concentrada na região central dos mesmos, onde o aglomerado está provavelmente em equilíbrio. Estudos da região infall, nos informam que nessa região, as galáxias estão caindo em direção à barreira de potencial gravitacional do aglomerado e ainda não atingiram o equilíbrio. Ainda nessa região, talvez a maioria das galáxias esteja em sua primeira órbita ao redor do centro do aglomerado.

Formação e Evolução dos Aglomerados

O princípio cosmológico estabelece que em escalas suficientemente grandes, o Universo é isotrópico e homogêneo. Essa escala está além de 100Mpc. Em escalas menores, percebemos que o Universo contém perturbações de densidade, que fazem com que sua matéria não seja distribuída homogeneamente. Estas perturbações apresentam-se como galáxias (escalas de 0.3 - 0.5 Mpc), grupos e aglomerados ricos de galáxias (escalas de 1 – 5 Mpc), superaglomerados de galáxias, reunindo dezenas de grupos e aglomerados (escalas de 50Mpc), e grandes estruturas filamentosárias interligando esses sistemas (escalas de 100 Mpc). Dentre os maiores sistemas, apenas os grupos e aglomerados de galáxias são encontrados relaxados e em estado de equilíbrio, ao menos em suas regiões centrais. Isso é comprovado, por exemplo, através de sua distribuição de matéria (galáxias e gás interior) aproximadamente esférica e pela distribuição de velocidades de suas galáxias, muito bem aproximada por uma lei gaussiana que indica o equilíbrio estático.

Uma questão importante é entender como esses sistemas puderam ser formados a partir de um universo essencialmente homogêneo, tal como postula o Princípio Cosmológico. Supõe-se então que o Big-Bang tenha induzido a produção de flutuações de densidade, inicialmente de amplitudes infinitesimais, as quais evoluíram por influência essencial da gravidade, dando origem às inomogeneidades que observamos hoje, como galáxias, aglomerados de galáxias etc.

Chamemos o contraste de densidade da região de δ , que é dado em função da densidade local ρ e da densidade média $\bar{\rho}$:

$$\delta = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$$

Se considerarmos o universo num certo instante de tempo t_i , com flutuações de densidade de contraste $\delta(\vec{x}, t)$, podemos dividi-lo em duas regiões: densa ($\delta > 0$) e rarefeita ($\delta < 0$). As regiões densas devem colapsar e formar estruturas limitadas. Nessas regiões, a gravidade irá trabalhar contra a expansão do universo, fazendo com que elas expandam mais lentamente que o universo, que é regido pela densidade média de matéria e energia, $\bar{\rho}$, dada por $\bar{\rho} = \rho_{matéria} + \rho_{radiação} + \rho_{energia\ escura}$. Essa diminuição na taxa de expansão faz com que o contraste de densidade entre a região densa e o universo cresça e, conseqüentemente, faz a energia potencial gravitacional da concentração de massa daquela região tornar-se mais dominante. Eventualmente, essa região irá colapsar sobre si mesma e formar um sistema limitado.

A teoria criada para se estudar a evolução das inomogeneidades divide-se em dois regimes: teoria da perturbação linear e teoria da perturbação não-linear.

A teoria da perturbação linear é usada em casos onde $\delta \ll 1$. Como essa perturbação tem amplitude pequena, nesse caso, a expansão do universo é considerada aproximadamente isotrópica. Uma maneira bastante usual de se trabalhar com o campo de perturbações de densidade $\delta(\vec{r})$ é expressa da seguinte forma:

$$\delta(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k \delta_{\vec{k}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

onde cada componente de Fourier $\delta_{\vec{k}}$ é encontrado através da integral:

$$\delta_{\vec{k}} = \frac{1}{V} \int d^3r \delta(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

Usando a transformada de Fourier, obtemos a partir de $\delta(\vec{r})$, um infinito número de ondas planas, cada uma com número de onda \vec{k} (comprimento de onda $\lambda = 2\pi/k$) e amplitude $\delta_{\vec{k}}$. Se tivermos completo conhecimento de $\delta(\vec{r})$, podemos calcular todos os componentes de Fourier $\delta_{\vec{k}}$ e vice-versa. O espectro de potência das flutuações é definido por $P(k) = \langle |\delta_{\vec{k}}|^2 \rangle$. A teoria de origem das flutuações a partir de flutuações quânticas durante a época de inflação prevê que $P(k) = Ak^n$, onde A é uma constante e $n \sim 1$. Assim, teríamos

$$\langle |\delta_{\vec{k}}|^2 \rangle \propto k.$$

Mas

$$k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

então as flutuações iniciais de maior contraste seriam aquelas de menor escala.

Uma vez que os desvios se tornam grandes (após a perturbação de densidades ter evoluído suficientemente), a teoria linear falha e a teoria não-linear deve ser usada. Descrevemos no relatório anterior os aspectos mais importantes da teoria não-linear.

Matéria Escura

A matéria escura seria uma forma de matéria que não emite, não absorve, nem espalha luz. A única interação à qual ela reage é a gravitação. A maior parte da matéria no universo seria formada pela chamada matéria escura, assim, ela tem um papel fundamental na formação e evolução das galáxias.

O primeiro astrônomo a sugerir a existência da matéria escura foi Fritz Zwicky, em 1933. Em seu estudo, ele aplicou o teorema do virial ao aglomerado de Coma, percebendo que as estrelas e gases visíveis não poderiam prover a atração gravitacional necessária para manter o aglomerado unido. Zwicky então concluiu que havia muito mais massa no aglomerado do que a que poderia ser atribuída à matéria conhecida.

Outra forte evidência da existência da matéria escura ocorreu na década de 70, a partir dos estudos de Vera Rubin. Em seus estudos sobre os movimentos de rotação das galáxias, ela descobriu que suas velocidades de rotação crescem até certo valor do raio da galáxia e depois permanecem aproximadamente constantes (figura 1). Analisando a questão de forma kepleriana, vemos que essa velocidade pode ser dada por:

$$v_r = \sqrt{\frac{M(<r)G}{r}}$$

Assim, uma velocidade constante implica em:

$$M(r) \propto r.$$

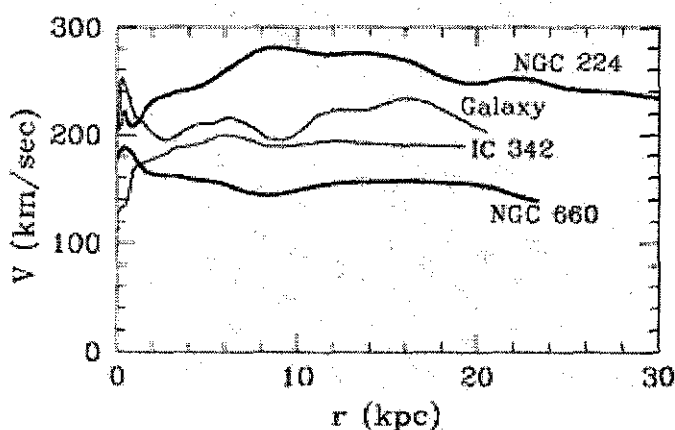


Figura 1 – Curvas de rotação de algumas galáxias espirais

Nada se sabe a respeito da natureza da matéria escura, além do fato que ela interage unicamente através da gravitação. As teorias de unificação das forças prevêm que as quebras de simetria ocorrendo durante as fases muito iniciais do Universo devam produzir diversas famílias de partículas fracamente interagentes, algumas bastantes estáveis e que poderiam constituir a matéria escura postulada pelos estudos astronômicos, tais como os

mencionados acima. Nesta hipótese, duas grandes classes de matéria escura podem ser distinguidas:

- Matéria escura “quente”: constituída por partículas relativísticas quando se desacoplam. No entanto, se toda matéria escura fosse quente (no sentido acima), as primeiras estruturas a se formar deveriam ser muito massivas enquanto que as estruturas menores seriam formadas por fragmentação das estruturas maiores (teoria das panquecas ou “top-down”).
- Matéria escura “fria”: as partículas seriam não-relativísticas quando se desacoplam; Neste caso é possível formar estruturas pequenas e pouco massivas desde o início, possibilitando um cenário hierárquico de formação de estruturas (“bottom-up”), coerente com o espectro de flutuações primordiais previsto pela teoria.

onde v_r é a componente radial da velocidade e v_t a componente tangencial, definida a partir das componentes polares (v_r, v_θ, v_ϕ) como:

$$\langle v_t^2 \rangle = \langle v_\theta^2 + v_\phi^2 \rangle = 2\langle v_\theta^2 \rangle$$

a ultima igualdade valendo para um campo de velocidades sem movimentos macroscópicos de rotação, como parece ser o caso dos aglomerados de galáxias.

O argumento consiste em considerarmos uma casca com massa

$$dm = 4\pi\rho r^2 dr.$$

Como a velocidade de escape no aglomerado, a uma certa distancia radial r é dada por:

$$\langle v_{esc}^2(r) \rangle = -2\phi(r).$$

podemos escrever dm como

$$dm = -2\pi \langle v_{esc}^2(r) \rangle \frac{\rho(r)r^2}{\phi(r)} dr.$$

Se definirmos uma função $\mathcal{F}(r)$, como

$$\mathcal{F}(r) = -2\pi G \frac{\rho(r)r^2}{\phi(r)},$$

escrevemos a massa em torno do halo como:

$$GM(< r) - GM(< r_0) = \int_{r_0}^r dr \langle v_{esc}^2(r) \rangle \mathcal{F}(r).$$

Observações de aglomerados nos provêm somente o componente v_{ios} da velocidade de escape ao longo da linha de visada a uma distância projetada r_\perp . Se a componente tangencial $v_t(r_\perp)$ do campo de velocidades for isotrópica, temos $\langle v_t^2(r_\perp) \rangle = 2\langle v_{ios}^2(r_\perp) \rangle$ (Figura 2), de maneira que o parâmetro de anisotropia da velocidade passa a ser escrito como:

$$\beta(r_\perp) = 1 - \frac{2\langle v_{ios}^2(r_\perp) \rangle}{2\langle v_{r_\perp}^2 \rangle} = 1 - \frac{\langle v_{ios}^2(r_\perp) \rangle}{\langle v_{r_\perp}^2 \rangle}.$$

Assim

$$\langle v_{r_\perp}^2 \rangle = \frac{\langle v_{ios}^2(r_\perp) \rangle}{1 - \beta(r_\perp)}$$

Mas

$$\langle v_{esc}^2(r_{\perp}) \rangle = \langle v_{r_{\perp}}^2 \rangle + \langle v_t^2(r_{\perp}) \rangle = \langle v_{r_{\perp}}^2 \rangle + 2\langle v_{ios}^2(r_{\perp}) \rangle = \frac{\langle v_{ios}^2(r_{\perp}) \rangle}{1 - \beta(r_{\perp})} + 2\langle v_{ios}^2(r_{\perp}) \rangle$$

e com um pouco de álgebra, escrevemos

$$\langle v_{esc}^2(r_{\perp}) \rangle = \frac{3 - 2\beta(r_{\perp})}{1 - \beta(r_{\perp})} \langle v_{ios}^2(r_{\perp}) \rangle.$$

Com isso, a equação para o estimador de massas se torna:

$$GM(< r_{\perp}) - GM(r_0) = \int_{r_0}^{r_{\perp}} dx \langle v_{ios}^2(x) \rangle \mathcal{F}_{\beta}(x),$$

onde

$$\mathcal{F}_{\beta}(r) = g(\beta) \mathcal{F}(r)$$

com

$$g(\beta) = \frac{3 - 2\beta(r_{\perp})}{1 - \beta(r_{\perp})}$$

Agora definimos a quantidade

$$\phi_{\beta}(r_{\perp}) \equiv \frac{2|\phi(r_{\perp})|}{g(\beta)}.$$

Como

$$2|\phi(r_{\perp})| \simeq \langle v_{esc}^2(r_{\perp}) \rangle,$$

podemos escrever

$$\phi_{\beta}(r_{\perp}) \simeq \langle v_t^2(r_{\perp}) \rangle = \langle v_{ios}^2(r_{\perp}) \rangle.$$

Comparações com aglomerados em simulações de N corpos, indicam que $\phi_{\beta}(r_{\perp})$, computado com toda a informação do espaço de fases, concorda, dentro das incertezas, com a amplitude das cáusticas $\mathcal{A}^2(r_{\perp})$. Então podemos considerar $\mathcal{A}^2(r_{\perp})$ como uma medida de $\phi_{\beta}(r_{\perp})$:

$$\phi_{\beta}(r_{\perp}) \rightarrow \mathcal{A}^2(r_{\perp})$$

e escrever

$$GM(< r_2) - GM(r_0) = \mathcal{F}_\beta \int_{r_0}^{r_1} dx A^2(x),$$

assumindo $\mathcal{F}_\beta(r) = \text{constante} = \mathcal{F}_\beta$.

A análise da figura abaixo nos oferece com boa aproximação, a localidade das cáusticas do aglomerado Abell 1942.

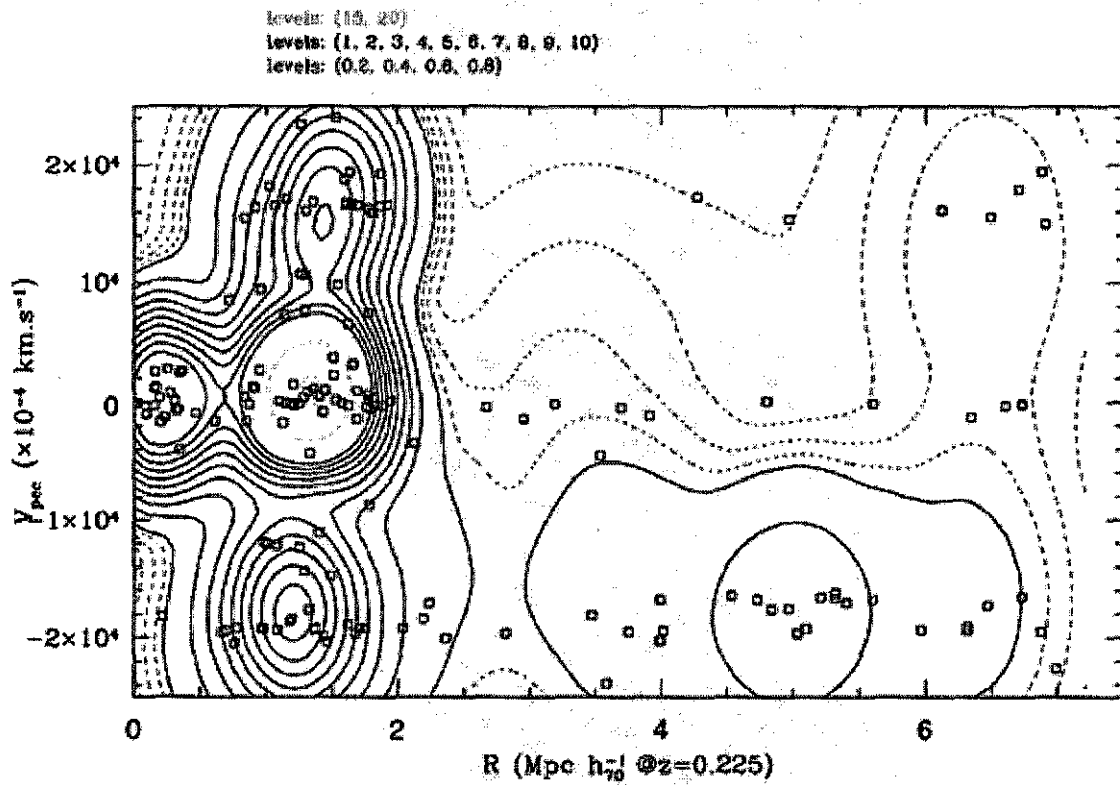


Figura 3 – Curvas de densidade do diagrama *velocidade peculiar x raio* do aglomerado de galáxias Abell 1942

Próximas Etapas

A próxima etapa do trabalho consiste em encontrar o valor da amplitude das cóusticas do aglomerado de galáxias Abell 1942, para que através da teoria desenvolvida no presente relatório, possamos estimar a massa de matéria escura interna à região.

Referências:

- Kent, S.M. e Gunn, J.E. 1982. *Astron. J.* **87**, 945
- Kaiser, N. 1987. *Astron. Soc.* **227**, 1
- Regos, E. e Geller, M.J. 1989. *Astron. J.* **98**, 755
- Diaferio, A. e Geller, M.J. 1996. *Astrophys. J.* **481**, 633
- Geller, M.J., Diaferio, A., e Kurtz, M.J. 1999. *Astrophys. J.* **517**, L23
- Diaferio, A. 1999. *Astron. Soc.* **309**, 610
- Rines, K., Geller, M.J., Diaferio, A., Mohr, J.J., e Wegner, G.A. 2000. *Astron. Soc.*
- Rines, K., Geller, M.J., Kurtz, M.J., Diaferio, A. 2003. *Astron. J.* **126**, 2152
- Padmanabhan, T. *Structure Formation in the Universe*. Cambridge University Press, 1993
- Ryden, B. *Introduction to Cosmology*. Addison Wesley, 2003
- Longair, M. S. *Galaxy Formation*. Springer, 1998
- Binney, J. e Tremaine, S. *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, 1987.