

REALIZAÇÃO NUMÉRICA DE AGLOMERADOS DE GALÁXIAS EM PROCESSO DE FUSÃO

VOLERT, Ricardo Cezar RU 738321

STIER, Paulo Henrique, RU 3433638

RESUMO

Aglomerados de galáxias são gigantescos laboratórios de galáxias onde várias informações podem ser observadas por meio do óptico, dos raios X e de rádio. Entretanto, para esclarecer eventuais dúvidas referentes aos aglomerados, devido as limitações observacionais, simulações computacionais podem auxiliar e fornecer novas informações. Objetivando analisar o comportamento do gás durante um processo de colisão entre aglomerados de galáxias, realizamos várias simulações computacionais de baixa resolução, considerando um processo de colisão hipotético de subaglomerados, mas abordando alguns dos principais aspectos que seriam necessários em uma simulação computacional referente a um aglomerado real, que são os mapas de temperatura e de densidade, além dos perfis de temperatura. Foram consideradas nas simulações diversos afastamentos iniciais e a aplicação de parâmetros de impacto para verificar as diferenças significativas que podem surgir na morfologia das ondas de choque. Obtivemos vários de modelos hipotéticos, ou seja, exemplos, apenas considerando uma situação idealizada de aproximação radial de dois subaglomerados para demonstrar algumas das dificuldades existentes em uma modelagem de alta resolução. Além disso pudemos verificar, entre outras informações que, inicialmente, a aproximação de um aglomerado (de maior velocidade) em relação ao outro (menor velocidade) é o fator principal que influencia o sentido de uma onda de choque.

Palavras-chave: Astrofísica Extragaláctica. Simulações Numéricas.
Aglomerados de Galáxias.

1. INTRODUÇÃO

Os aglomerados de galáxias são uma das maiores estruturas gravitacionalmente interligadas e apresentam uma massa da ordem de 10^{14} - 10^{15} $M_{\odot}$, além de conter centenas ou milhares de galáxias, no entanto, estas correspondem apenas à ~2% da massa total do aglomerado, uma vez que o gás apresenta ~13% da massa total e o restante se apresenta como matéria escura (Schneider, 2014). Obtemos informações sobre possíveis colisões entre aglomerados de galáxias devido as emissões em rádio e em raios X, portanto podemos descrever que os aglomerados de galáxias são os mais importantes aceleradores de partículas do Universo.

Através das observações por meio de raios X e de rádio, constataram-se diferentes padrões no processo de colisão como, por exemplo, a existência de frentes de choque (Rahaman, 2021), pontes de gás (Botteon, 2020), *sloshing* (Machado e Lima Neto, 2015) e dissociação do gás e da matéria escura (Machado *et. al.*, 2015).

Inúmeras vezes os aglomerados de galáxias foram simulados no passado, utilizando partículas computacionais de gás que se atraíam gravitacionalmente, no entanto, devido ao conceito de matéria escura não estar bem estabelecido e devido ao fato que o gás simulado não considerava a interação hidrodinâmica, estas simulações apresentavam discrepâncias significativas (e.g.: Peebles, 1970). Com a evolução dos códigos de simulações cosmológicas, a matéria escura passou a ser utilizada e métodos hidrodinâmicos foram empregados para o tratamento do gás (e.g.: Gingold, 1977; ZuHone, 2011).

Nos códigos de simulações cosmológicas e de astrofísica extragaláctica ocorre a interação gravitacional para partículas computacionais de matéria escura e de gás, no entanto, a hidrodinâmica é adotada somente para partículas computacionais de gás.

Devido à complexidade das simulações, são necessários supercomputadores para que os códigos existentes executem modelagens numéricas com altíssimo número de partículas, a fim de se obter um resultado

cada vez mais significativo com uma melhor precisão nos dados. Entre os códigos existentes, o Gadget-2 (Springel, 2005) foi importante para a determinação do atual modelo de concordância, além disso, por meio deste código, foi gerado uma das mais conhecidas simulações cosmológicas, a *Millenium Run*.

Para aglomerados de galáxias utilizamos os mesmos códigos de modelagem cosmológica e como a massa das galáxias é insignificante comparado ao gás e a matéria escura, podemos suprimir a sua existência. Assim, consideramos que em geral, para um aglomerado de galáxias, 15% de sua massa bariônica representa o gás e 85% de sua massa é proveniente da matéria escura. Para construir um halo de gás é utilizado o perfil de densidade de Dehnen e para o halo de matéria escura é utilizado o perfil de densidade de Hernquist (Machado e Lima Neto, 2013).

Existe um parâmetro que se chama densidade crítica e é este parâmetro que é adotado na cosmologia para representar a geometria do Universo como plana. Em um aglomerado de galáxias, quando este possui em um determinado raio uma massa contida igual à 200 vezes a densidade crítica, obtemos a massa do virial e o raio virial (Sarazin, 2002). Um sistema é gravitacionalmente estável é chamado de virializado (equilíbrio) e um aglomerado virializado não está em processo de fusão. Através de simulações numéricas, consideramos que as estruturas dos aglomerados encontram-se inicialmente virializadas e a uma distância superior a soma dos seus raios do virial.

Quando os aglomerados se aproximam gravitacionalmente e os seus raios do virial somados são maiores do que à distância de separação entre as estruturas, observamos uma compressão de gás nos limites entre os aglomerados, que representam a construção de ondas de choque com número de Mach $M=2-3$ (Machado e Lima Neto, 2013), além claro, de pontes de gás de baixa densidade e de baixa emissividade de raios X ligando ambas as estruturas (e.g.: Botteon, 2020). Observacionalmente, o número de Mach pode ser determinado pelo salto de temperatura na frente de choque (Machado e Lima Neto, 2013), no entanto, diversos problemas podem surgir como, compreender o sentido da onda de choque, uma vez que a morfologia é altamente dependente da dinâmica do sistema, além de diversas outras dificuldades observacionais, como a obtenção das velocidades das estruturas, a inclinação com relação ao

plano do céu, etc., tornando assim, a necessidade de simulações computacionais para auxiliar na compreensão dos processos de fusão entre aglomerados de galáxias.

Normalmente aglomerados de galáxias são simulados com estruturas binárias separadas à ~ 2 Mpc no eixo-x com velocidades relativas iniciais de ~ 1000 km/s, onde o gás é ideal e monoatômico, com índice adiabático de $\gamma=5/3$ (e.g.: Machado e Lima Neto, 2013; Machado e Lima Neto, 2015; Machado et. al., 2015) e apresentam inicialmente, um parâmetro de impacto b , que nada mais é do que um afastamento de uma das estruturas no eixo-y e normalmente b assume valores de ~ 250 kpc (Sarazin, 2002).

Neste trabalho, mesmo diante das diversas limitações, consideraremos um caso genérico de uma colisão entre aglomerados de galáxias e realizaremos numericamente a colisão entre dois aglomerados por meio de aproximações radiais entre ambos e analisaremos algumas das propriedades que auxiliam na escolha de um melhor modelo para um aglomerado por meio de mapas de temperatura ponderada pela emissividade ($\propto \rho^2 T^{1/2}$), mapas de densidade projetada, além de perfis de temperatura, velocidade e distribuição de massa ao longo do eixo de colisão.

Neste trabalho foi adotado como padrão o Λ CDM (*lambda cold dark matter cosmology*), com constante de Hubble em $H_0=70$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, o parâmetro de densidade de matéria como $\Omega_M=0.3$ e de densidade de energia escura como $\Omega_\Lambda=0.7$.

Nas simulações serão utilizadas 2×10^4 partículas de matéria escura e 2×10^4 partículas de gás, tornando assim, simulações que podem ser executadas em computadores pessoais, entretanto, para uma baixa resolução. Em simulações numéricas, seriam necessários dados provenientes de análise das observações para se conhecer os reais valores de temperaturas, massas e raios do virial de ambas as estruturas, bem como a separação entre elas, uma vez que os vínculos observacionais são critérios de eliminação para péssimos modelos.

Além disso, normalmente, simulações numéricas de aglomerados de galáxias requerem inúmeras simulações em um esforço inimaginável para se obter um melhor modelo em algum cenário que consiga descrever a história dinâmica de um aglomerado e que complementarmente, reportem informações

adicionais que auxiliem na compreensão destas estruturas. De forma simplificada desconsideraremos uma possível inclinação com relação ao plano de céu e também não será adotado nenhuma possível rotação no eixo do plano do céu (eixo-z). Procuramos analisar diversos cenários, considerando que os aglomerados apresentem massas iguais ou diferentes, onde analisaremos as diferenças entre um parâmetro de impacto nulo e um parâmetro de impacto de 250 kpc e também analisaremos quais fatores determinam a formação e o sentido da onda de choque.

2. METODOLOGIA

Para gerar as condições iniciais dos aglomerados de galáxias, foi necessário a utilização do código clustep que utilizando os perfis de densidade de Hernquist e Dehnen (Machado e Lima Neto, 2013), geram arquivos de condições iniciais de partículas de gás e de matéria escura que podem ser simuladas com o Gadget-2. Duas estruturas de aglomerados foram desenvolvidas, sendo elas denominadas neste trabalho como aglomerado A e aglomerado B (ver tabela 1).

TABELA 1 – Parâmetros dos aglomerados hipotéticos utilizados nas simulações numéricas. Na tabela apresentam-se r_G , r_H , r_{200} , M_{200} e T para os aglomerados A e B.

Propriedades	Aglomerado A	Aglomerado B
$r_G(\text{kpc})$	200	
$r_H(\text{kpc})$	400	
$r_{200}(\text{kpc})$	1938	1497
$M_{200}(\times 10^{14} M_\odot)$	8.31	3.83
$T(\text{keV})$	9.36	4.68

Fonte: O autor. (Você deve colocar a fonte de onde obteve estas informações, salvo se você realizou os experimentos e pesquisas que levaram a estes dados)

Foram escolhidos para a modelagem sistemas de estruturas binárias onde os aglomerados possuem massas iguais (onde é utilizado o aglomerado A para ambas as estruturas) e também sistemas binários onde as massas de

ambas as estruturas são diferentes (onde é utilizado o aglomerado A para a estrutura à esquerda e o aglomerado B para a estrutura a direita).

Em seguida, utilizando o Gadget-2, executamos simulações numéricas com evolução temporal de ~ 2 Gyr e que consideram diversos afastamentos iniciais entre as estruturas na direção O-E, variando este afastamento inicial entre 1-4 Mpc e aplicando parâmetros de impacto de $b=0$ kpc e $b=250$ kpc, o resultou em 16 modelos numéricos em quatro diferentes cenários de aproximação radial (ver tabela 2).

TABELA 2 – Tabela de condições iniciais para as simulações numéricas com velocidade relativa inicial de 1000 km/s. Cenário A: afastamento inicial de 1 Mpc. Cenário B: afastamento inicial de 2 Mpc. Cenário C: afastamento inicial de 3 Mpc. Cenário D: afastamento inicial de 4 Mpc. Os modelos pares representam aproximações com passagem pericêntrica e os modelos ímpares representam aproximações com passagem centrais.

Composição do sistema binário	Parâmetro de impacto (b) (kpc)	Cenário A	Cenário B	Cenário C	Cenário D
Massas iguais (A-A)	0	A1	B1	C1	D1
	250	A2	B2	C2	D2
Massas diferentes (A-B)	0	A3	B3	C3	D3
	250	A4	B4	C4	D4

Fonte: O autor. (Idem observação acima)

Para a visualização dos arquivos de saída (*snapshot*) das simulações foi utilizado a biblioteca em Python denominada yt onde por meio dela podemos observar os mapas de densidade projetada e os mapas de temperatura ponderada pela emissividade. Entretanto, o yt necessitou ser modificado pois o mesmo não possui como padrão o cálculo de temperatura de um gás totalmente ionizado (Hansen e Kawaler, 1994), assim, foi corrigido o cálculo do peso molecular médio μ no código para:

$$\mu = \frac{1}{X + \frac{1-X}{4}}$$

onde X representa a fração de hidrogênio ($\sim 76\%$) nos aglomerados de galáxias.

Conforme uma região de onda de choque avança pelo eixo de colisão, a região que sofre colisão é denominada *pos-shock* e a região em frente da onda de choque se chama *pre-shock*.

Neste trabalho teórico/computacional, por não estarmos lidando com um

real aglomerado de galáxias a ser modelado, mas sim um exemplo de tal simulação, não existe um tempo arbitrário que possa ser definido como melhor momento, ou seja, um instante de tempo arbitrário que corresponda a uma observação atual de algum aglomerado, entretanto, fixamos neste trabalho que o melhor momento, ocorre na passagem pericêntrica ou central de ambas as estruturas, mas outros instantes arbitrários também serão considerados para auxiliar a compreensão do comportamento da dinâmica do gás entre as estruturas simuladas.

3. RESULTADOS

A partir das simulações realizadas, foi possível obter com a evolução temporal, os mapas de temperatura e densidade em cada cenário (ver figuras 1-16).

Os aglomerados possuem duas estruturas que podem ser o aglomerado 01 e o aglomerado 02, por este motivo, considerando o plano do céu, denominamos genericamente esta estrutura como R1234 e portanto, a estrutura à esquerda do aglomerado representará o subaglomerado R1234E e a estrutura à direita do aglomerado representará o subaglomerado R1234O.

Através dos mapas de densidade foi possível determinar o instante que ocorre a passagem central ou a pericêntrica, que conforme anteriormente citado, representa o melhor instante de tempo (ver tabela 3). Infelizmente para os modelos D3 e D4, os melhores instantes de tempo não foram possíveis de ser obtidos devido ao término da simulação computacional definida como padrão para os demais modelos em ~ 2 Gyr.

TABELA 3 – Melhores instantes de tempo para cada modelo simulado.

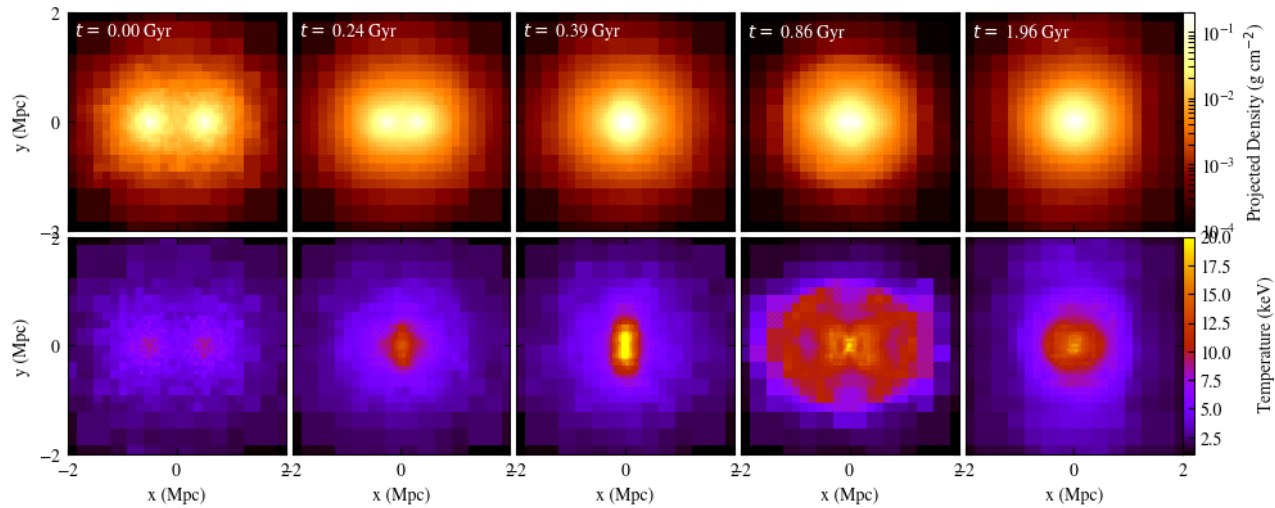
Modelo	Melhor instante (Gyr)
A1	0.39
A2	0.39
A3	0.46
A4	0.46
B1	0.86

B2	0.86
B3	0.95
B4	0.95
C1	1.39
C2	1.39
C3	1.52
C4	1.52
D1	1.96
D2	1.96
D3	Não foi possível
D4	Não foi possível

Fonte: O autor.

3.1. Evolução temporal

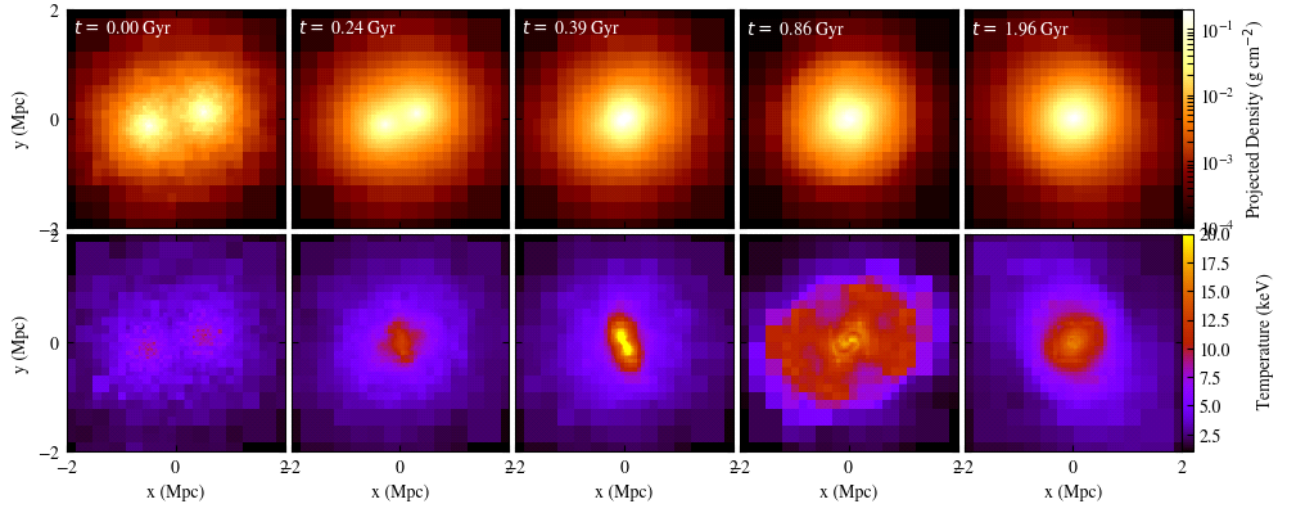
Figura 1 – Quadros referentes a evolução do modelo A1 considerando uma evolução temporal de ~2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 1 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.39 Gyr.



Fonte: O autor.

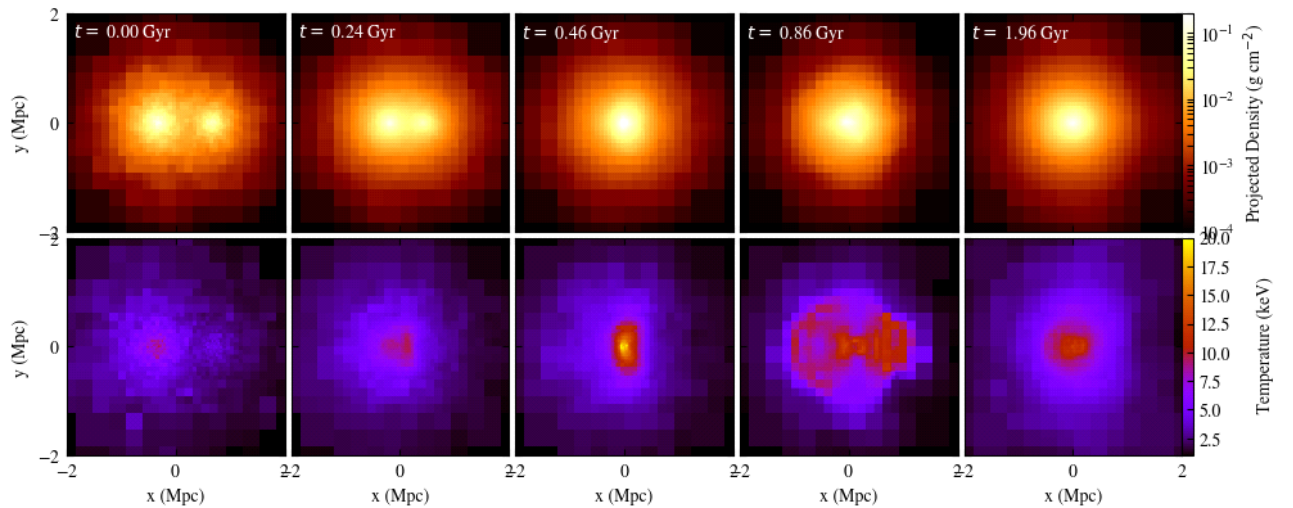
Figura 2 – Quadros referentes a evolução do modelo A2 considerando uma evolução temporal de ~2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 1 Mpc. Acima: densidade

projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.39 Gyr.



Fonte: O autor.

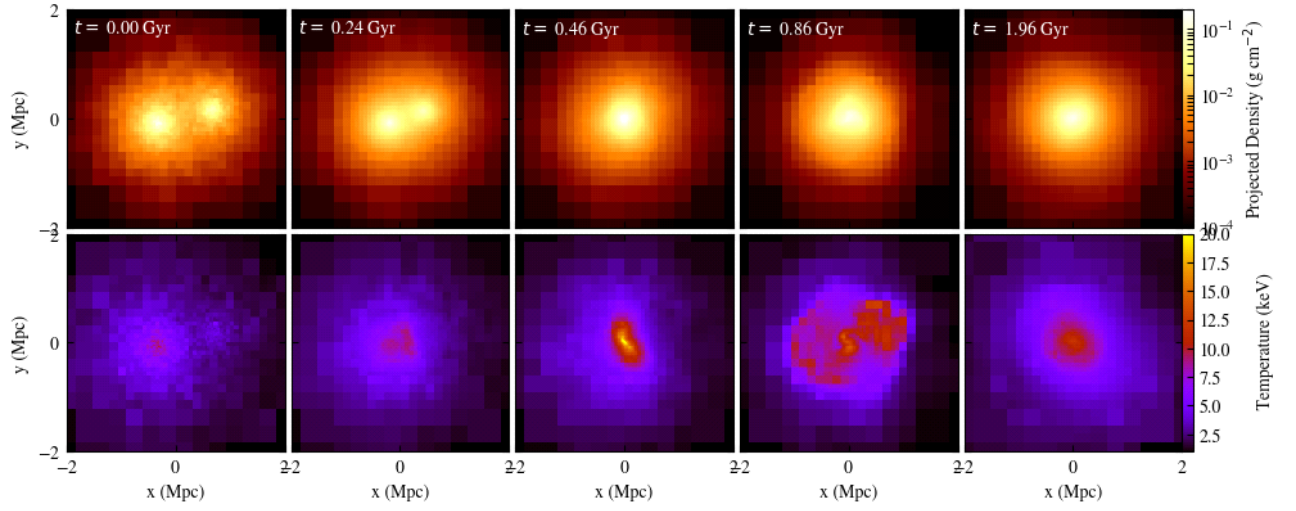
Figura 3 – Quadros referentes a evolução do modelo A3 considerando uma evolução temporal de ~2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 1 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.46 Gyr.



Fonte: O autor.

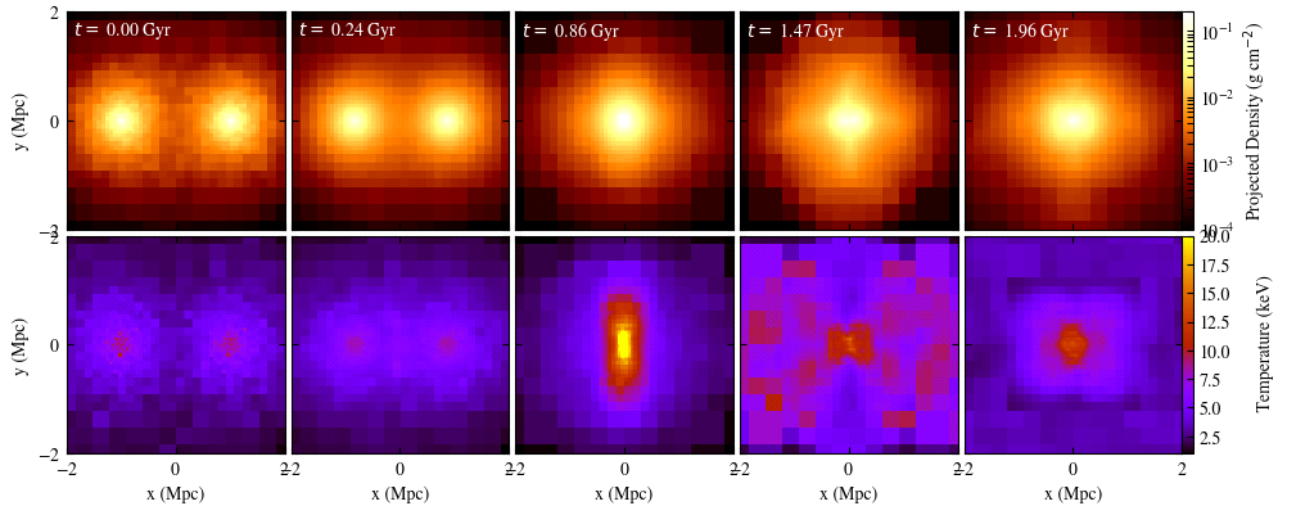
Figura 4 – Quadros referentes a evolução do modelo A4 considerando uma evolução temporal de ~2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 1 Mpc. Acima: densidade

projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.46 Gyr.



Fonte: O autor.

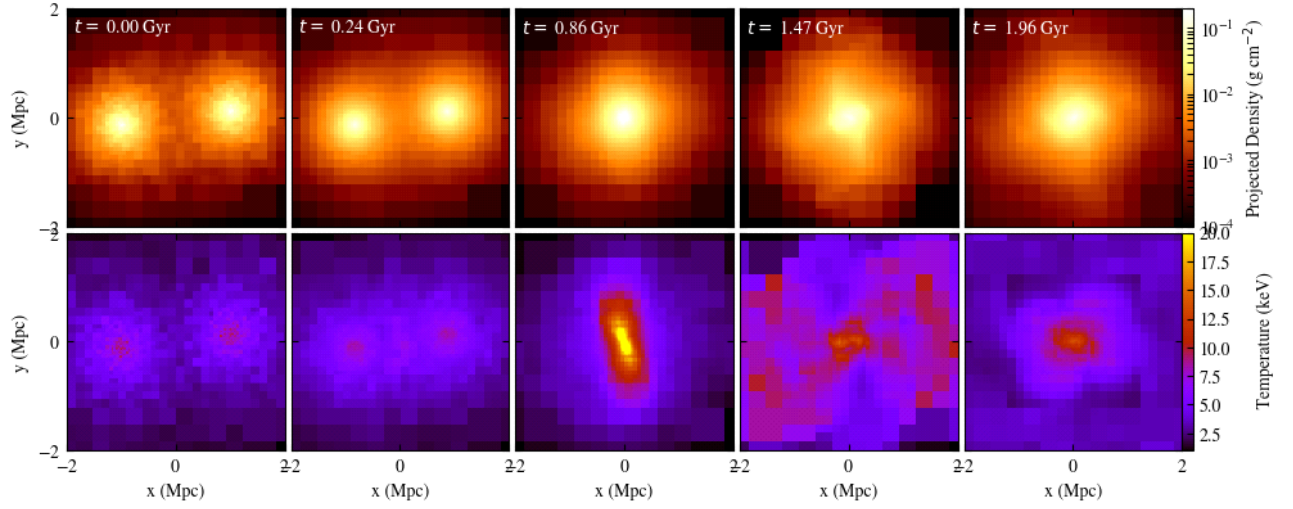
Figura 5 – Quadros referentes a evolução do modelo B1 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 2 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.86 Gyr.



Fonte: O autor.

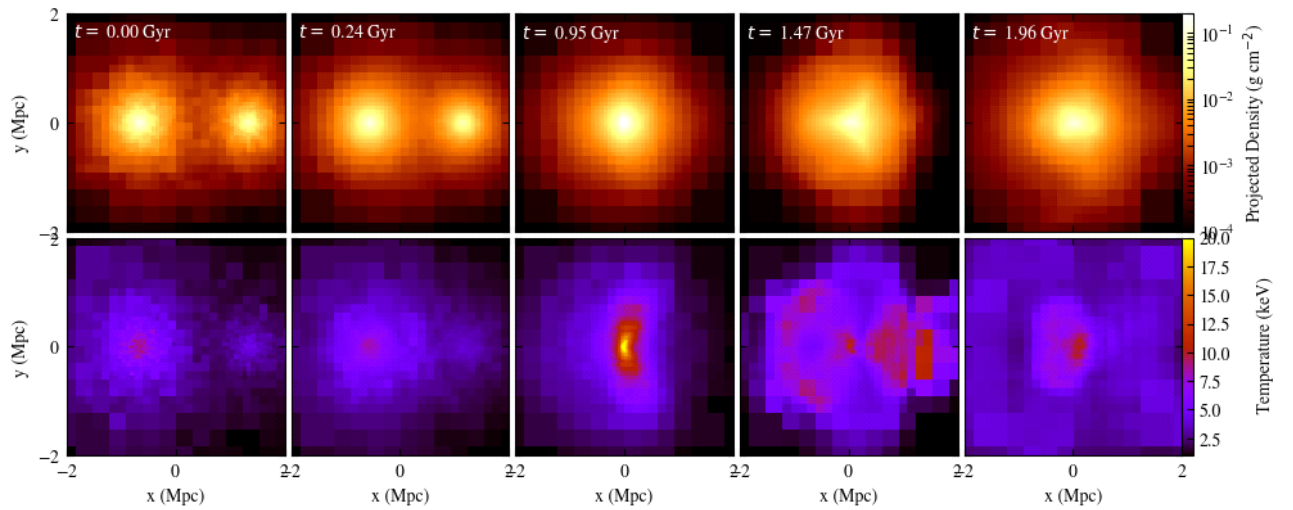
Figura 6 – Quadros referentes a evolução do modelo B2 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem

pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 2 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.86 Gyr.



Fonte: O autor.

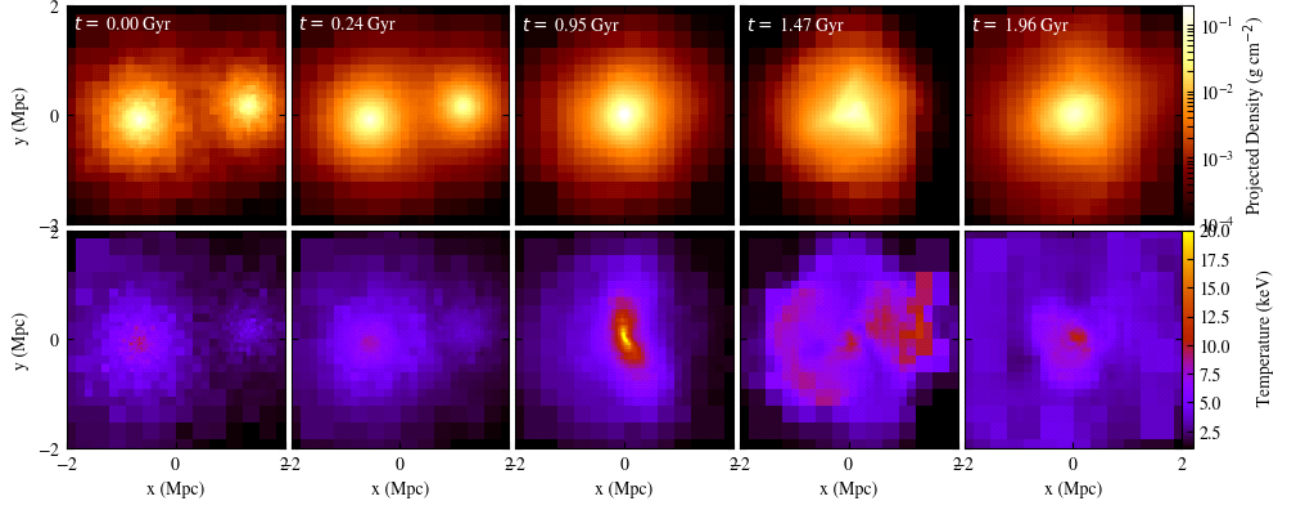
Figura 7 – Quadros referentes a evolução do modelo B3 considerando uma evolução temporal de ~2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 2 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.95 Gyr.



Fonte: O autor.

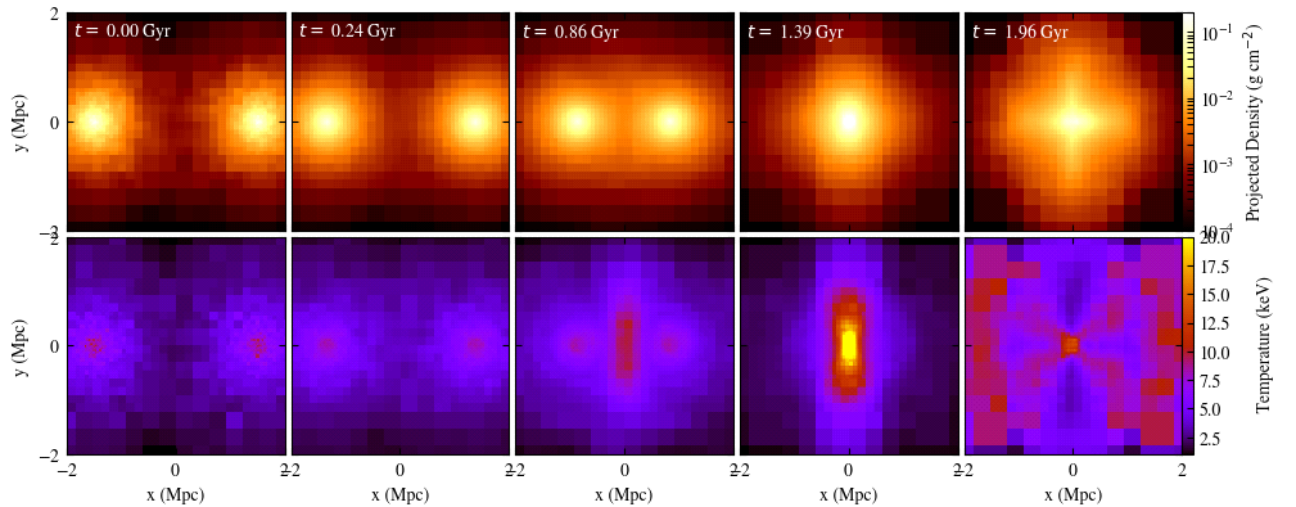
Figura 8 – Quadros referentes a evolução do modelo B4 considerando uma evolução temporal de ~2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 2 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.95 Gyr.

de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 2 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 0.95 Gyr.



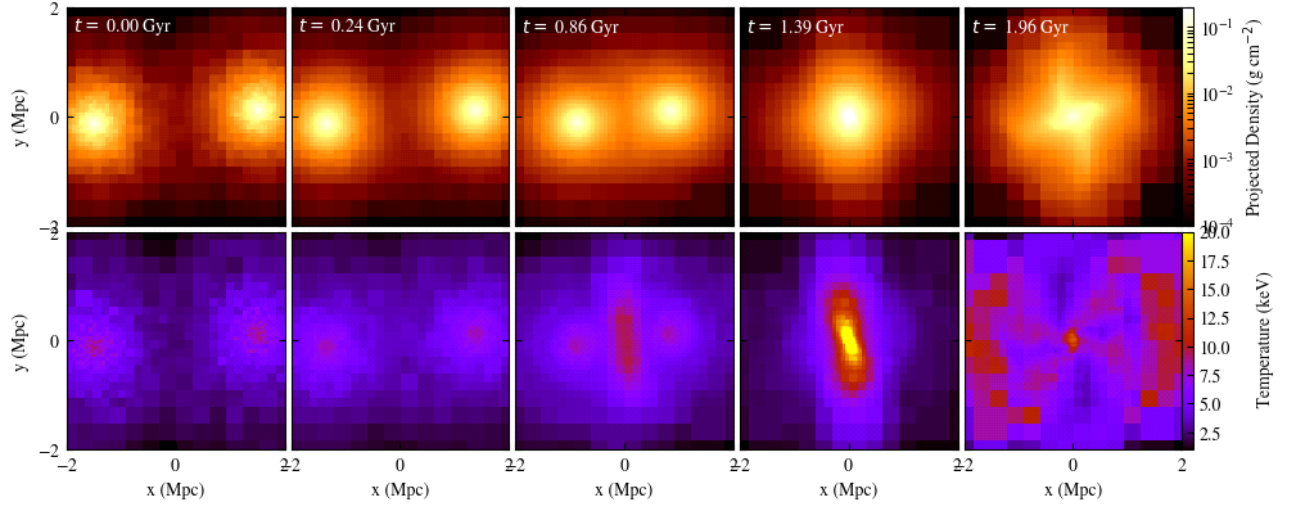
Fonte: O autor.

Figura 9 – Quadros referentes a evolução do modelo C1 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 3 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 1.39 Gyr.



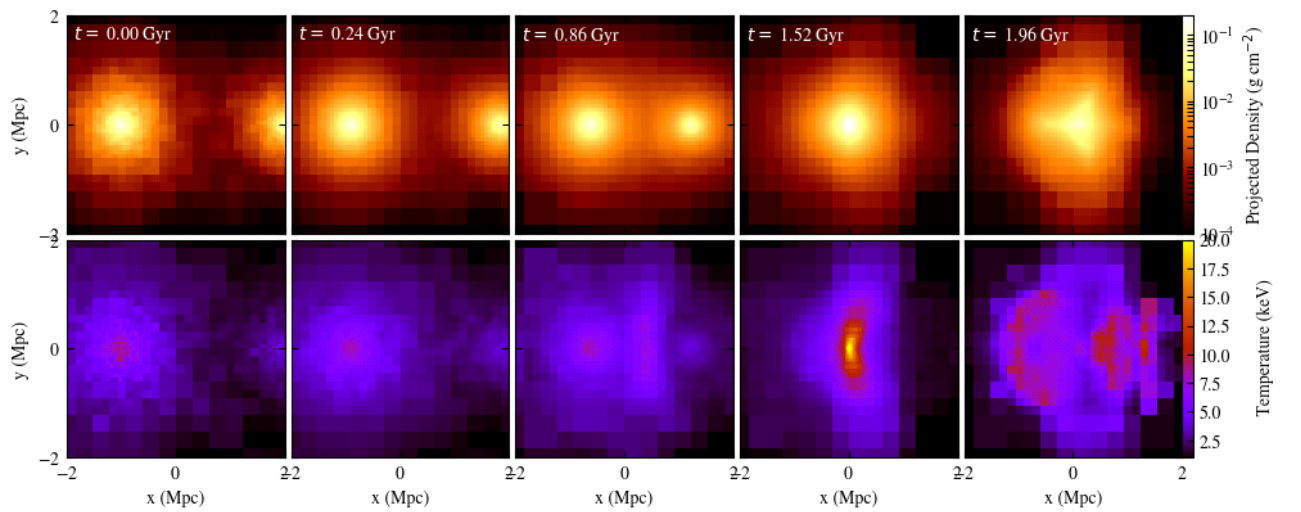
Fonte: O autor.

Figura 10 – Quadros referentes a evolução do modelo C2 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 3 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 1.39 Gyr.



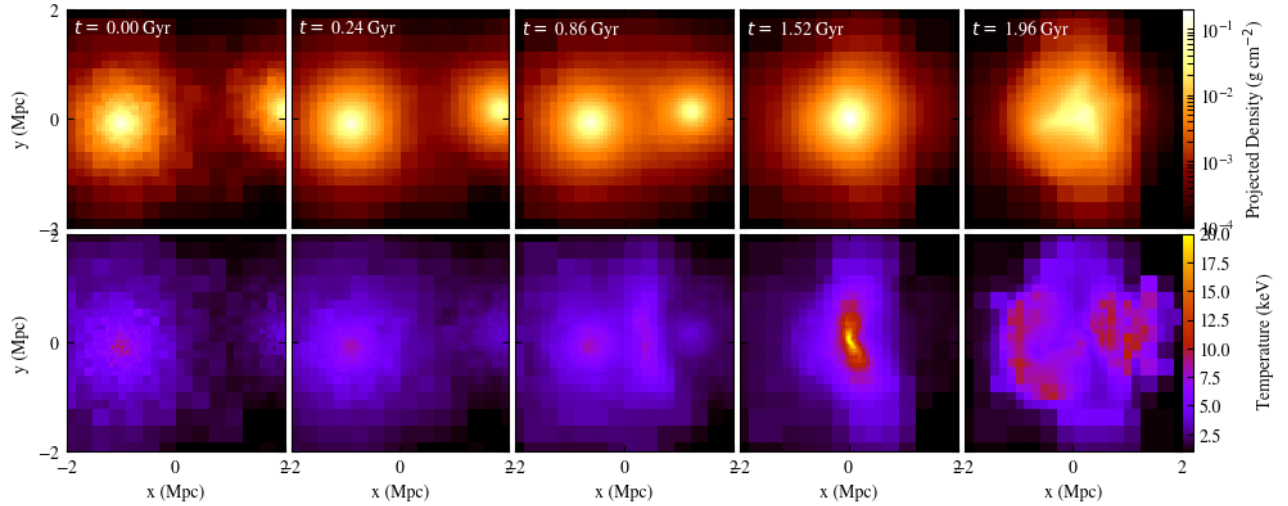
Fonte: O autor.

Figura 11 – Quadros referentes a evolução do modelo C3 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 3 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 1.52 Gyr.



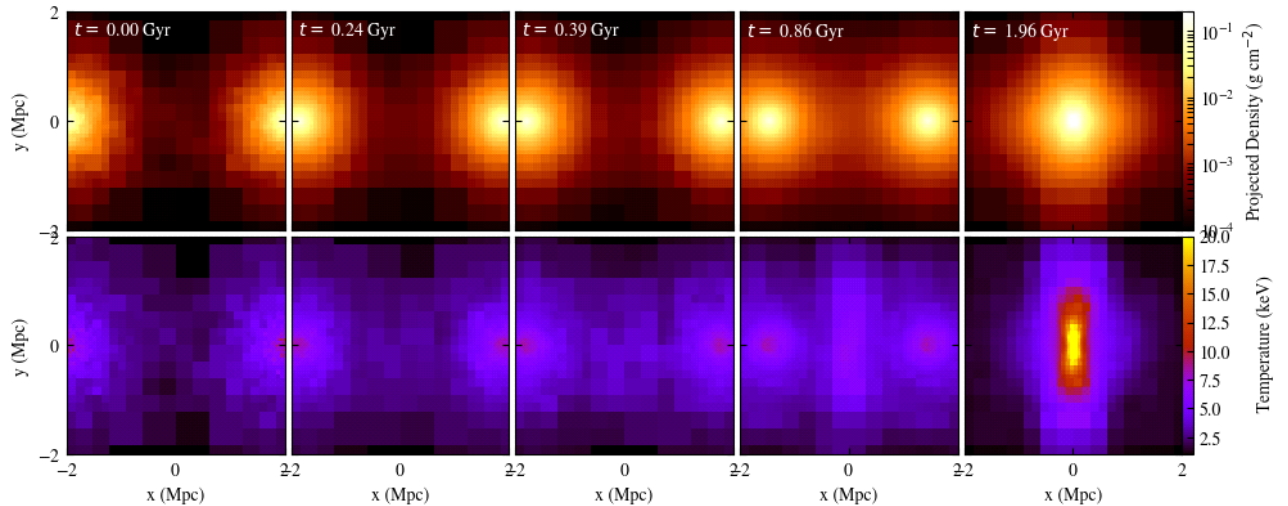
Fonte: O autor.

Figura 12 – Quadros referentes a evolução do modelo C4 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 3 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 1.52 Gyr.



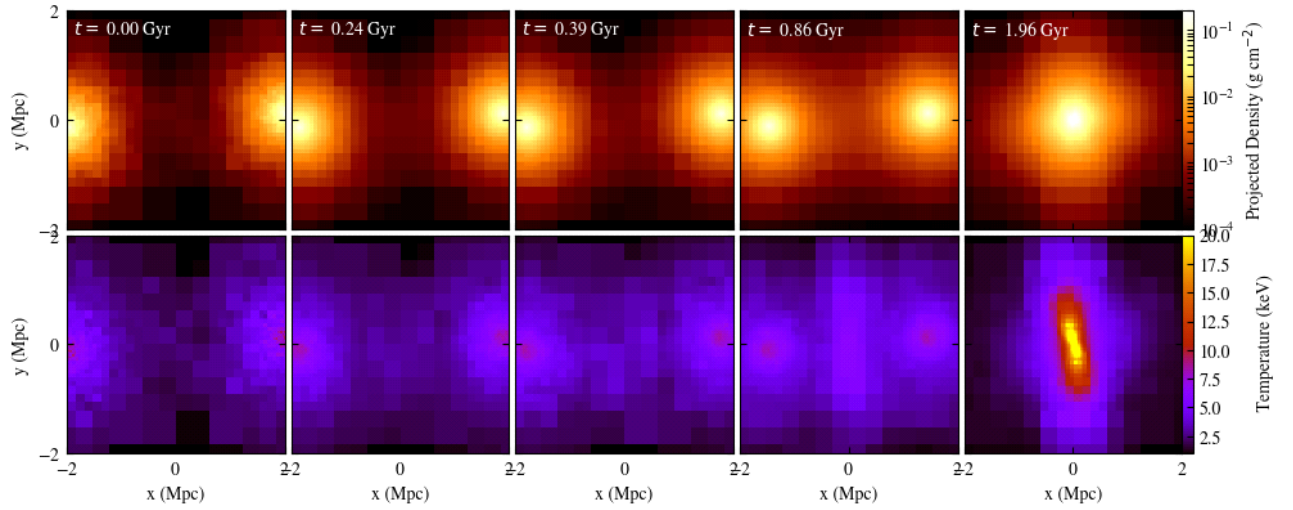
Fonte: O autor.

Figura 13 – Quadros referentes a evolução do modelo D1 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 4 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 1.96 Gyr.



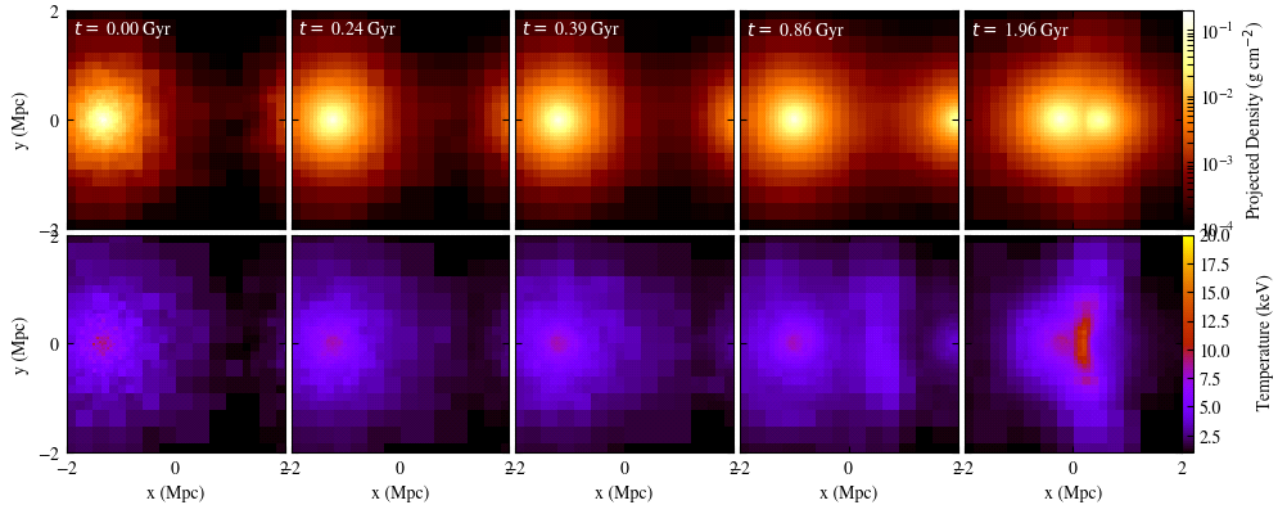
Fonte: O autor.

Figura 14 – Quadros referentes a evolução do modelo D2 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 4 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo ocorre em 1.96 Gyr.



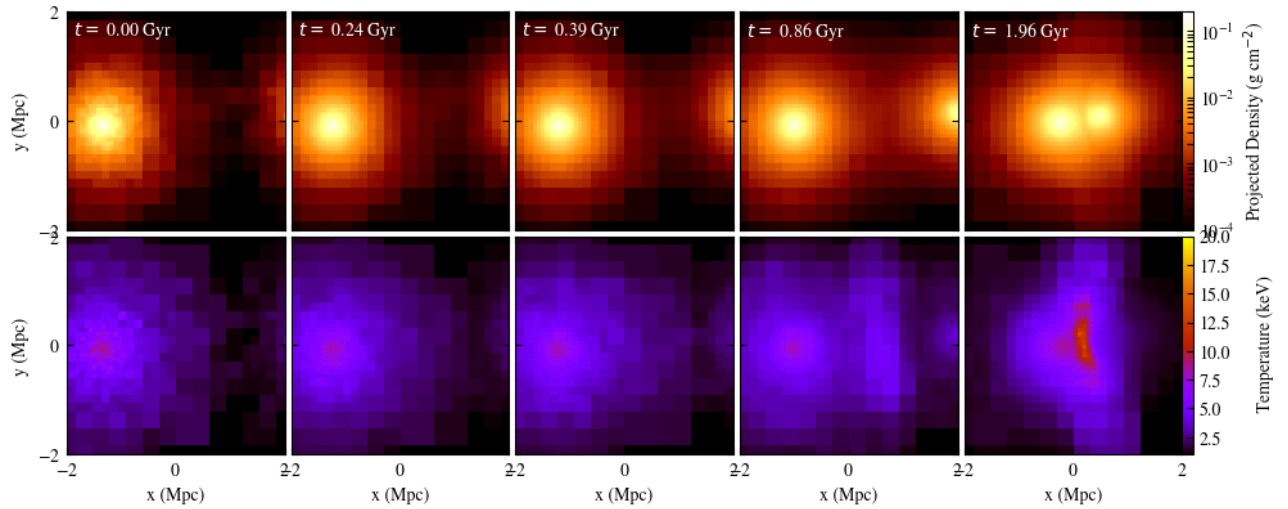
Fonte: O autor.

Figura 15 – Quadros referentes a evolução do modelo D3 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas iguais realizando uma passagem central em um cenário de aproximação radial, separados em 4 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo não pode ser determinado dentro da evolução temporal da simulação.



Fonte: O autor.

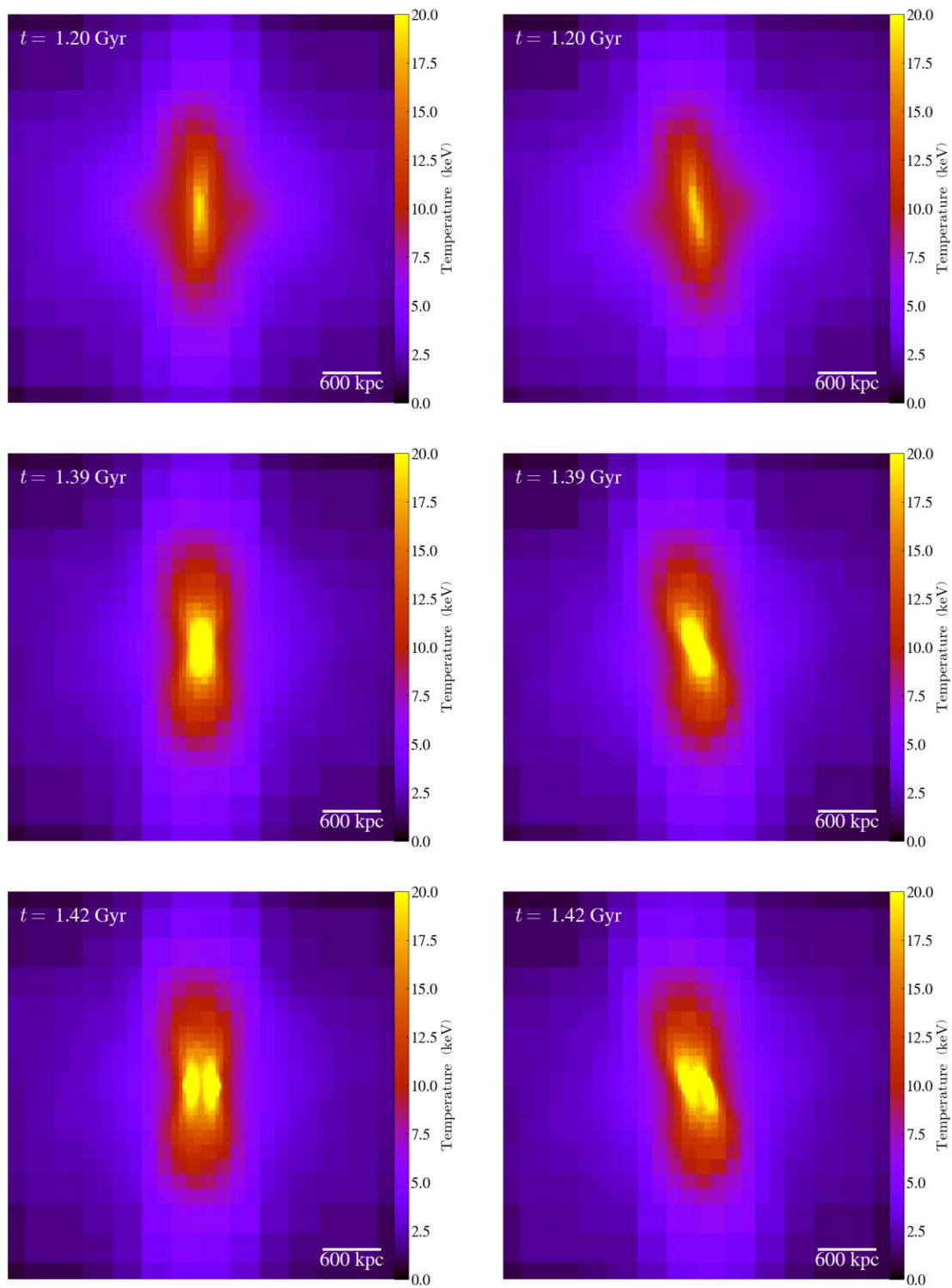
Figura 16 – Quadros referentes a evolução do modelo D4 considerando uma evolução temporal de ~ 2 Gyr para um cenário de aglomerados de massas diferentes realizando uma passagem pericêntrica em um cenário de aproximação radial, separados em 4 Mpc. Acima: densidade projetada. Abaixo: temperatura ponderada pela emissividade. O melhor instante de tempo não pode ser determinado dentro da evolução temporal da simulação.



Fonte: O autor.

3.2. Morfologia da onda de choque

Figura 17 – Mapas de temperatura ponderada pela emissividade para os modelos C1 (esquerda) e C2 (direita). Acima: $t=1.20$ Gyr. No meio: $t=1.39$ Gyr. Abaixo: $t=1.42$ Gyr.

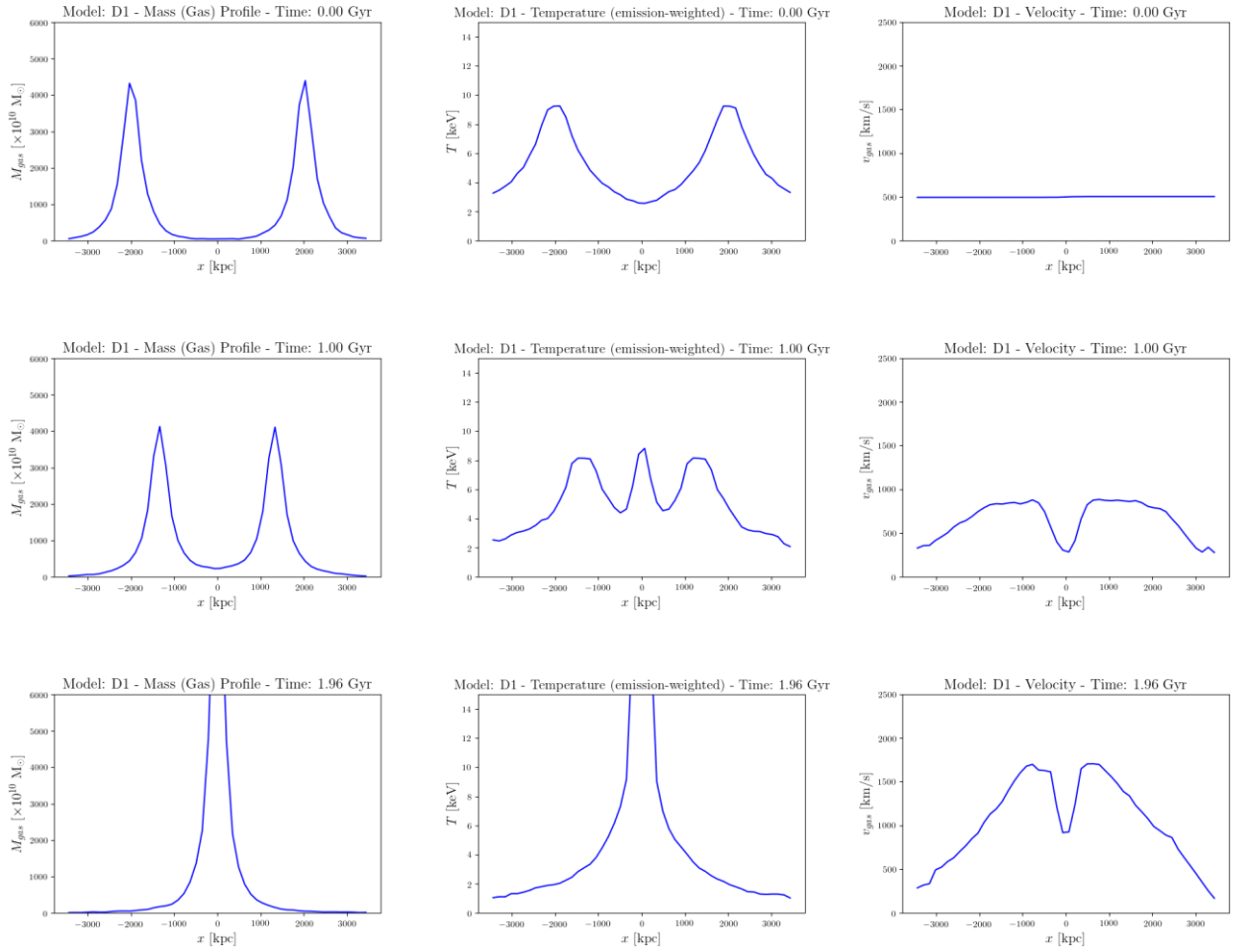


Fonte: O autor.

3.3. Perfis de massa, temperatura e velocidade do gás

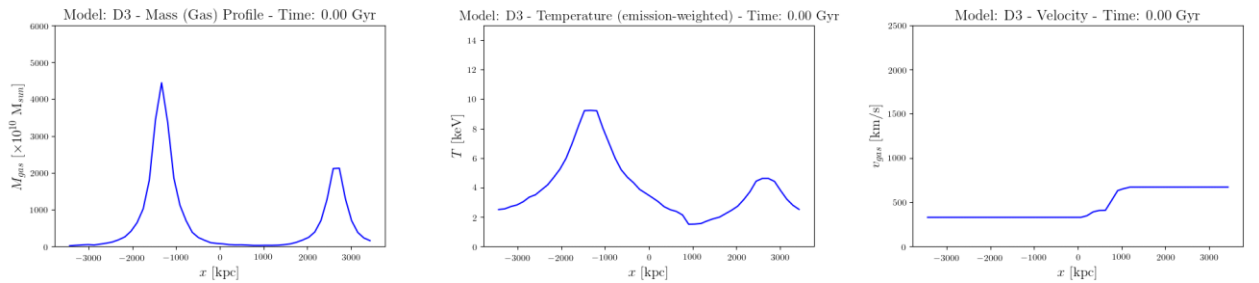
Figura 18 – Perfis de massa do gás, temperatura do gás ponderada pela emissividade e

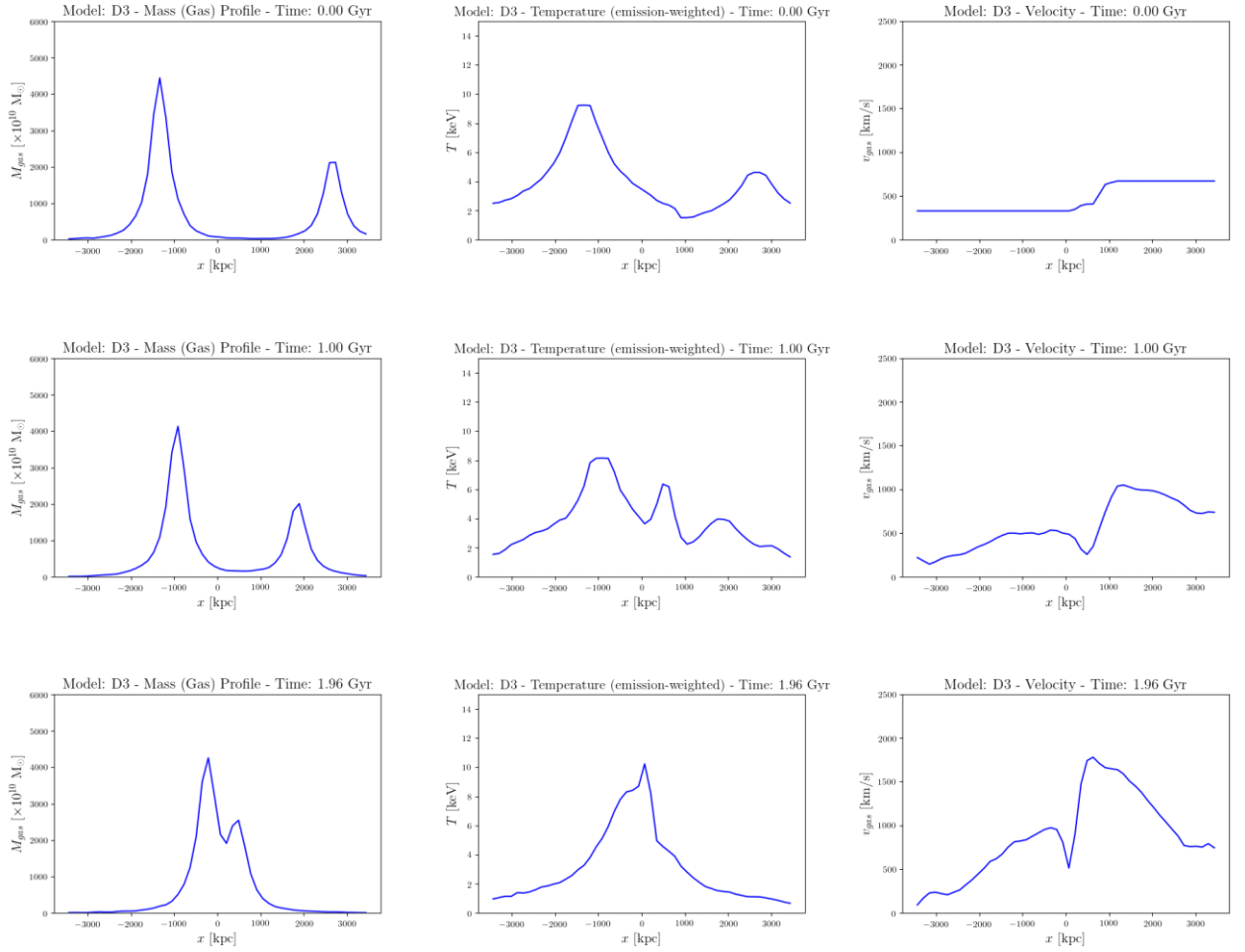
velocidade média do gás (v_x e v_y) ao longo do eixo de colisão em três instantes de tempo diferentes para o modelo D1. Acima: $t=0$ Gyr. No meio: $t=1.00$ Gyr. Abaixo: $t=1.96$ Gyr.



Fonte: o autor

Figura 19 – Perfis de massa do gás, temperatura do gás ponderada pela emissividade e velocidade média do gás (v_x e v_y) ao longo do eixo de colisão em três instantes de tempo diferentes para o modelo D3. Acima: $t=0$ Gyr. No meio: $t=1.00$ Gyr. Abaixo: $t=1.96$ Gyr.





Fonte: O autor.

4. DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

Nas simulações numéricas, conforme o afastamento inicial entre os aglomerados aumenta, naturalmente, o melhor instante se torna maior, mas o parâmetro de impacto não se apresenta como um fator determinante para ser constatado diferenças significativas do melhor instante (ver tabela 3). Devido as diversas interações no meio intra-aglomerado, a morfologia do gás é altamente dependente do meio onde ocorre a propagação do gás, assim, o parâmetro de impacto b contribuí para que a morfologia de uma colisão com passagem pericêntrica ($b > 0$), seja consideravelmente diferente de uma colisão central ($b = 0$) (ver figura 17).

Para sistemas binários de aglomerados de galáxias com massas diferentes, o melhor instante de tempo ocorre depois do que seria em sistemas de massas diferentes. De forma simplista isso faz sentido pois, um sistema de massa maior possui uma maior força gravitacional, logo, uma maior aceleração (ver tabela 3).

Conforme os aglomerados de galáxias se aproximam (ver figuras 18 e 19), nos limites entre ambos e devido a colaboração dos dois aglomerados, surge uma região de gás de baixa massa e de alta temperatura (ver figuras 1-16) que resulta na formação de uma frente de choque onde a sua morfologia é altamente dependente do meio. Naturalmente, a formação de uma onda de choque indica a formação de uma estrutura filamentar de gás, que pode ser uma “ponte de gás”, ou melhor, uma ponte de excesso de emissão de raios X.

Conforme a onda de choque adquire mais gás, é notado que na região de maior temperatura (T_2 ou *downstream* ou *pos-shock*) a velocidade do gás é menor do que nas regiões antes e depois da onda de choque em especial, na região antes da frente de choque (T_1 ou *upstream* ou *pre-shock*) que apresenta uma região de menor temperatura.

Por meio dos cenários de apresentados, onde há uma aproximação da estrutura R1111O (direita) em relação a estrutura R1111E (esquerda), com uma velocidade de 1000 km/s, foram observados que a frente de choque, após formada, se movimenta na direção do aglomerado com menor velocidade, ou seja, o subaglomerado R1111E, independente da massa dos aglomerados (ver figuras 18 e 19).

O Gadget-2 se apresenta como uma ótima ferramenta para simulações de astrofísica e mesmo com as limitações do uso de um computador pessoal, foi possível estudar a dinâmica destes sistemas idealizados. O uso de um supercomputador poderia vir a colaborar com o aumento da resolução e da precisão dos dados nas simulações. Evidentemente, um sistema composto por mais que dois aglomerados poderia vir a ser muito complexo de ser modelado e necessitaria de uma acurácia maior que, infelizmente, só poderia ser obtida por meio de uma intensa dedicação e utilizando-se de uma maior resolução nas realizações numéricas.

Simuladores numéricos são importantes para verificar as informações que não são tão fáceis de se obter apenas com observações, pois a análise de dados

possibilita esclarecer eventuais equívocos causados por estruturas que apresentam turbulências, além disso, os simuladores nos auxiliam a compreender, aos poucos, os mistérios do Universo.

REFERÊNCIAS

BOTTEON, A.; *et. al.*, A giant radio bridge connecting two galaxy clusters in Abell 1758. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. vol. 499, L11-L15. 2020. doi: 10.1093/mnras/slaa142. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/slaa142>>.

GINGOLD, R. A.; MONAGHAN, J. J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 181, p. 375–389, nov. 1977. Disponível em: <<https://academic.oup.com/mnras/article/181/3/375/988212>>.

HANSEN, C. J.; KAWALER, S. D. **Stellar Interiors: Physical Principles, Structure, and Evolution**. New York, NY: Springer US, 1994. (Astronomy and Astrophysics Library). ISBN 9781468402162, 9781468402148.

MACHADO, R. E. G.; *et. al.* Simulating the shocks in the dissociative galaxy cluster Abell 1758N. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. vol. 451, pg. 3309-3320. 2015. doi:10.1093/mnras/stv1162. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stv1162>>.

MACHADO, R. E. G.; LIMA NETO G. B. Simulations of gas sloshing in galaxy cluster Abell 2052. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. vol. 447, pg. 2915-2924. 2015. doi:10.1093/mnras/stu2669. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stu2669>>.

MACHADO, R. E. G.; LIMA NETO, G. B. Simulations of the merging galaxy cluster Abell 3376. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. vol. 430, pg. 3249-3260. 2013. doi:10.1093/mnras/stt127. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stt127>>.

PEEBLES, P. J. E. Structure of the coma cluster of galaxies. **The Astronomical Journal, American Astronomical Society**, v. 75, p. 13, fev. 1970. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/110933>>.

RAHAMAN, M.; *et. al.* On the detection of multiple shock fronts in A1914 using deep Chandra X-ray observations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical**

Society. 2021. doi: 10.1093/mnras/stab3115. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stab3115>>.

SARAZIN, C. L. The physics of cluster mergers. In: **Merging Processes in Galaxy Clusters**. Springer Netherlands, 2002, (Astrophysics and Space Science Library, v. 272). p. 1–38. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/0-306-48096-4_1>.

SCHNEIDER, P. **Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction**. Alemanha, Springer Berlin Heidelberg, 2014.

SPRINGEL, V. The cosmological simulation code GADGET-2. 2005. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. vol. 364, pg.1105-1134. doi:10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x. Disponível em: <<<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x>>>.

ZUHONE, J. A. A Parameter Space Exploration of Galaxy Cluster Mergers. I. Gas Mixing and the Generation of Cluster Entropy. **The Astrophysical journal**, v. 728, n. 1, p. 54, fev. 2011. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/728/1/54>>.