

**Universidade do Vale do Paraíba - UNIVAP
Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento - IP&D
Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia**

Alexandre Augusto Machado Valentim

**Dinâmica dos Pares de Galáxias Interagentes AM 2058-381 e AM 1228-260 Via Simulações
de N-Corpos**

**Dynamics of the Interacting Galaxy Pairs AM 2058-381 and AM 1228-260 Via N-Body
Simulations**

São José dos Campos – SP

2026

Alexandre Augusto Machado Valentim

Dinâmica dos Pares de Galáxias Interagentes AM 2058-381 e AM 1228-260 Via Simulações de N-Corpos

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da Universidade do Vale do Paraíba, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Física e Astronomia.

Orientador: Dr. Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho

São José dos Campos – SP

2026

TERMO DE AUTORIZAÇÃO DE DIVULGAÇÃO DA OBRA

Ficha catalográfica

Valentim, Alexandre Augusto Machado
Dinâmica dos Pares de Galáxias Interagentes AM 2058-381 e AM
1228-260 Via Simulações de N-Corpos / Alexandre Augusto Machado
Valentim; orientador, Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho. - São
José dos Campos, SP, 2026.
1 CD-ROM, 79 p.

Dissertação (Mestrado Acadêmico) - Universidade do Vale do
Paraíba, São José dos Campos. Programa de Pós-Graduação em Física
e Astronomia.

Inclui referências


1. Física e Astronomia. 2. Simulações numéricas. 3. Galáxias
interagentes. 4. Dinâmica galáctica. I. Oliveira Filho, Irapuan
Rodrigues de, orient. II. Universidade do Vale do Paraíba.
Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia. III. Título.

Eu, Alexandre Augusto Machado Valentim, autor(a) da obra acima
referenciada:

Autorizo a divulgação total ou parcial da obra impressa, digital ou fixada em
outro tipo de mídia, bem como, a sua reprodução total ou parcial, devendo o
usuário da reprodução atribuir os créditos ao autor da obra, citando a fonte.

Declaro, para todos os fins e efeitos de direito, que o Trabalho foi elaborado
respeitando os princípios da moral e da ética e não violou qualquer direito de
propriedade intelectual sob pena de responder civil, criminal, ética e
profissionalmente por meus atos.

São José dos Campos, 19 de Maio de 2026.



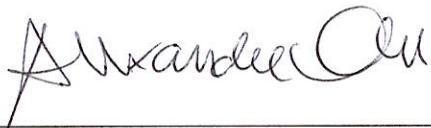


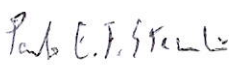
Autor(a) da Obra

Data da defesa: 06 / 03 / 2026

ALEXANDRE AUGUSTO MACHADO VALENTIM

**“DINÂMICA DOS PARES DE GALÁXIAS INTERAGENTES AM 2058-381 E AM 1228-260
VIA SIMULAÇÕES DE N-CORPOS.”**

Dissertação aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre, do Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia, do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento da Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, SP, pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. Alexandre Soares de Oliveira	
Prof. Dr. Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho	
Prof. Dr. Arian Ojeda González	
Prof. Dr. Paulo Eduardo Freire Stecchini - INPE	

Prof.^a Dr.^a Juliana Ferreira Strixino

Diretora do IP&D – Univap

São José dos Campos, 06 de março de 2026.

Dedico esse trabalho e qualquer contribuição acadêmica a minha mãe Alice, minha filha Eduarda e minha esposa Daniele.

AGRADECIMENTOS

A realização deste trabalho é resultado de uma jornada que não percorri sozinho. Por isso, expresso minha sincera gratidão a todos que, de forma direta ou indireta, contribuíram para a minha formação e para a concretização desta dissertação.

À Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP), pela oportunidade e por toda a infraestrutura que me foi disponibilizada. Agradeço, em especial, a todo o corpo docente do Programa de Pós-Graduação, cuja excelência e dedicação foram fundamentais.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho, a quem devo o mais profundo agradecimento pela confiança, paciência e inestimável orientação. Seu rigor acadêmico e seu apoio foram cruciais para o desenvolvimento desta pesquisa. A oportunidade de atuar como aluno monitor no Observatório Astronômico da UNIVAP, sob sua supervisão, foi uma experiência enriquecedora que contribuiu significativamente para a minha formação.

Aos institutos de fomento, em particular ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pela bolsa de estudos concedida, que me permitiu dedicar-me integralmente à pesquisa.

Expresso minha gratidão a todos os professores que marcaram minha trajetória escolar e acadêmica, em especial ao Professor Delmo Fortes, no ensino médio, e ao Prof. Dr. Enrique Klai França, na graduação, por inspirarem meu interesse pela ciência e pela astronomia.

À minha mãe, Alice, por ser a minha base e o meu porto seguro. Agradeço por todo o seu incentivo e por sua incansável luta para que eu pudesse buscar o conhecimento e chegar onde estou. E, à minha filha, Eduarda, cuja existência é a minha maior motivação, inspirando-me a buscar o aprimoramento contínuo e a excelência.

Por fim, à minha noiva, Daniele, pela parceria incondicional, pelo apoio, incentivo e paciência com a rotina de estudos. Seu apoio constante foi essencial para as minhas conquistas.

RESUMO

Neste trabalho, investigamos os pares de galáxias interagentes AM 2058-381 e AM 1228-260 por meio de simulações hidrodinâmicas de N-corpos utilizando o código GADGET-4. O estudo fundamentou-se nos dados observacionais de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015), obtidos com o telescópio GEMINI com espectroscopia de fenda longa. Devido à escassez de dados para as galáxias secundárias, aplicamos métodos baseados em razões massa-luminosidade e relações de escala cosmológica para a estimativa dos parâmetros físicos necessários à análise dinâmica. Para o sistema AM 2058-381, as simulações com $1,01 \times 10^6$ partículas revelaram que o surto de formação estelar observado decorre da sinergia entre a formação espontânea de uma barra estelar e os torques de maré da interação, resultando em um incremento de 1,81% na massa estelar total e intensificação do *feedback* energético. No sistema AM 1228-260, a impossibilidade de reproduzir a estrutura anelar com os parâmetros da literatura sugere que a concentração do halo ($c = 39$) e o regime orbital demandam revisões estruturais no modelo dinâmico. Os resultados reiteram a eficiência das fusões menores (*minor mergers*) como motores da evolução química e morfológica de galáxias.

Palavras-chave: Fusões Menores; Simulações Numéricas; Galáxias Interagentes; Dinâmica Galáctica.

ABSTRACT

In this work, we investigate the interacting pairs of galaxies AM 2058-381 and AM 1228-260 through N-body hydrodynamic simulations using the GADGET-4 code. The study was based on observational data from (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015), obtained with the GEMINI telescope with long-slit spectroscopy. Due to the scarcity of data for the secondary galaxies, we applied methods based on mass-to-light ratios and cosmological scaling relations to estimate the physical parameters required for the dynamical analysis. For AM 2058-381, simulations with 1.01×10^6 particles revealed that the observed starburst is a result of the synergy between the spontaneous formation of a stellar bar and tidal torques from the interaction, leading to a 1.81% increase in total stellar mass and the intensification of energetic feedback from supernovae. In the AM 1228-260 system, the inability to reproduce the ring structure using parameters from the literature suggests that the halo concentration ($c = 39$) and the orbital regime require structural revisions in the dynamical model. The results demonstrate the efficiency of minor mergers as mechanisms for galactic evolution and chemical enrichment of the interstellar medium.

Keywords: Minor Mergers; Numerical Simulations; Interacting Galaxies; Galactic Dynamics.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – AM 2058-381 e AM 1228-260	3
Figura 2 – Ângulos de Posição e Inclinação	6
Figura 3 – Ângulos de Posição e inclinação em 3D	7
Figura 4 – PA Sobre os Pares de Galáxias	9
Figura 5 – Curvas de Rotação Observacionais das Galáxias Principais	11
Figura 6 – Curvas de Rotação das Galáxias Secundárias	23
Figura 7 – Ilustração de órbitas prógradas e retrógradas em interações de galáxias.	25
Figura 8 – Momento Angular do Disco - AM 2058-381	26
Figura 9 – Momento Angular do Disco - AM 1228-260	27
Figura 10 – Geometria Orbital Pré e Pós-pericentro	30
Figura 11 – Método Árvore	32
Figura 12 – Caminho seguido pelo algoritmo de Barnes e Hut	33
Figura 13 – Método PM	34
Figura 14 – Método FMM	35
Figura 15 – Método SPH	36
Figura 16 – Hipercubo	40
Figura 17 – Distância Projetada AM 2058-381	42
Figura 18 – Momento Zero da CBE para AM 2058-381	45
Figura 19 – 1º Momento da CBE para AM 2058-381	46
Figura 20 – 2º Momento da CBE para AM 2058-381	47
Figura 21 – PVR 350º Obtido da Simulação para AM 2058A	48
Figura 22 – Comparação das PAs Entre Simulação e Observação Para AM 2058A	49
Figura 23 – Comparação Ponto a Ponto do PA 350º Entre Simulação e Observação	50
Figura 24 – PVR 94º Obtido da Simulação para AM 2058B	51
Figura 25 – Comparação dos PAs Entre Simulação e Observação para AM 2058B	52
Figura 26 – Comparação Ponto a Ponto do PA 94º Entre Simulação e Observação	53
Figura 27 – Curvas de Rotação Simuladas para AM 2058-381	54
Figura 28 – SFR de AM 2058-381	56
Figura 29 – Gás Convertido em Estrelas: Isolado vs. Fusão	57
Figura 30 – Evolução da Taxa de Formação Estelar	58
Figura 31 – Comparação Quantitativa das Populações Estelares	61
Figura 32 – Distância projetada entre os núcleos no tempo de 2,5 Gyr de AM 2058-381	63
Figura 33 – PVR de AM 2058A no tempo de 2,5 Gyr	64
Figura 34 – PVR de AM 2058B no tempo de 2,5 Gyr	64
Figura 35 – Evolução da distância projetada nos últimos 100 Myr	65
Figura 36 – Simulação Preliminar de AM 1228-260 com Perda de Gás de AM 1228B	66

Figura 37 – Geometria Orbital de Colisão Frontal	67
Figura 38 – Análise de Distância Projetada em AM 1228-260	68

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros Observacionais dos Sistemas AM 2058-381 e AM 1228-260.	4
Tabela 2 – Simetrização dos Ângulos de Posição e Inclinação	6
Tabela 3 – Parâmetros de Brilho	8
Tabela 4 – Velocidades Sistêmicas	8
Tabela 5 – Coeficientes a_λ e b_λ	15
Tabela 6 – Parâmetros Dinâmicos dos Pares	17
Tabela 7 – Parâmetros de entrada para o programa QUEÓRBITA	28
Tabela 8 – Parâmetros das simulações do par AM 1228-260	37
Tabela 9 – Parâmetros das simulações do par AM 2058-381	39
Tabela 10 – Comparação Quantitativa das Populações Estelares	60

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

NFW	Navarro - Frenk - White
PA	Ângulo de Posição (<i>Position Angle</i>)
CBE	<i>Boltzmann Collisionless Equation</i>
PVR	Perfil de Velocidade Radial
SFR	<i>Star Formation Rate</i>
IMF	<i>Initial Mass Function</i>
ISM	Meio Interestelar
AGN	<i>Active Galactic Nucleus</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Φ	Letra grega Maiúscula Phi - Potencial Gravitacional
ρ	Letra grega minúscula Rho - Densidades
γ	Letra grega minúscula Gamma - Raio de Truncamento do Halo
ε	Letra grega minúscula Epsilon - Parâmetro de <i>Softening</i>
α	Letra grega minúscula Alpha - Raio de Hernquist
ξ	Letra grega minúscula Xi - Função Inicial de Massa

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
2	APRESENTAÇÃO DOS DADOS OBSERVADOS	4
2.1	Fotometria dos Pares	5
2.1.1	Calibração	5
2.1.2	Nível do Fundo do Céu	5
2.1.3	Perfis de Luminosidade das Galáxias e Suas Estruturas	5
2.1.4	Inclinação dos Discos Galácticos	6
2.1.5	Perfis de Distribuição de Brilhos	6
2.2	Espectroscopia	7
2.2.1	Cinemática das Galáxias Principais	8
2.2.1.1	Curvas de Rotação	9
2.2.2	Modelos de Massa	12
2.2.2.1	Modelo de Massa do Bojo	12
2.2.2.2	Modelo de Massa do Disco	12
2.2.2.3	Modelo de Massa do Halo	12
3	DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DINÂMICOS PARA AS GALÁXIAS SECUNDÁRIAS	14
3.1	Determinação das Massas das Galáxias Secundárias	14
3.1.1	Massas Estelares	14
3.1.2	Determinação da Massa do Halo (M_{200})	15
3.1.3	Determinação do Raio Virial (r_{200})	15
3.1.4	Parâmetro de Concentração do Halo (c)	16
3.1.5	Velocidade Circular do Halo (V_{200})	16
3.2	Análise de Sensibilidade do Modelo Frente aos Parâmetros Adotados	16
4	SIMULAÇÃO DE N-CORPOS	18
4.1	Interações Gravitacionais	18
4.2	Preparação do Ambiente da Simulação	19
4.2.1	Perfis de Densidade	21
4.2.1.1	Componente Bojo	21
4.2.1.2	Componente Disco	21
4.2.1.3	Componente Halo	21
4.2.2	Determinação das Órbitas	24
4.2.2.1	Tipos de Órbitas em Interações Gravitacionais	24

4.2.2.2	Órbitas Prógradas e Retrógradas	25
4.2.2.3	Programa QUEORBITA_G_CSV	28
4.3	GADGET-4	31
4.3.1	Forças Gravitacionais	32
4.3.1.1	Método TREECODE	32
4.3.1.2	Método PM (<i>Particle Mesh</i>)	33
4.3.1.3	Método FMM (<i>Fast Multipole Method</i>)	34
4.3.1.4	Método SPH Para Tratamento Hidrodinâmico do Gás	35
4.3.2	Método Utilizado nos Pares AM 2058-381 e AM 1228-260	37
4.3.2.1	Simulações do Par AM 1228-260	37
4.3.2.2	Simulações do Par AM 2058-381	39
4.4	Hardware Utilizado	39
5	RESULTADOS OBTIDOS	41
5.1	AM 2058-381	41
5.1.1	Momentos da Equação de Vlasov	42
5.1.1.1	Momento de Ordem Zero	43
5.1.1.2	Primeiro Momento	43
5.1.1.3	Segundo Momento	43
5.1.2	Utilização dos Momentos da CBE para análise da Simulação	44
5.1.3	Análise dos PVRs	47
5.1.3.1	Curva de Rotação Final	53
5.1.4	Taxa de Formação Estelar	55
5.1.5	Análise da População Estelar: Função Inicial de Massa (IMF)	59
5.1.5.1	Metodologia de Normalização	59
5.1.5.2	Distribuição por Tipo Espectral	59
5.1.5.3	Feedback Estelar e Enriquecimento Químico	61
5.1.6	Evolução Tardia e Projeção para 2,5 Gyr	62
5.2	AM 1228-260	65
6	CONCLUSÕES	70
6.1	Prospecções Futuras	70
	Referências	72
	APÊNDICE A – REPOSITÓRIO DO CÓDIGO DE ANÁLISE	77

1 INTRODUÇÃO

Galáxias são estruturas cósmicas compostas fundamentalmente por estrelas, gases, poeira e matéria escura. Elas são classificadas morfologicamente (Hubble, 1926) em espirais, elípticas, lenticulares e irregulares. As galáxias espirais possuem três componentes principais: o bojo central (uma concentração densa geralmente composta por estrelas mais antigas), o disco (onde se concentram o gás, a poeira e a formação estelar ativa) e o extenso halo de matéria escura, que domina o potencial gravitacional. A razão entre o tamanho do bojo e do disco, bem como o grau de enrolamento de seus braços, definem seus subtipos: de Sa (para braços mais enrolados e bojo mais proeminente) a Sc (para braços menos enrolados e bojo menor). As galáxias elípticas, por outro lado, não apresenta disco ou braços espirais evidentes, sendo sustentadas principalmente pela dispersão de velocidade de suas estrelas, e sua subclassificação está relacionada à sua excentricidade projetada: de E0 (para uma aparência quase esférica) a E7 (para uma excentricidade alta, achatada). As galáxias lenticulares (S0), por sua vez, possuem um bojo e um disco, mas lhes faltam a estrutura espiral e o gás frio necessário para intensa formação estelar (The Realm of the Nebulae, 1936). Por fim, as galáxias irregulares não se enquadram nas categorias citadas, uma vez que não apresentam simetria ou estruturas morfológicas bem definidas, muitas vezes em decorrência de perturbações externas.

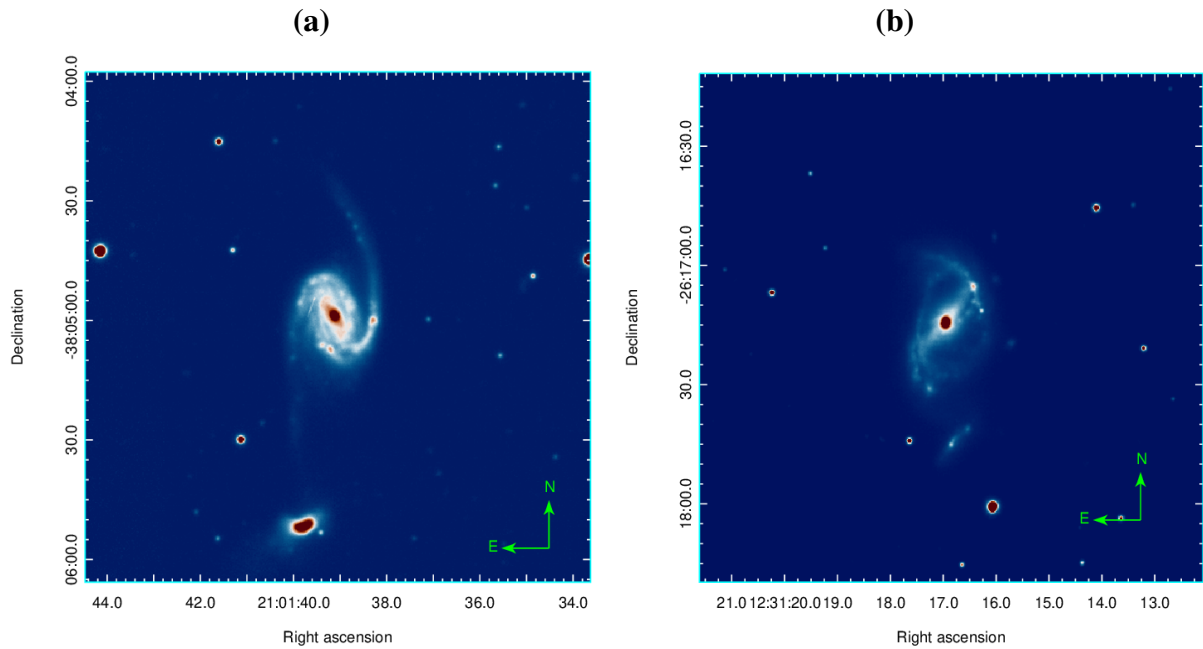
A evolução morfológica e cinemática das galáxias não ocorre de forma isolada. Interações gravitacionais desempenham um papel crucial no Universo, podendo induzir modificações drásticas nas estruturas originais das galáxias envolvidas. Forças de maré geradas durante aproximações deformam os discos, criando pontes de matéria e longas caudas que ejetam estrelas e gás para o meio intergaláctico. Além das distorções visuais, essas interações provocam fortes torques que levam à perda de momento angular do gás, canalizando-o rapidamente para as regiões nucleares. Esse acúmulo de material no centro é capaz de desencadear intensos surtos de formação estelar (*starbursts*), um mecanismo fundamental evidenciado de forma pioneira por (Toomre; Toomre, 1972b) e (Larson; Tinsley, 1978). Este fenômeno pode ocorrer mesmo em galáxias elípticas, as quais tipicamente possuem uma taxa de formação estelar muito baixa ou nula devido à escassez de gás frio ou à ausência de colapsos necessários para a produção estelar. O par de galáxias AM 2058-381 é composto por uma galáxia espiral de tipo tardio, AM 2058A, e uma galáxia anã que possui um pseudo-bojo e uma estrutura de disco, AM 2058B. Já o par AM 1228-260 apresenta uma galáxia espiral barrada com um anel estelar, AM 1228A, e uma companheira menor, AM 1228B, que também exhibe um pseudo-bojo e estrutura de disco, e que possui um formato peculiar de casca de amendoim (do inglês *peanut-shaped*) (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

(Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) sugere que ambos os pares já experimentaram sua primeira passagem perigaláctica, o que justificou o início das nossas simulações de N-Corpos

em um período anterior a essa primeira passagem. O par AM 2058-381 encontra-se em um estado posterior à primeira passagem perigaláctica, enquanto o par AM 1228-260 está iniciando a segunda passagem, ou seja, em processo de fusão. Este estado avançado de interação justifica a elevada razão de luminosidade de 20:1 entre a galáxia principal e a secundária observada em AM 1228-260 (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). Durante a primeira aproximação perigaláctica, os fortes torques gravitacionais induziram o colapso do gás e desencadearam intensos surtos de formação estelar em ambas as componentes. Entretanto, devido à acentuada diferença de massa, a galáxia principal, possuindo um poço de potencial gravitacional mais profundo, foi capaz de reter a maior parte do seu gás, sustentando a formação de estrelas jovens e altamente luminosas. Em contrapartida, a galáxia secundária teve seu reservatório de gás rapidamente exaurido no surto inicial ou removido pelas forças de maré da componente principal. Conseqüentemente, ao iniciar a segunda passagem, a galáxia secundária é dominada por uma população estelar mais velha e consideravelmente menos brilhante, culminando na disparidade visual e de luminosidade que pode ser observada nas imagens do *DESI Legacy Survey* (Figura 1).

Os dados observacionais disponíveis para as galáxias principais foram mais completos do que aqueles obtidos para as galáxias secundárias. Grandezas como massa total, velocidade circular (necessária para determinar a curva de rotação) e parâmetro de concentração do halo não foram fornecidas para as secundárias devido ao seu reduzido tamanho angular. Para suprir esta carência de dados, utilizamos métodos indiretos: a razão massa-luminosidade (Υ) das galáxias foi estimada utilizando a equação fornecida por (Bell; Jong, 2001), cujo trabalho baseou-se na observação de diversas galáxias peculiares (galáxias em interação). A razão Υ é um indicador fundamental do estado evolutivo e da composição de um sistema galáctico. Galáxias que não passaram por surtos recentes de formação estelar, ou regiões dominadas por populações de estrelas mais velhas e de baixa massa, apresentam tipicamente um estado de alta razão massa-luminosidade estelar, visto que as estrelas massivas e muito luminosas já evoluíram e deixaram a sequência principal. Além disso, uma alta razão massa-luminosidade dinâmica evidencia a presença considerável de um halo de matéria escura, característica marcante em galáxias satélites menores. Embora as forças de maré em interações gravitacionais possam induzir intensa formação estelar e alterar localmente essa razão, o uso de índices de cor fotométricos permite inferir as massas com confiabilidade. O parâmetro de concentração do halo de matéria escura foi estimado por meio da equação proposta por (Macciò; Dutton; Bosch, 2008), derivada do estudo de galáxias isoladas. Esses dados compõem os parâmetros iniciais da simulação de N-Corpos, necessários para gerar as galáxias inicialmente isoladas. Em seguida, verifica-se a estabilidade dessas estruturas, garantindo que as galáxias não colapsem devido ao potencial gravitacional do halo de matéria escura e que mantenham sua estrutura em equilíbrio antes do início da interação (Springel; White, 1999; Springel; Di Matteo; Hernquist, 2005).

Para investigar os cenários das galáxias interagentes e reproduzir a morfologia e a cinemática atualmente observadas, utilizamos métodos computacionais que tratam a matéria de maneira discretizada, conhecidos como simulações de N-Corpos. Inicialmente, faz-se necessário

Figura 1 – Pares (a) AM 2058-381 e (b) AM 1228-260.

Fonte: *DESI Legacy Survey*

determinar as possíveis trajetórias orbitais que conduzem ao cenário atual. Isso é realizado explorando abordagens teóricas que avaliam desde órbitas puramente Keplerianas até modelos que consideram os potenciais estendidos das galáxias e a perda de energia orbital via fricção dinâmica. Com as órbitas candidatas estabelecidas, as galáxias são modeladas como um conjunto de milhares a milhões de partículas interativas. O processo de simulação é conduzido em etapas progressivas de refinamento: inicia-se com resoluções menores para explorar eficientemente o espaço de parâmetros orbitais e verificar a formação de estruturas morfológicas — como anéis e braços de maré —, além de perfis de velocidade radial. Posteriormente, com os parâmetros otimizados, utiliza-se alta resolução para a simulação final, o que demanda intensa infraestrutura de alto desempenho computacional para o cálculo das interações gravitacionais.

O trabalho está organizado da seguinte maneira: O capítulo 2 explica como e quais dados foram observados assim como seus valores e modelos de distribuições (brilho e luminosidade) e também as curvas de rotação das galáxias principais, todos obtidos por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). O capítulo 3 trata dos dados obtidos para as galáxias secundárias. O capítulo 4 trata do preparo do ambiente das simulações assim como o funcionamento de todos os *softwares* envolvidos. O capítulo 5 apresenta os resultados obtidos na simulação de N-Corpos.

2 APRESENTAÇÃO DOS DADOS OBSERVADOS

O estudo realizado por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) investigou três pares de galáxias interagentes, AM 1219-430, AM 2058-381 e AM 1228-260. Os autores realizaram simulações de N-Corpos somente para um desses sistemas (AM 1219-430). Os dados observacionais fornecidos por este trabalho, que são pertinentes à nossa análise, inclusive M_{200} ¹ foram extraídos e estão detalhados na Tabela 1.

Os dados observacionais dos pares investigados foram obtidos com o telescópio *Gemini South*, de 8 metros de diâmetro, utilizando o espectrógrafo GMOS (*Gemini Multi-Object Spectrograph*). As imagens de fenda longa foram adquiridos, empregando o filtro r' (vermelho-alaranjado). A escala de placa do GMOS é de 0,073" por pixel. Para cada observação, foram utilizados tempos de exposição entre 30 e 40 segundos. As imagens foram obtidas com uma amostragem espacial de 2×2 pixels, resultando em uma escala espacial de 0,146" pixel⁻¹ (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). O comprimento de onda central do filtro foi de 6300 Å em um intervalo de $\Delta\lambda = 4562 \text{ \AA} - 6980 \text{ \AA}$.

Tabela 1 – Dados obtidos através do trabalho observacional de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). Υ_b e Υ_d representam as razões massa-luz do bojo e do disco, respectivamente. O parâmetro c é a concentração do halo NFW (Navarro; Frenk; White, 1997), M_{200} é a massa total do sistema, e M_d e M_b são as massas do disco e do bojo, respectivamente. Os índices de cor são apresentados na banda $(B - V)$.

Parâmetro	AM 2058A	AM 2058B	AM 1228A	AM 1228B
Υ_b	0,28	–	0,04	–
Υ_d	1,06	–	0,84	–
c	$17.5 \pm 2,0$	–	$39,0 \pm 3,0$	–
M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	$0,90^{+0,46}_{-0,28}$	–	$0,10^{+0,04}_{-0,02}$	–
M_d ($10^{10} M_{\odot}$)	8,47	–	2,27	–
M_b ($10^{10} M_{\odot}$)	0,56	–	0,33	–
$(B - V)$	0,60	0,40	0,52	0,66

Fonte: (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

A distância projetada entre os centros das galáxias foi determinada por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) utilizando o posicionamento da espectroscopia de fenda longa diretamente sobre os núcleos de cada componente do par. Através dessa técnica, a separação angular projetada para o par AM 2058-381 foi estimada em $\sim 43,3$ kpc. Já para o par AM 1228-260, a distância mensurada foi significativamente menor, da ordem de $\sim 11,9$ kpc.

Para contextualizar geometricamente a severidade da interação, (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) compara essas separações com o tamanho de suas respectivas galáxias principais. É

¹ M_{200} é a massa contida dentro de um raio onde a densidade é 200 vezes a densidade crítica do universo.

fundamental esclarecer a definição de “diâmetro” adotada para essa métrica. Em estudos prévios, como a análise fotométrica e cinemática de AM 2058-381 realizada por (Ferreiro; Pastoriza, 2004), o tamanho galáctico é frequentemente tratado pelo diâmetro isofotal padrão D_{25} . No entanto, os valores adotados por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) (9,84 kpc para AM 2058A e 5,97 kpc para AM 1228A) referem-se estritamente ao limite físico observável extraído de suas próprias imagens no telescópio *Gemini South*.

Conforme detalhado na Subseção 2.1.2, o autor definiu o limite espacial (diâmetro) das galáxias utilizando a isofota que se destaca do ruído de fundo do céu, empregando o nível de 1σ para AM 2058A e 5σ para AM 1228A, na banda r' . Sob essa delimitação fotométrica específica ao instrumento, a distância projetada de 43,3 kpc de AM 2058-381 equivale a cerca de 4,4 diâmetros visíveis de sua galáxia principal. De maneira análoga, a separação de 11,9 kpc em AM 1228-260 corresponde a aproximadamente 2 diâmetros da respectiva galáxia principal.

2.1 FOTOMETRIA DOS PARES

2.1.1 CALIBRAÇÃO

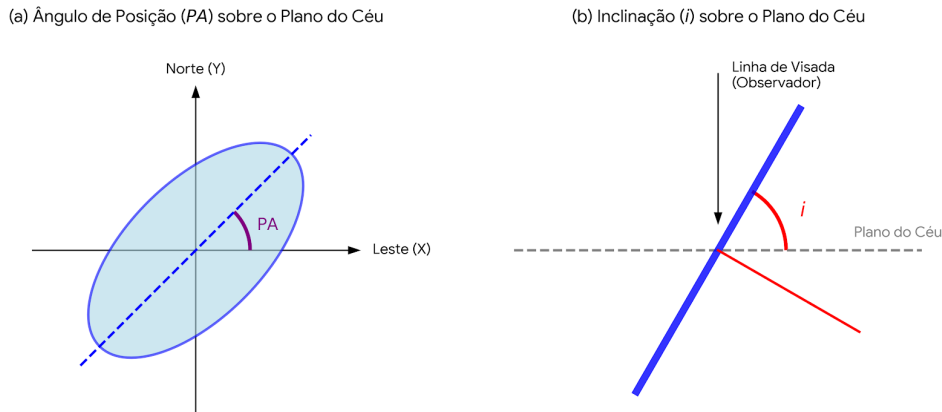
A calibração fotométrica, conforme descrito em (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015), foi realizada utilizando estrelas de campo brilhantes e isoladas através da fotometria de PSF (*Point Spread Function*). Este método ajusta um modelo gaussiano ao perfil de espalhamento da luz de uma fonte pontual no detector — alargamento causado fundamentalmente pelo *seeing* atmosférico. Esse ajuste permite integrar o fluxo total da estrela, minimizando a interferência do ruído de fundo e a contaminação de fontes vizinhas.

2.1.2 NÍVEL DO FUNDO DO CÉU

Para estabelecer a extensão máxima detectável das galáxias nas imagens, (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) definiram o limite fotométrico (ou fronteira física aparente) baseando-se no nível de ruído do fundo do céu. Para a galáxia AM 2058A, a isofota correspondente a 1σ acima do nível médio do céu foi adotada como o limite da galáxia. Por outro lado, para a galáxia AM 1228A, adotou-se um critério mais conservador, definindo sua extensão máxima até a isofota de 5σ . Tais limiares não representam o fim absoluto da matéria galáctica, mas indicam até onde o brilho superficial de cada galáxia pôde ser distinguido de forma confiável do ruído de fundo nas referidas observações.

2.1.3 PERFIS DE LUMINOSIDADE DAS GALÁXIAS E SUAS ESTRUTURAS

Para verificar as magnitudes e as luminosidades das galáxias e de estruturas como caudas de maré e anéis, (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) traçaram isofotas. Isofotas são contornos que conectam regiões com o mesmo brilho superficial. Para o par AM 2058-381, foi utilizada a isofota no nível de 1σ para determinar a magnitude. Já para o par AM 1228-260, a isofota

Figura 2 – Representação dos Ângulos de posição de de inclinação em uma galáxia separadamente.

de 5σ foi empregada. A luminosidade foi obtida pelos autores a partir da magnitude absoluta, utilizando o método descrito por (Blanton *et al.*, 2003).

2.1.4 INCLINAÇÃO DOS DISCOS GALÁCTICOS

Para calcular a inclinação dos discos galácticos, (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) utilizaram o método de simetrização de imagens de (Elmegreen; Elmegreen; Montenegro, 1992). O método consiste em obter uma imagem simétrica através de rotações de 180° da imagem original. Após a remoção das regiões HII, que evidenciam a interação gravitacional do par, esse método permitiu aos autores calcular um ângulo de posição (PA) médio das isofotas mais externas, bem como as inclinações dos discos (i). Segundo (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015), as imagens simétricas revelam o disco subjacente das galáxias. Eles consideraram este método mais eficaz do que outros que empregam transformadas de Fourier. Os valores dos ângulos de posição médios das isofotas externas assim como as inclinações obtidas estão listadas na Tabela 2. As figuras 2 e 3 exibem tais ângulos sobre a análise se uma galáxia.

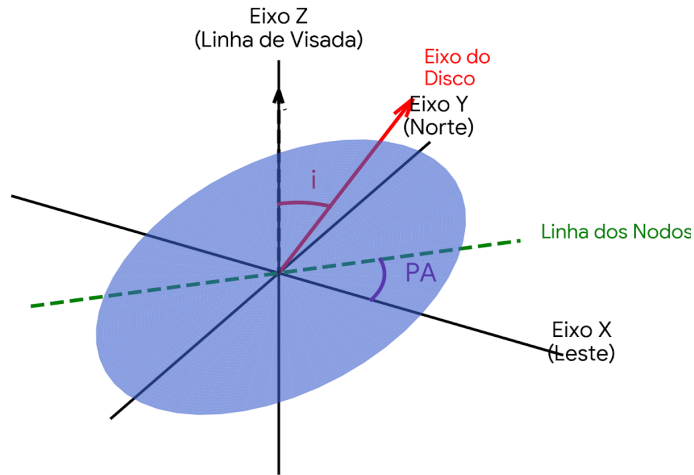
Tabela 2 – Parâmetros obtidos através do método de simetrização de (Elmegreen; Elmegreen; Montenegro, 1992).

Galáxia	i (graus)	PA (graus)
AM 2058A	$58.1^\circ \pm 0.2^\circ$	$198.9^\circ \pm 0.5^\circ$
AM 2058B	$70.2^\circ \pm 0.2^\circ$	$289.0^\circ \pm 0.1^\circ$
AM 1228A	$63.6^\circ \pm 0.7^\circ$	$162.1^\circ \pm 0.5^\circ$
AM 1228B	$69.4^\circ \pm 0.2^\circ$	$151.3^\circ \pm 0.1^\circ$

Fonte: (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

2.1.5 PERFIS DE DISTRIBUIÇÃO DE BRILHOS

Para a modelagem da distribuição de brilho das galáxias, (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) utilizaram o perfil de (Freeman, 1970) para o disco e (Sérsic, 1968) para o bojo, dados

Figura 3 – Representação em três dimensões dos Ângulos de Posição e Inclinação de uma galáxia.Representação 3D: Inclinação (i) e Ângulo de Posição (PA)

pelas equações 2.1 e 2.2, respectivamente.

$$I(r) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{h} \right) \right], \quad (2.1)$$

$$I(r) = I_b \exp \left[-k_n \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} \right], k_n = 2n - 0.324, \quad (2.2)$$

onde h é o comprimento de escala do disco, I_0 é a intensidade luminosa central do disco, I_b é a intensidade luminosa central do bojo, r_e é o raio efetivo do bojo e n é o índice de Sérsic. Os parâmetros desses modelos, ajustados às galáxias em estudo, estão na Tabela 3.

2.2 ESPECTROSCOPIA

Os dados coletados por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) foram obtidos utilizando espectroscopia de fenda longa, com dimensões de fendas de 1" de largura por 108" de comprimento. A rede de difração empregada foi a B600G5323. A Figura 4 exibe os ângulos de posição das fendas em cada uma das galáxias da amostra.

Tabela 3 – Parâmetros de brilho, utilizados por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) para determinar a distribuição. r_e é o raio efetivo do bojo e h é o comprimento de escala do disco. n é o índice de Sérsic empregado para cada bojo.

Galáxia	Filtro	r_e (arcsec)	r_e (kpc)	h (arcsec)	h (kpc)	n
AM 2058A	r'	$0,63 \pm 0,025$	0,51	$7,37 \pm 0,26$	5,96	$0,90 \pm 0,08$
AM 2058B	r'	$1,56 \pm 0,01$	1,27	$6,00 \pm 0,19$	4,86	$0,41 \pm 0,02$
AM 1228A	r'	$0,99 \pm 0,06$	0,38	$12,36 \pm 1,05$	4,80	$0,86 \pm 0,16$
AM 1228B	r'	$0,60 \pm 0,13$	0,23	$8,58 \pm 0,47$	3,33	$2,08 \pm 0,95$

Fonte: (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Os espectros obtidos por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) tiveram uma amostragem de 2×4 pixels nas direções espacial e de comprimento de onda, respectivamente. Cada espectro foi adquirido com uma abertura de $1'' \times 1,17''$. A velocidade sistêmica de cada galáxia foi calculada a partir do espectro no marco 0,0 kpc, que corresponde ao centro de cada galáxia.

Os passos para a calibração espectroscópica das observações foram realizados, conforme a própria natureza da fenda longa, por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). O processo incluiu: subtração do campo do céu para descontar a luz emitida pelo céu próximo ao objeto observado; calibração em comprimento de onda e fluxo; e por fim, a co-adição das exposições obtidas para cada posição de fenda. Na Figura 4 estão as fendas utilizadas, assim como seus referenciais de posição.

Tabela 4 – Dados obtidos através da espectroscopia. A coluna central mostra a velocidade sistêmica (V_{sys}) de cada galáxia medida sobre os ângulos de posição da coluna da direita.

Galáxia	V_{sys} (km s ⁻¹)	PA da fenda (°)
AM 2058A	12174 ± 5	350
AM 2058B	12309 ± 4	94
AM 1228A	5844 ± 3	319
AM 1228B	5937 ± 3	4

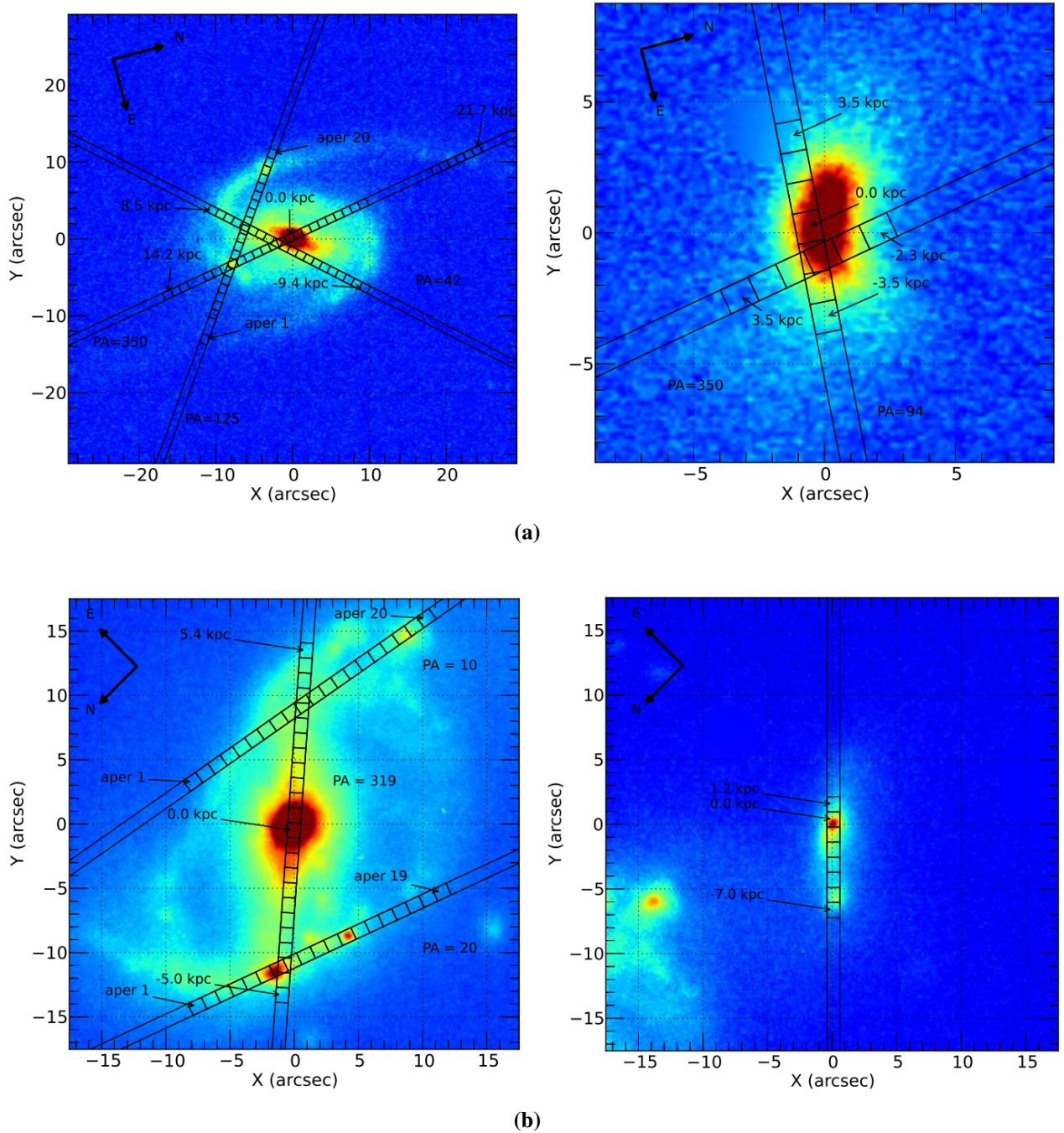
Fonte: (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

2.2.1 CINEMÁTICA DAS GALÁXIAS PRINCIPAIS

Além dos dados apresentados na Tabela 1, a velocidade sistêmica também é relevante para simulação de N-corpos, elas foram obtidas por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) e estão listadas na Tabela 4. As diferenças entre as velocidades sistêmicas das galáxias de cada par são de $\sim 135 \text{ km s}^{-1}$ e $\sim 92 \text{ km s}^{-1}$ para AM 2058-381 e AM 1228-260, respectivamente. A distância média da Terra até cada par é de 167 Mpc e 80 Mpc para AM 2058-381 e AM 1228-260, respectivamente (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Utilizando as linhas de emissão mais intensas de [NII] ($\lambda 6548,04 \text{ \AA}$ e $\lambda 6584 \text{ \AA}$), H α (6563 \AA) e [SII] ($\lambda 6717 \text{ \AA}$) toda a cinemática foi obtida (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). Para obter os PVRs (Perfil de Velocidade Radial) finais, foi subtraído da velocidade radial final de cada espectro a velocidade sistêmica da galáxia.

Figura 4 – Imagens dos ângulos de posição utilizados por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) para estudar a espectroscopia dos pares. (a) AM 2058-381 e (b) AM 1228-260.



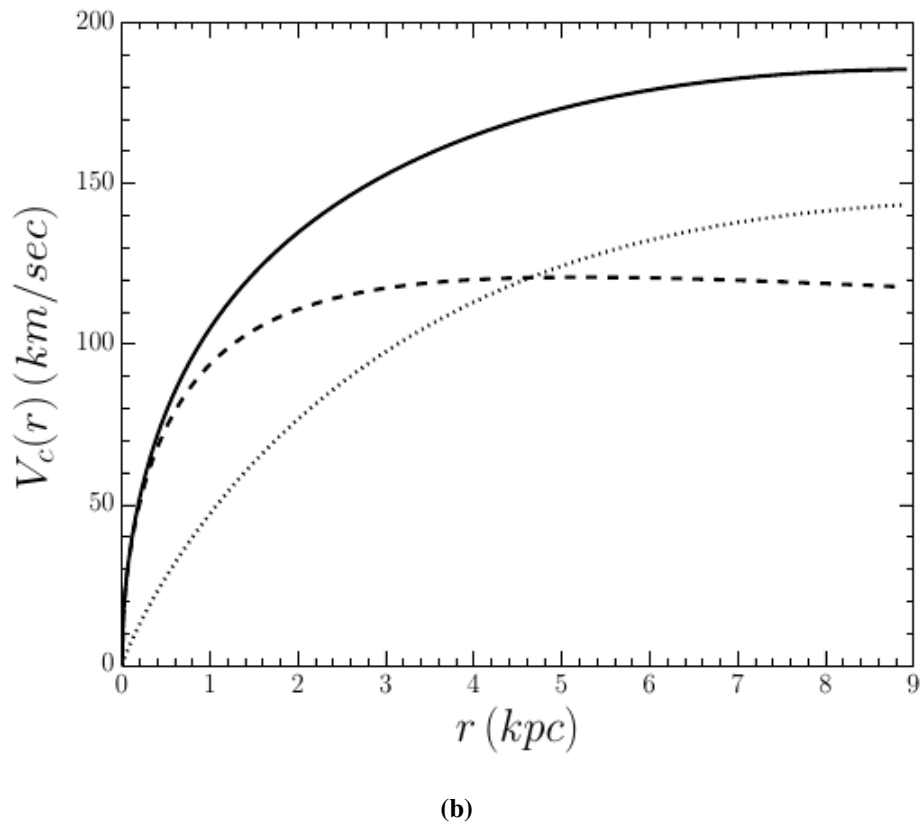
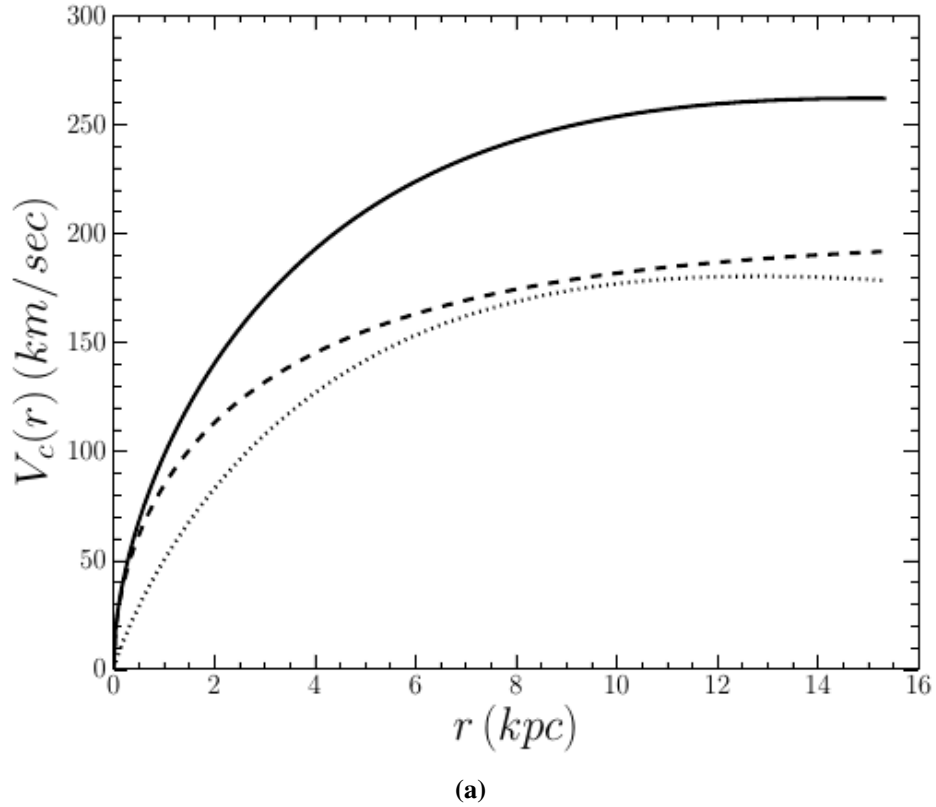
Fonte: (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

2.2.1.1 CURVAS DE ROTAÇÃO

As curvas de rotação das galáxias foram obtidas a partir dos perfis de velocidade radial (PVRs) que se alinham com o eixo maior de cada galáxia, passando mais próximos do centro. (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) consideraram esses eixos os mais simétricos em termos de velocidade. Para a galáxia AM 2058A, o ângulo de posição (PA) utilizado para construir a curva de rotação foi de 350°, enquanto para AM 1228A foi de 319°. As curvas de rotação finais para

AM 2058A e AM 1228A são apresentadas na Figura 5.

Figura 5 – Curvas de rotação para **(a)** AM 2058A e **(b)** AM 1228A. A linha tracejada representa a curva de rotação para o halo e a linha pontilhada representa a curva do disco. A linha contínua representa a soma das componentes.



2.2.2 MODELOS DE MASSA

A massa total das galáxias principais foram calculadas a partir da soma das massas de cada componente: bojo, disco e halo. Para encontrar essas massas, (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) utilizaram a distribuição de (Kent, 1987), que pressupõe que a distribuição de massa segue a de luminosidade nas componentes de bojo e disco. Com as massas das componentes luminosas (disco e bojo) e suas respectivas curvas de rotação, os autores determinaram a massa do halo.

2.2.2.1 MODELO DE MASSA DO BOJO

A distribuição de densidade de cada galáxia principal foi derivada por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) utilizando a integral de Abel (Binney; Tremaine, 1987), sob a hipótese de (Kent, 1987). Com a distribuição de densidade, os autores determinaram as massas e as velocidades de rotação dos bojos a partir das equações 2.3 e 2.4, respectivamente.

$$M_b(r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \rho(r') dr', \quad (2.3)$$

$$V_b^2(r) = G \frac{M(r)}{r}, \quad (2.4)$$

onde ρ é a densidade do bojo e G a constante gravitacional de Isaac Newton.

2.2.2.2 MODELO DE MASSA DO DISCO

(Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) assumiram uma distribuição de massa exponencial. A partir do brilho superficial, eles seguiram o método de (Toomre, 1963) e utilizaram a equação 2.5.

$$M_d(r) = 2\pi \Upsilon_d I_d r_d^2 [1 - \exp(-r/r_d)(1 + r/r_d)], \quad (2.5)$$

onde Υ_d é a razão massa-luminosidade do disco e I_d é uma função de Bessel. A velocidade circular do disco foi obtida com a equação 2.6 também retirada do método de (Toomre, 1963) segundo (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

$$V_d^2(r) = 4\pi G \Upsilon_d I_d r_d y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad (2.6)$$

onde $y = \frac{r}{2r_d}$, I_n e K_n são funções de Bessel modificadas (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

2.2.2.3 MODELO DE MASSA DO HALO

Já para a componente escura, foi empregado o modelo de perfil de densidade proposto por Navarro, Frenk e White (Navarro; Frenk; White, 1997), doravante NFW. A fórmula analítica do modelo NFW para a densidade radial do halo de matéria escura é dada por:

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_c}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}, \quad (2.7)$$

onde ρ_c é a densidade crítica do universo e r_s é o raio de escala do halo. A grandeza δ_c é um fator adimensional conhecido como contraste de densidade característico, que depende da grandeza de concentração do halo (c) e é obtido por:

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \quad (2.8)$$

A concentração do halo, por sua vez, é definida como: $c \equiv \frac{r_{200}}{r_s}$. A grandeza r_{200} é o raio que delimita uma região cuja densidade média é duzentas vezes a densidade crítica do universo. A massa acumulada do halo pode ser calculada substituindo a equação 2.7 na Equação 2.3. Para a velocidade circular da componente do halo de matéria escura (V_h), pode-se expressar a fórmula matematicamente consistente com o perfil NFW em função da massa virial M_{200} e do parâmetro c :

$$V_h^2(r) = \frac{GM_{200}}{r} \frac{\ln\left(1 + \frac{cr}{r_{200}}\right) - \frac{cr/r_{200}}{1+cr/r_{200}}}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}}. \quad (2.9)$$

A curva de rotação teórica final foi então construída utilizando a soma quadrática das velocidades de cada componente:

$$V_c^2(r) = V_b^2(r) + V_d^2(r) + V_h^2(r) \quad (2.10)$$

3 DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DINÂMICOS PARA AS GALÁXIAS SECUNDÁRIAS

No Capítulo 2, foi constatado que, devido ao seu reduzido tamanho espacial e limitações observacionais, pouca informação estrutural e cinemática (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) pôde ser extraída diretamente das galáxias secundárias de cada par. Para suprir essa carência de dados empíricos, buscou-se na literatura astrofísica relações de escala e modelos semi-empíricos que permitissem a obtenção das grandezas essenciais para a inicialização de uma simulação de N-corpos.

Na Tabela 1, nota-se que somente o índice de cor ($B - V$) e a magnitude puderam ser obtidos através das observações fotométricas para as componentes secundárias. Essa grandeza fotométrica serviu como a principal "âncora" observacional para derivar, em cascata, todos os parâmetros dinâmicos e de massa de entrada da simulação. Abordaremos neste capítulo a metodologia detalhada aplicada para estimar tais parâmetros, bem como as premissas assumidas em cada etapa.

3.1 DETERMINAÇÃO DAS MASSAS DAS GALÁXIAS SECUNDÁRIAS

3.1.1 MASSAS ESTELARES

Para estimar as massas estelares (M_*) das galáxias secundárias, AM 2058B e AM 1228B, utilizou-se o modelo de síntese de população estelar de (Bell; Jong, 2001). Baseados em um vasto número de observações de galáxias, incluindo galáxias peculiares e em interação, os autores demonstraram que existe uma forte correlação entre a razão massa-luminosidade estelar (Υ_λ) e as cores ópticas integradas das populações estelares. Através dessa relação, é possível determinar a massa estelar a partir do índice de cor, utilizando a Equação 3.1.

$$\log_{10}(\Upsilon_\lambda) = a_\lambda + b_\lambda \cdot (B - V), \quad (3.1)$$

onde a_λ e b_λ são coeficientes que dependem tanto da banda fotométrica observada quanto do índice de cor utilizado. Em nosso estudo, aplicamos a banda r' e o índice ($B - V$). A variabilidade desses coeficientes, que engloba diferentes modelos de evolução galáctica e Funções Iniciais de Massa (IMF), está detalhada na Tabela 5. Multiplicando a razão massa-luminosidade obtida pela luminosidade intrínseca da galáxia na mesma banda, obtém-se a massa estelar total do componente bariônico.

Tabela 5 – Derivados do trabalho de (Bell; Jong, 2001) para a banda fotométrica r' e para o índice de cor ($B - V$). Os coeficientes utilizados para estimar a massa das galáxias AM 2058B e AM 1228B estão na primeira linha. A tabela original inclui todos os coeficientes para cada banda fotométrica.

Cor	a_r	b_r
(B-V)	-0.660	1.222
(B-R)	0.820	0.851
(V-I)	-1.314	1.528
(V-J)	-1.319	0.794
(V-H)	-1.515	0.684
(V-K)	-1.501	0.627

Fonte: (Bell; Jong, 2001).

3.1.2 DETERMINAÇÃO DA MASSA DO HALO (M_{200})

A relação utilizada para estimar a massa do halo de matéria escura, M_{200} , a partir da massa estelar, baseou-se nas relações de abundância de halos e modelagem cinemática, como as discutidas por estudos estruturais de galáxias anãs (e.g., (Moster *et al.*, 2010)). Em cenários de evolução secular, galáxias anãs tendem a ser dominadas por matéria escura, com a massa do halo sendo frequentemente superior a dez vezes a massa estelar observada ($M_{200} \geq 10M_*$).

Entretanto, em ambientes de interações gravitacionais severas, a massa do halo estendido é a primeira componente a sofrer truncamento e redução significativa por efeitos de maré induzidos pela galáxia primária. Como a taxa de perda de massa escura depende fortemente da geometria orbital e do tempo desde a primeira passagem, determinar um valor exato torna-se inviável sem dados cinemáticos resolvidos. Desta forma, adotou-se uma premissa conservadora, estabelecendo que a massa do halo para as galáxias secundárias AM 2058B e AM 1228B seria parametrizada exatamente como sendo dez vezes a massa estelar ($M_{200} = 10M_*$).

3.1.3 DETERMINAÇÃO DO RAIOS VIRIAL (r_{200})

Utilizando a densidade crítica do universo (ρ_c) e a constante de Hubble¹, o raio do halo de matéria escura, r_{200} , foi derivado analiticamente. Por definição da cosmologia padrão, r_{200} é o raio que delimita o volume dentro do qual a densidade média é 200 vezes a densidade crítica. A relação é expressa através da Equação 3.2, alimentada pelos valores de M_{200} determinados na Seção 3.1.2.

$$M_{200} = \frac{200}{3} \rho_c \cdot 4\pi r_{200}^3 \quad (3.2)$$

¹ A constante de Hubble foi adotada com o valor de $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, mantendo estrita consistência com o adotado no trabalho observacional de Hernandez-Jimenez *et al.* (2015).

3.1.4 PARÂMETRO DE CONCENTRAÇÃO DO HALO (c)

A distribuição radial da matéria escura no interior do halo depende do parâmetro de concentração (c). Este parâmetro foi obtido utilizando a relação proposta por (Macciò; Dutton; Bosch, 2008). Em seu trabalho, os autores analisaram simulações cosmológicas envolvendo cerca de 5×10^3 halos de matéria escura em estado de relaxamento, a partir das quais derivaram uma relação empírica entre a massa virial do halo (M_{200}) e a concentration, dada pela Equação 3.3.

$$\log_{10} c = 0.971 - 0.094 \times \log_{10} \left(\frac{M_{200}}{10^{12} M_{\odot}} \right) \quad (3.3)$$

Uma vez obtido o parâmetro de concentração, o comprimento de escala do halo (r_s) é trivialmente determinado pela relação $r_s = r_{200}/c$, definindo a estrutura interna do perfil de NFW para a simulação.

3.1.5 VELOCIDADE CIRCULAR DO HALO (V_{200})

Para manter a coesão matemática e física com as modelagens das galáxias principais descritas por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015), utilizamos a equação clássica do modelo NFW (abordada no capítulo anterior) para determinar a velocidade circular do halo na borda virial, V_{200} . Esta grandeza representa a velocidade kepleriana de uma partícula de teste orbitando à distância r_{200} .

3.2 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO FRENTE AOS PARÂMETROS ADOTADOS

Como as galáxias secundárias carecem de restrições cinemáticas diretas, é imperativo reconhecer que os parâmetros deduzidos neste capítulo compõem uma cadeia de derivações interconectadas, na qual o índice de cor observacional ($B - V$) atua como o único vínculo empírico inicial. Consequentemente, as incertezas de cada premissa teórica acumulam-se ao longo do processo.

A primeira fonte de incerteza reside no próprio modelo de (Bell; Jong, 2001). A estimativa da massa estelar sofre influência das escolhas assumidas para a IMF e dos históricos de formação estelar (*bursts* recentes podem introduzir dispersões da ordem de ~ 0.1 a 0.2 dex na estimativa de Υ_{λ}). A segunda e mais sensível incerteza encontra-se na adoção empírica da relação $M_{200} = 10M_{*}$. Enquanto galáxias isoladas podem abrigar frações de matéria escura significativamente maiores, sistemas satélites em intenso processo de fusão perdem parte substancial de seus halos externos por arrancamento de maré antes que as assinaturas visíveis no disco estelar se tornem severas. Tratar essa relação como uma constante introduz uma margem de erro sistemática inerente à complexidade das fusões menores.

No entanto, do ponto de vista dinâmico da simulação de N-corpos, o efeito dessas incertezas no comportamento global do sistema é atenuado por duas razões geométricas e matemáticas. Primeiro, a grandeza da velocidade (V_{200}) e o raio (r_{200}) escalam apenas com a raiz cúbica da massa ($V \propto M^{1/3}$), de modo que um super ou subdimensionamento no fator limitante da matéria escura não altera drasticamente as propriedades cinemáticas calculadas. Segundo, a equação de (Macciò; Dutton; Bosch, 2008) impõe que halos de menor massa sejam mais concentrados. Esta compensação natural garante que o poço de potencial central da galáxia secundária mantenha-se relativamente profundo, conferindo à componente a coesão gravitacional necessária para sobreviver até as passagens perigalácticas tardias observadas nos modelos numéricos.

Os parâmetros finais deduzidos por essa cadeia metodológica, utilizados como condições iniciais nas simulações de N-corpos, estão sintetizados na Tabela 6.

Tabela 6 – Parâmetros observacionais para as galáxias AM 2058A e AM 1228A e parâmetros estimados para AM 2058B e AM 1228B. As estimativas foram realizadas em cascata com base no índice de cor obtido no trabalho observacional de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Galáxia	M_{200} ($10^{11}M_{\odot}$)	V_{200} (km s^{-1})	r_{200} (kpc)	r_s (kpc)	r_d (kpc)	r_b (kpc)	c
AM 2058A	9.02	141.41	194	11.1	5.96	0.51	17.5
AM 2058B	1.06	69.05	95.6	8.57	4.86	1.27	11.15
AM 1228A	1.02	68.3	94	2.4	4.80	0.38	39.0
AM 1228B	0.29	46.8	64.8	5.02	3.33	0.23	11.89

Fonte: Elaborada pelo autor com base em dados de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) e nas relações estruturais de (Bell; Jong, 2001) e (Macciò; Dutton; Bosch, 2008).

4 SIMULAÇÃO DE N-CORPOS

Neste capítulo, serão abordadas as equações que governam as interações gravitacionais em corpos extensos, como galáxias. Além disso, será detalhada a metodologia aplicada na simulação de N-corpos, desde a preparação do ambiente computacional até a análise dos resultados obtidos.

4.1 INTERAÇÕES GRAVITACIONAIS

As primeiras formulações matemáticas sobre a interação entre corpos celestes foram desenvolvidas por Johannes Kepler, resultando nas leis que descrevem as órbitas dos planetas. Suas leis serviram de base para Isaac Newton formular a sua Teoria da Gravitação Universal, que ainda hoje é utilizada para descrever a atração entre corpos celestes:

$$\vec{F}_{12} = -G \frac{Mm}{r_{12}^2} \hat{\mathbf{r}}_{12}, \quad (4.1)$$

onde F_{12} é a força que atua entre dois corpos de massa M e m separados por uma distância r_{12} , com $\hat{\mathbf{r}}_{12}$ sendo o vetor unitário na direção entre os corpos. O sinal negativo indica que a força é atrativa. A solução analítica para o problema de dois corpos é simples, no entanto, em sistemas com bilhões de corpos, como as galáxias, a equação que governa os movimentos e distribuições desses corpos é denominada equação de Boltzmann Sem Colisão (CBE). Também conhecida como equação de Vlasov (Binney; Tremaine, 1987), ela foi originalmente formulada para descrever o movimento de partículas em gases onde as colisões entre partículas são desprezíveis. Essa formulação é altamente aplicável a galáxias, visto que a probabilidade de colisão direta entre estrelas é extremamente baixa ($\approx 10^{-13}$), mesmo durante uma colisão entre galáxias (Carroll; Ostlie, 2017). A justificativa para utilizar essa equação como método de análise em uma simulação é o longo tempo de relaxação de uma galáxia (equação 4.2). O tempo de relaxação é o tempo necessário para que um sistema atinja o equilíbrio por meio da interação gravitacional entre seus membros (Chandrasekhar, 1943):

$$t_{relax} = \frac{RN}{v \log N}, \quad (4.2)$$

onde R é o raio da galáxia, v a velocidade típica da estrela no raio R , N o número de partículas (estrelas) da galáxia.

A função de distribuição, representada pela equação 4.3 (Springel, 2005), descreve a localização das partículas no espaço de fase, ou seja, suas posições (\vec{r}) e velocidades (\vec{v}) em um dado tempo (t). Essa função possui sete variáveis independentes (três para posição, três para velocidade e a variável tempo).

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3r, \quad (4.3)$$

A CBE, mostrada na equação 4.4 (Springel, 2005), é uma declaração da lei de conservação de massa no espaço de fase:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0 \quad (4.4)$$

onde o primeiro termo ($\partial f / \partial t$) representa a variação temporal local da função de distribuição, o segundo termo descreve a advecção das partículas no espaço de posições (sendo $\partial \vec{r} / \partial t = \vec{v}$ a velocidade), e o terceiro descreve a advecção no espaço de velocidades devido à aceleração ($\partial \vec{v} / \partial t = \vec{a}$) gerada pelo campo gravitacional. O fato de a soma destes termos — que constitui a derivada total df/dt — ser estritamente igual a zero expressa o Teorema de Liouville (Binney; Tremaine, 2008) aplicado a um sistema não-colisional. Isso significa que a densidade do fluido estelar se conserva ao longo de sua trajetória no espaço de fase. Em outras palavras, o fluido evolui de forma incompressível, sem colisões diretas e sem fontes ou sumidouros de matéria, muito embora a distribuição global do sistema varie dinamicamente ao longo do tempo durante a interação galáctica ($\partial f / \partial t \neq 0$).

O potencial gravitacional de uma galáxia não é estático, ele varia de acordo com a distribuição de massa das partículas. Essa relação pode ser descrita pela equação de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho. \quad (4.5)$$

4.2 PREPARAÇÃO DO AMBIENTE DA SIMULAÇÃO

Em uma simulação de N-Corpos, cada partícula é uma entidade de que possui massa, velocidade, posição e faz parte de alguma componente como halo, disco, bojo.

Apesar das grandes distâncias em uma galáxia resultarem em uma probabilidade de colisão estelar extremamente baixa, colisões diretas ainda são possíveis em simulações numéricas. Para evitar que isso ocorra em uma simulação de N-corpos, a força gravitacional foi modificada, conforme a equação 4.6. A inclusão do parâmetro de suavização (*softening*, ϵ , eq. 4.7) é uma necessidade numérica estritamente decorrente da resolução espacial e de massa finitas da modelagem. Em sistemas galácticos reais, a dinâmica é essencialmente não-colisional; ou seja, a vastidão do espaço interestelar torna a probabilidade de encontros estelares diretos praticamente nula, e o potencial gravitacional global é intrinsecamente suave. No entanto, nas simulações de N-Corpos, o sistema é discretizado em um número de elementos muito inferior ao número de estrelas reais, de modo que cada partícula representa uma grande fração de massa (milhares a milhões de massas solares). Sem a introdução do *softening*, a força gravitacional Newtoniana divergiria caso duas dessas macro-partículas se aproximassem demasiadamente ($r \rightarrow 0$), resultando em

espalhamentos artificiais e violentos. O parâmetro ε atua distribuindo efetivamente a massa da partícula em um pequeno volume, atenuando a força a curtas distâncias e garantindo que a simulação reproduza o comportamento fluido, coletivo e não-colisional característico das galáxias. A determinação do valor de ε em uma simulação, em geral, depende da resolução, governada pelo número de partículas N empregado. Uma forma simples é considerar regiões de alta densidade e calcula-se a distância média entre as partículas dessa região. Numa galáxia, podemos pensar na sua região central, na parte interna do bojo. Nesse caso o *softening* seria uma fração dessa distância média. No GADGET-4 o valor de ε pode ser calculado individualmente para cada partícula, baseado na distância média às suas partículas vizinhas mais próximas. O *softening* pode ser expresso pela equação 4.7, conforme (Springel, 2021).

$$\vec{F}_{12} = -G \frac{Mm}{(r_{12}^2 + \varepsilon^2)^{\frac{3}{2}}} \mathbf{r}_{12} \quad (4.6)$$

$$\vec{\varepsilon}(r; \varepsilon_0) = -\frac{h \cdot \varepsilon_0}{W_2(r_{12}/h \cdot \varepsilon_0)} \mathbf{r}_{12} \quad (4.7)$$

A determinação do parâmetro de *softening* (ε), portanto, está diretamente ligada à resolução espacial da simulação. Nessa abordagem, a força entre duas partículas é modificada para evitar picos de quando a distância entre elas é muito pequena. Nesse contexto, a equação 4.7 utiliza a função *kernel* $W_2(r/\varepsilon_0)$, onde ε_0 é o valor de *softening* (que pode ser fixo ou adaptativo). Para implementar computacionalmente a suavização das forças gravitacionais a curtas distâncias, o código de N-Corpos substitui a massa pontual das macro-partículas por uma distribuição de densidade estendida, governada pela função *kernel*. Esta função, determina como a massa da partícula é distribuída em um volume cujo raio de escala é o próprio parâmetro de *softening* (ε_0). A utilização do *kernel* W_2 assegura que, para distâncias interparticulares muito menores que ε_0 , a força gravitacional decaia suavemente até zero, prevenindo divergências numéricas durante encontros próximos. Simultaneamente, o perfil matemático do *kernel* garante que, para distâncias superiores ao limite de suavização, o potencial reverta de forma exata e contínua ao regime da gravitação Newtoniana pura, preservando a física em larga escala do sistema em interação. O valor numérico de ε_0 é um tópico de intensa discussão na literatura. Em geral, ele deve ser ajustado em função do número de partículas utilizadas, visando representar a menor escala física que a simulação é capaz de resolver (Springel; Yoshida; White, Simon D. M., 2001a).

Ao modificar a força gravitacional, o potencial associado também é alterado, uma vez que ele depende da distribuição de massa. Esse novo potencial é conhecido como potencial de *Plummer*, que foi originalmente utilizado por (Plummer, 1911) (equação 4.8) para modelar perfis de densidade de aglomerados globulares. A inclusão do parâmetro de *softening* na força gravitacional em simulações numéricas resulta em uma forma matemática que, convenientemente, corresponde a esse modelo:

$$\Phi(r) = \frac{GM}{\sqrt{r^2 + \epsilon^2}}. \quad (4.8)$$

4.2.1 PERFIS DE DENSIDADE

A distribuição das partículas é realizada em componentes: (i) bojo; (ii) disco de estrelas; (iii) disco de gás e (iv) halo de matéria escura. Cada componente é estruturada de acordo com uma lei de distribuição específica. A massa de cada componente é sempre uma fração da massa total do sistema, que, no software `MAKEDISKGALAXY` (utilizado para criar essas distribuições), é definida como a massa do halo. Conforme estabelecido nos capítulos 2 e 3, essa massa é referida como M_{200} .

4.2.1.1 COMPONENTE BOJO

Para a componente bojo, a distribuição das partículas é dada pelo perfil oblato de (Hernquist, 1995). Sua distribuição é dada por:

$$\rho_b(m) = \frac{M_b}{2\pi a c^2} \frac{1}{m(1+m)^3} \quad \text{e} \quad m^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2}, \quad (4.9)$$

onde M_b é a massa do bojo, a é o comprimento de escala do eixo maior do bojo, c é o comprimento de escala do eixo menor. Nas simulações realizadas, a foi tomado igual a c , e os raios utilizados estão na Tabela para modelar o bojo de cada galáxia, estão na Tabela 6.

4.2.1.2 COMPONENTE DISCO

Para a modelagem do disco estelar e do disco de gás, é utilizado um perfil cilíndrico, conforme o trabalho de (Freeman, 1970). A distribuição de densidade é dada pela equação:

$$\rho_d(R, z) = \frac{M_d}{4\pi h^2 z_0} \exp(-R/h) \text{sech}^2(z/z_0), \quad (4.10)$$

nesse perfil, a distribuição na direção z do disco é tratada como lâminas finas. A largura de escala dessas lâminas é $z_0 = 0,1h$, onde h é o comprimento de escala radial do disco. Os valores de h utilizados também estão na Tabela 6.

4.2.1.3 COMPONENTE HALO

A distribuição da componente de matéria escura seguiu o perfil proposto por (Hernquist, 1995), que é uma esfera isotérmica truncada. A densidade de massa é dada pela equação:

$$\rho_h(r) = \frac{M_h}{2\pi^{3/2}\gamma} \frac{\alpha \exp(-r^2/\gamma^2)}{r^2 + r_s^2}, \quad (4.11)$$

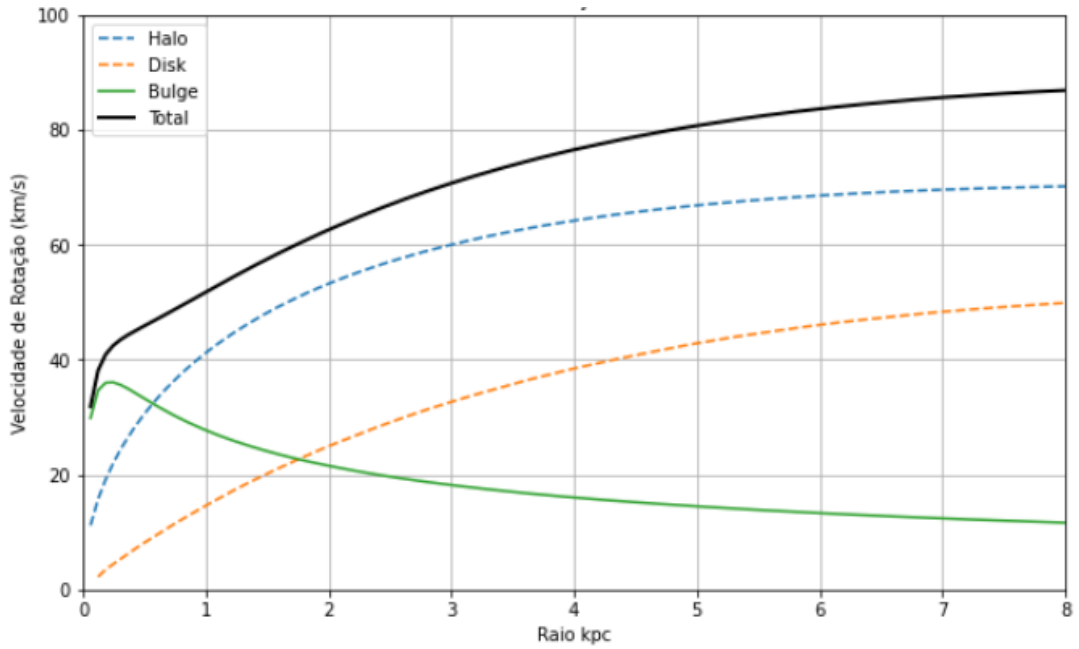
onde γ é o raio de truncamento do halo; r_s é o raio de escala do halo; α é o raio de Hernquist um parâmetro de normalização dado pela equação:

$$\alpha = \{1 - \sqrt{\pi}q \exp(q^2)[1 - \operatorname{erf}(q)]\}^{-1}, \quad (4.12)$$

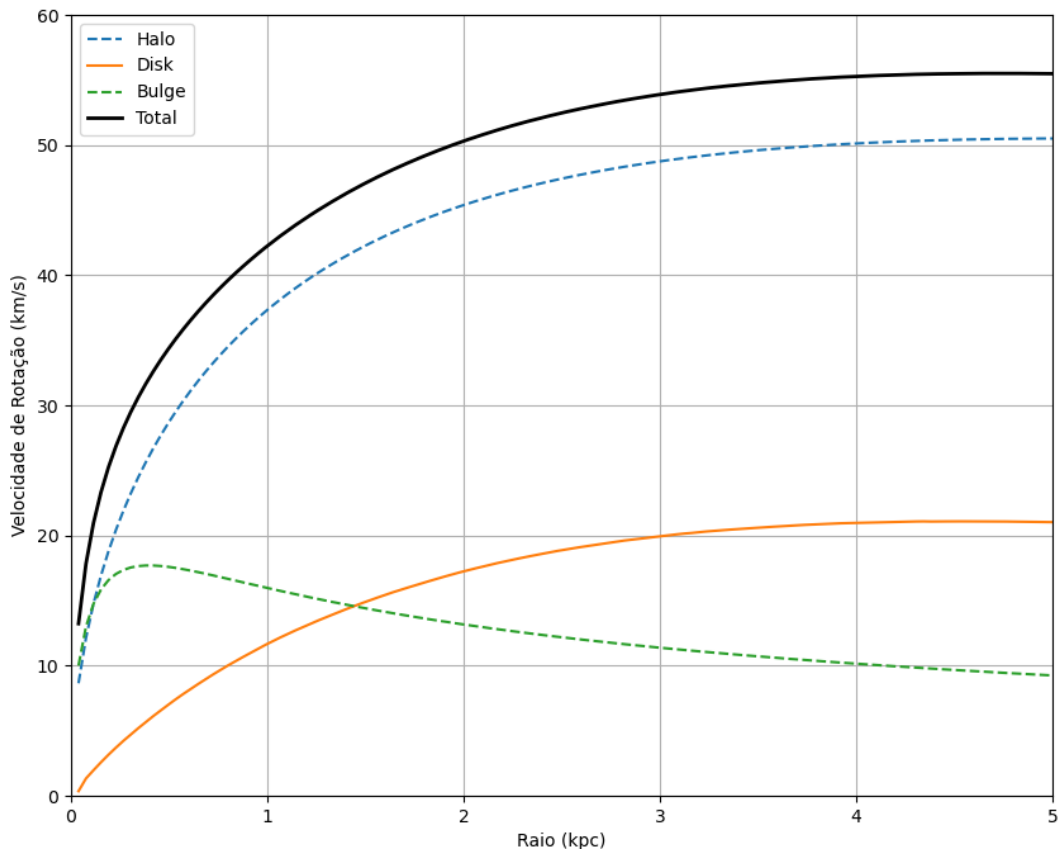
com $q = r_s/\gamma$. Os valores de r_s utilizados também estão na Tabela 6.

Nesse ponto, o software `MAKEDISKGALAXY` determina as posições iniciais das partículas utilizando o momento de ordem zero da CBE e as velocidades iniciais a partir do primeiro momento. Com base nesses cálculos (saída do `MAKEDISKGALAXY`), um algoritmo em `PYTHON` lê e plota as curvas de rotação das galáxias. Para as galáxias principais, essas curvas devem estar em concordância com as curvas observacionais, enquanto para as galáxias secundárias, essa comparação não foi possível. A Figura 6 exibe as curvas de rotação feitas pelo `MAKEDISKGALAXY`.

Figura 6 – Curvas de rotação simuladas para as galáxias secundárias **(a)** AM 2058B e **(b)** AM 1228B.



(a)



(b)

Fonte: Elaborada pelo autor a partir de dados gerados pelo *software* MakeDiskGalaxy e processados em algoritmo desenvolvido em Python.

4.2.2 DETERMINAÇÃO DAS ÓRBITAS

Em interações gravitacionais puras, os corpos são mutuamente atraídos em virtude de suas massas. Quando esses corpos podem ser aproximados por massas pontuais — como é frequentemente o caso em sistemas estelares simples ou planetários —, suas trajetórias descrevem órbitas keplerianas, cujas soluções matemáticas resultam em seções cônicas. Para sistemas gravitacionalmente ligados, que descrevem órbitas elípticas ou circulares, a energia mecânica total do sistema (a soma das energias cinética e potencial gravitacional) permanece constante ao longo do tempo. É exatamente esse contínuo balanço dinâmico entre a velocidade do corpo orbital e sua distância à massa central que garante a estabilidade e a manutenção da órbita.

Para corpos extensos, como galáxias, as órbitas se alteram conforme a aproximação. Essa alteração ocorre devido ao efeito de fricção dinâmica, que pode ser compreendido como a perda de energia resultante do atrito entre dois corpos extensos. Em fusões menores, a galáxia secundária perturba a distribuição de massa da galáxia principal e perde energia após a primeira passagem perigaláctica, e sucessivamente após cada passagem, até se fundir à galáxia principal.

Determinar a órbita entre duas galáxias não é uma tarefa simples, uma vez que ela se altera com o tempo, gerando uma configuração quase caótica. A seguir, serão explicados os tipos de órbitas existentes entre dois corpos extensos, bem como a escolha das órbitas utilizadas nas simulações dos pares.

4.2.2.1 TIPOS DE ÓRBITAS EM INTERAÇÕES GRAVITACIONAIS

Órbitas gravitacionais seguem perfis cônicos, que podem ser matematicamente distinguidos por uma grandeza adimensional denominada excentricidade (e). A excentricidade de uma cônica é, em geral, a razão entre a distância do centro ao foco e a distância do centro ao vértice a , também conhecido como semieixo maior. Órbitas elípticas possuem excentricidade menor que 1, enquanto órbitas parabólicas têm excentricidade igual a 1 e as hiperbólicas, excentricidade maior que 1.

Em interações de galáxias, o ponto de maior proximidade entre duas galáxias é chamado de pericentro. A relação entre o pericentro (q) e a excentricidade é expressa nas equações 4.13.

$$a = \frac{q}{1 - e} \quad (\text{elipse}), \quad a = \frac{q}{e - 1} \quad (\text{hipérbole}), \quad (4.13)$$

A velocidade no pericentro (v_q) segue a equação vis-viva:

$$v_q = \sqrt{2\mu \left(\frac{1}{q} - \frac{1}{2a} \right)}, \quad (4.14)$$

onde $\mu = G(M + m)$.

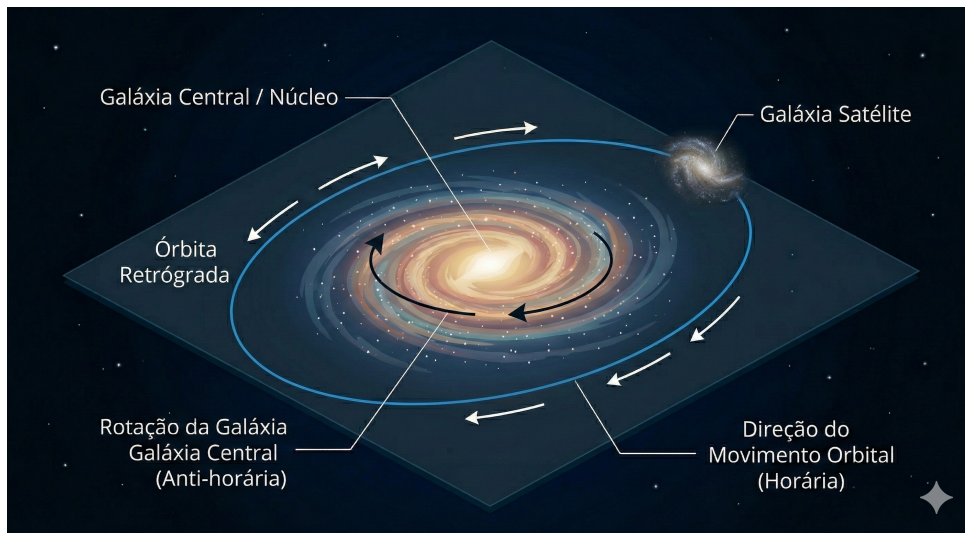
4.2.2.2 ÓRBITAS PRÓGRADAS E RETRÓGRADAS

Uma órbita prógrada tem o mesmo sentido orbital que o sentido rotacional da galáxia principal, enquanto uma órbita retrógrada possui sentido orbital oposto ao sentido de rotação da galáxia principal (equação 4.15).

$$\text{prógrada} \iff \mathbf{L}_{\text{orb}} \cdot \mathbf{L}_{\text{disk}} > 0, \quad \text{retrógrada} \iff \mathbf{L}_{\text{orb}} \cdot \mathbf{L}_{\text{disk}} < 0, \quad (4.15)$$

onde \mathbf{L}_{orb} é o momento angular da órbita, dado por $\mathbf{L}_{\text{orb}} = \mathbf{r} \times \mathbf{v}$. A Figura 7 exibe a geometria de interação em cada um dos casos.

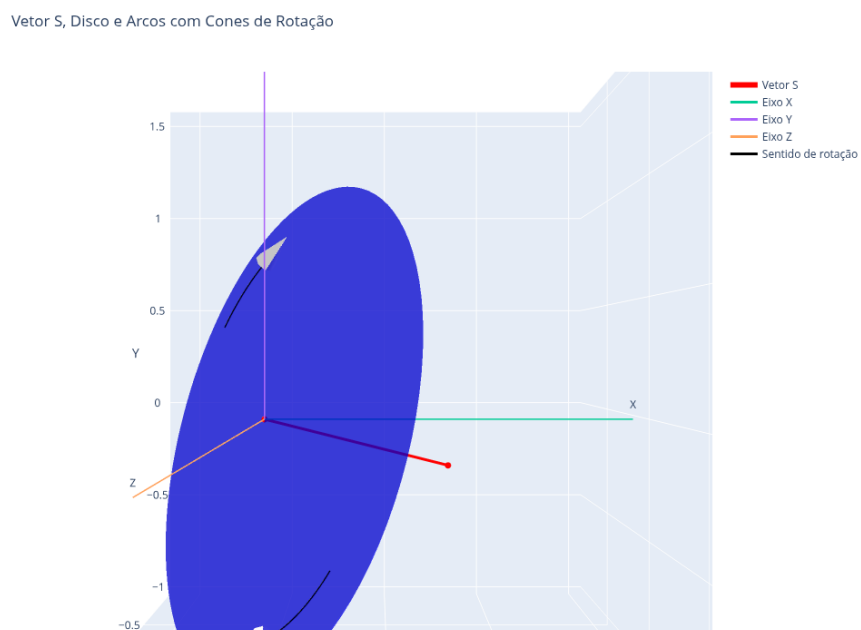
Figura 7 – Ilustração de órbitas prógradas e retrógradas em interações de galáxias.



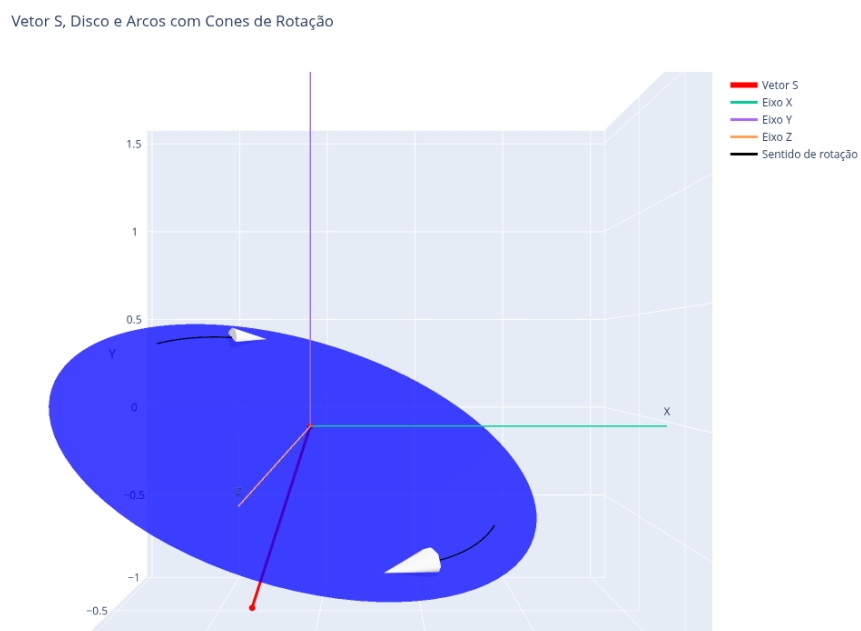
Fonte: Elaborada pelo autor.

O momento angular do disco das galáxias é determinado utilizando seus ângulos de posição e inclinação. A visualização prévia desse momento angular foi realizada através de uma rotina desenvolvida em PYTHON, como podemos observar nas Figuras 8 e 9.

Figura 8 – Visualização do momento angular (*spin*) dos discos das galáxias **(a)** AM2058A e **(b)** AM2058B.



(a)

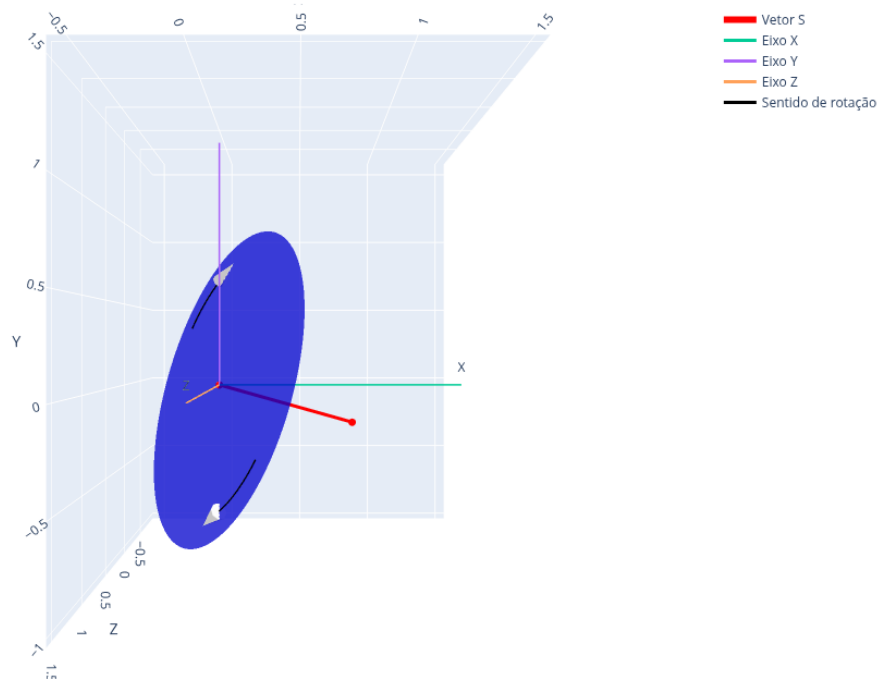


(b)

Fonte: Elaborada pelo autor.

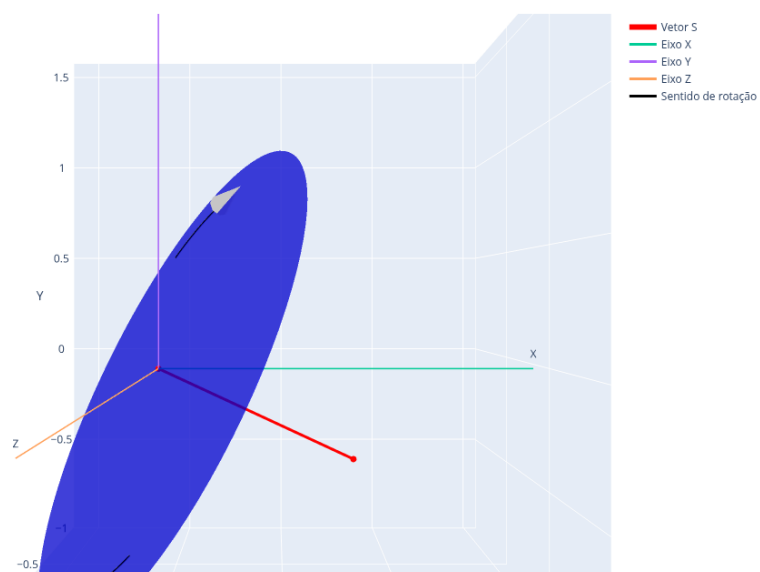
Figura 9 – Visualização do momento angular (*spin*) dos discos das galáxias **(a)** AM 1228A e **(b)** AM 1228B.

Vetor S, Disco e Arcos com Cones de Rotação



(a)

Vetor S, Disco e Arcos com Cones de Rotação



(b)

Fonte: Elaborada pelo autor.

É possível verificar também o lado de aproximação (*approaching*) e o lado de afastamento (*receding*) dos discos das galáxias em relação ao observador.

4.2.2.3 PROGRAMA QUEORBITA_G_CSV

Em análises observacionais, não é possível obter alguns dados relevantes para simulações de N-corpos, como a distância exata de cada estrela ou nuvem de gás (coordenada de posição z) e as velocidades no plano do céu (eixos x, y).

Portanto, ao considerar a equação de Boltzmann sem Colisões, torna-se necessário determinar três das seis coordenadas do espaço de fase: v_x, v_y, z . Para encontrar a órbita adequada em uma interação de galáxias que respeite as condições de entrada apresentadas na Tabela 7, o algoritmo calcula órbitas possíveis que reproduzam as propriedades físicas atuais do sistema em interação.

Tabela 7 – Parâmetros de entrada para o programa QUEORBITA_G_CSV. Tolerâncias como janela para v_z podem ser configuradas em leituras adicionais do código.

Parâmetro	Descrição
Excentricidade	e_{ini} (inicial), e_{fin} (final), e_{step} (passo)
Distância de pericentro	$q_{ini}, q_{fin}, q_{step}$ [kpc]
Massas	M (galáxia principal), m (galáxia secundária) [$10^{10}M_{\odot}$]
Posições	g_x, g_y [kpc]
Velocidade	v_z [km/s]
Vetor	$spin[3]$ (eixo do disco da galáxia primária)

Fonte: Elaborada pelo autor.

O sequenciamento do algoritmo é o seguinte: (i) Leitura dos dados da Tabela 7. (ii) Cálculo da constante gravitacional reduzida (μ). (iii) Determinação do parâmetro da cônica (p). (iv) Cálculo do semieixo maior da cônica (a). (v) Cálculo do momento angular específico (h) pela equação 4.16.

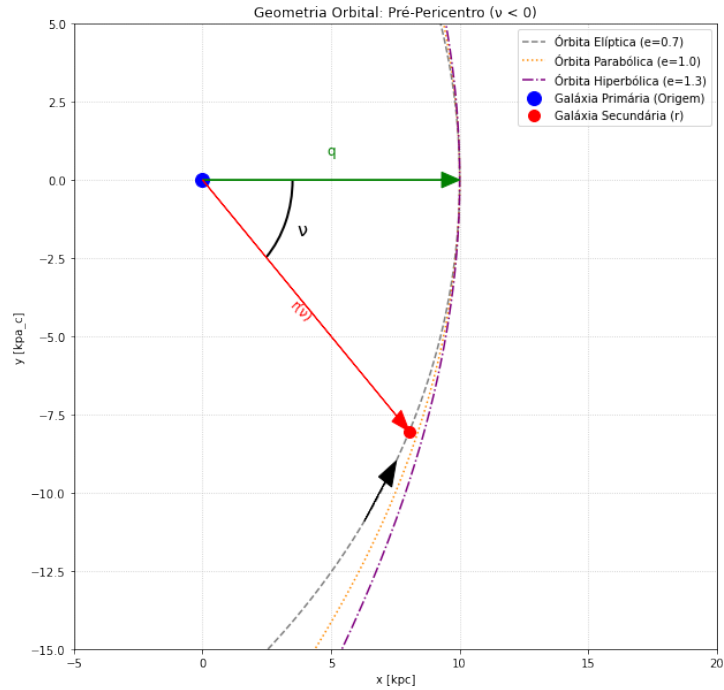
$$h = \sqrt{\mu \cdot p}, \quad (4.16)$$

para estabelecer a configuração geométrica inicial do sistema e reproduzir o cenário observado, o centro de massa da galáxia principal é fixado na origem do sistema de coordenadas, $(0,0,0)$. A partir dessa referência, a separação espacial projetada no plano do céu entre as componentes é calculada pela relação $R = \sqrt{g_x^2 + g_y^2}$. Já a posição dinâmica da galáxia secundária em sua órbita é definida pela anomalia verdadeira (v), que corresponde ao ângulo medido no plano orbital a partir do pericentro. Consequentemente, para um dado valor de v , a distância orbital física real entre as galáxias é determinada através da equação 4.17.

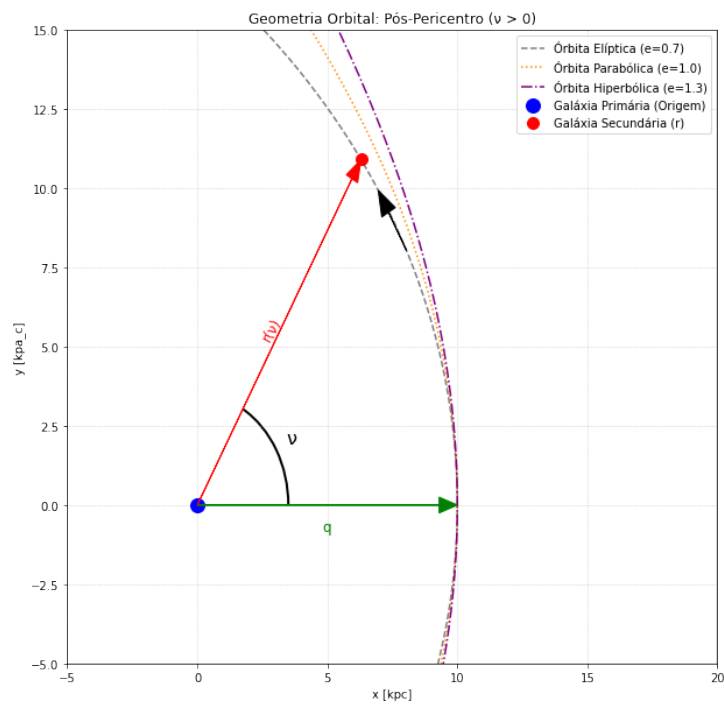
$$r(v) = \frac{p}{1 + e \cos v}. \quad (4.17)$$

Como o ângulo é medido através do pericentro da órbita, quando $\nu < 0$ temos os momentos pré-pericentro e quando $\nu > 0$ temos o momento pós-pericentro. As Figuras 10a e 10b exemplificam melhor a situação, em duas dimensões.

Figura 10 – Visualização da geometria orbital mostrando as possíveis órbitas (elíptica, parabólica e hiperbólica) que são cruzadas pela galáxia secundária. Todas as órbitas possuem foco no pericentro. **(a)** Momento pré-pericentro ($v < 0$), onde a posição da secundária ilustra uma possível situação atual de simulação. **(b)** Momento pós-pericentro ($v > 0$).



(a)



(b)

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para a posição g_z , o sinal é fixado através do *flag* pré e pós-pericentro, isso significa

essa coordenada varia de sinal após as passagens perigalácticas devido a galáxia principal ser a origem do referencial:

$$g_z = \pm \sqrt{r(v)^2 - R^2}, \quad (4.18)$$

quando o sinal é positivo, temos uma posição mais próxima do observador, sinal negativo o oposto. A tolerância dessa coordenada é escolhida pelo usuário.

O algoritmo utiliza os parâmetros de entrada, detalhados na Tabela 7, bem como a tolerância definida para a coordenada g_z , para gerar um conjunto de soluções orbitais consistentes com os dados observacionais. Uma inspeção dos resultados revela que estas soluções tendem a agrupar-se em "famílias". Este agrupamento permite uma simplificação metodológica: as órbitas pertencentes a uma mesma família são dinamicamente tão equivalentes que a seleção de qualquer membro individual como representante do grupo não impacta significativamente os resultados subsequentes da simulação.

4.3 GADGET-4

O código de simulação cosmológica GADGET-4, acrônimo para GALaxies with Dark matter and Gas intERact, foi desenvolvido primordialmente por (Springel; Yoshida; White, Simon D. M., 2001b) e aprimorado em sucessivas versões com contribuições da comunidade científica. A sua flexibilidade permite a execução de diferentes tipos de simulações numéricas, desde cenários em um espaço Newtoniano estático até integrações cosmológicas em um universo em expansão, que utilizam coordenadas comóveis. O código também é otimizado para simulações do tipo "zoom", nas quais uma região específica do volume cosmológico é estudada.

O cálculo da força gravitacional entre as partículas é realizado por meio de algoritmos. Entre os principais métodos, destacam-se o algoritmo de árvore (do inglês, *Tree algorithm*), o Método Rápido de Multipolos (*Fast Multipole Method* - FMM) e uma abordagem híbrida que combina o método de árvore para curtas distâncias com um método de malha de partículas (*Particle Mesh*) para longas distâncias, conhecido como TREEPM.

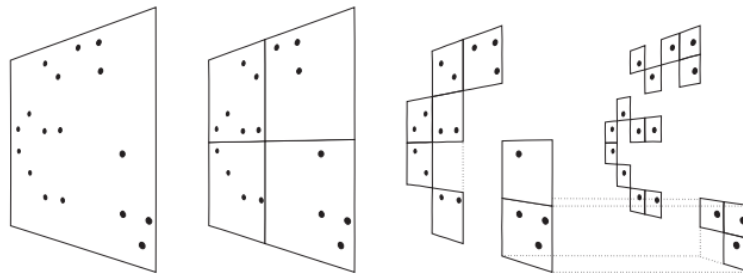
Para simular a interação entre galáxias, o GADGET-4 parte de um arquivo de condições iniciais. Este arquivo contém os dados fundamentais de cada partícula do sistema, como seu vetor posição, vetor velocidade e massa. Parâmetros físicos que descrevem os halos de matéria escura (e.g., M_{200} , r_{200} , perfil de densidade, esses dados já foram obtidos na Tabela 6) e os parâmetros orbitais da interação são tipicamente utilizados por softwares auxiliares para gerar o arquivo de condições iniciais, que é então fornecido como entrada para a simulação. Conforme detalhado na seção 4.2.2.3, a determinação desses parâmetros orbitais foi realizada com o auxílio do programa QUEORBITA_G_CSV. A partir dos dados de partículas gerados, o GADGET-4 evolui o sistema no tempo, fornecendo como resultado "snapshots", arquivos que representam o estado completo do sistema em intervalos de tempo pré-determinados.

4.3.1 FORÇAS GRAVITACIONAIS

4.3.1.1 MÉTODO TREECODE

O método TREECODE (ou algoritmo de árvore) é uma técnica hierárquica utilizada para otimizar o cálculo das forças gravitacionais, reduzindo seu custo computacional para uma ordem de $O(N \log N)$. Sua implementação no GADGET baseia-se na construção de uma árvore octal (*oct-tree*) de (Barnes; Hut, 1986). Neste processo, o volume computacional que contém todas as partículas é recursivamente subdividido em oito cubos filhos com metade do tamanho do cubo pai. Esta subdivisão continua até que os nós terminais, conhecidos como "folhas" da árvore, contenham um número reduzido de partículas. Cada nó da árvore armazena as propriedades do conjunto de partículas que ele contém, como a massa total, o centro de massa e os momentos de multipolo (monopolo, quadrupolo, etc.). Uma melhor visualização do funcionamento do método em duas dimensões está na Figura 11.

Figura 11 – Representação 2D do Método TREECODE.



Fonte: (Springel; Yoshida; White, Simon D. M., 2001b).

Uma vez que a árvore está construída, o cálculo da força para uma determinada partícula é realizado através de uma "caminhada pela árvore" (*tree walk*). Durante essa caminhada, para cada nó encontrado, o algoritmo avalia se a força exercida pelo grupo de partículas dentro daquele nó pode ser aproximada por sua expansão em multipolos. A decisão é governada pelo critério de abertura de (Barnes; Hut, 1986), expresso na equação 4.19:

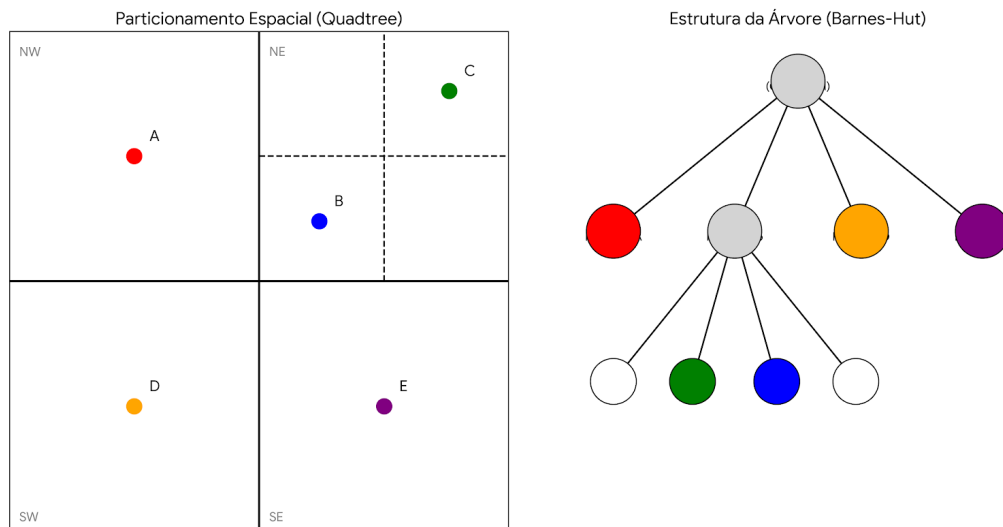
$$r > \frac{l}{\theta}, \quad (4.19)$$

nesta equação, r é a distância entre a partícula alvo e o centro de massa do nó, l é o comprimento do lado do cubo que representa o nó, e θ é o "ângulo de abertura", um parâmetro de precisão definido pelo usuário.

Se a condição for satisfeita, o nó é considerado suficientemente distante, e sua contribuição para a força é calculada usando a aproximação de multipolo (tipicamente até a ordem de quadrupolo), encerrando a recursão naquele ramo da árvore. Caso contrário, o nó é "aberto", e o algoritmo continua a caminhada, analisando seus oito nós filhos em busca de uma aproximação

mais precisa. O custo computacional está diretamente ligado ao parâmetro θ : valores menores impõem uma condição mais estrita, forçando o algoritmo a abrir mais nós, o que resulta em um cálculo de força mais preciso, porém computacionalmente mais caro. A Figura 12 exibe em duas dimensões, o caminho seguido no método de (Barnes; Hut, 1986).

Figura 12 – Esquerda, o espaço é subdividido recursivamente (em uma quadtree) até que cada célula contenha, no máximo, uma partícula. Direita, a representação dos dados em árvore, onde nós internos e a raiz armazenam o centro de massa local reduzindo o tempo computacional.

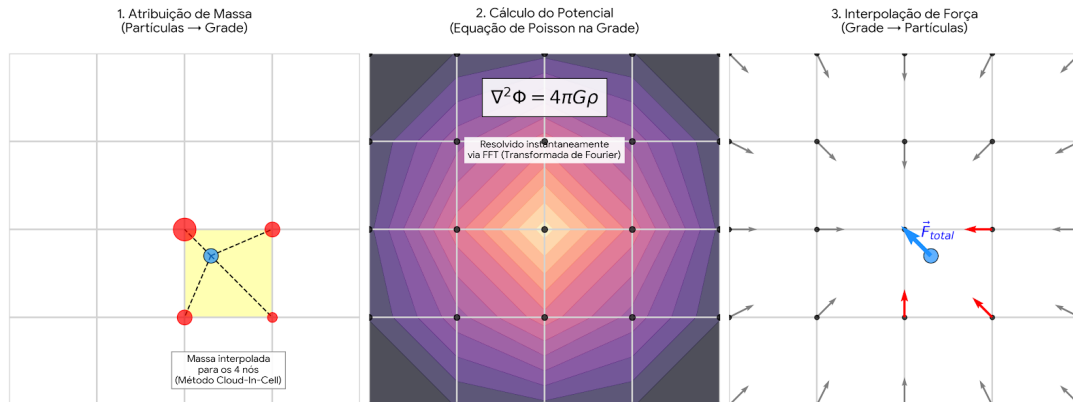


Fonte: Elaborada pelo autor.

4.3.1.2 MÉTODO PM (*PARTICLE MESH*)

O método *Particle Mesh* (PM), ou Malha de Partículas, é uma técnica para calcular as forças gravitacionais de longo alcance em simulações periódicas. Seu funcionamento consiste em impor uma malha cartesiana regular sobre o volume da simulação, na qual a massa das partículas é depositada, criando um campo de densidade contínuo. A partir desse campo, a equação de Poisson (equação 4.5) é resolvida para obter o potencial gravitacional em cada ponto da malha, geralmente com o auxílio de Transformadas Rápidas de Fourier (FFT). O campo de força é então derivado desse potencial e interpolado de volta para a posição de cada partícula, fornecendo assim a componente de longo alcance de sua aceleração. A grande vantagem do método PM é sua velocidade, que pode ser otimizada escolhendo-se dimensões para a malha que sejam potências de dois, ou um ajuste controlado pelo usuário. A Figura 13 ilustra a distribuição desse potencial em uma simulação.

Figura 13 – Etapas fundamentais do algoritmo Particle-Mesh (PM). **(Esquerda)** Atribuição da massa das partículas aos nós da grade pelo método Cloud-In-Cell (CIC). **(Centro)** Cálculo eficiente do potencial gravitacional resolvendo a Equação de Poisson via Transformada Rápida de Fourier (FFT). **(Direita)** Interpolação da força obtida na malha de volta para a partícula.

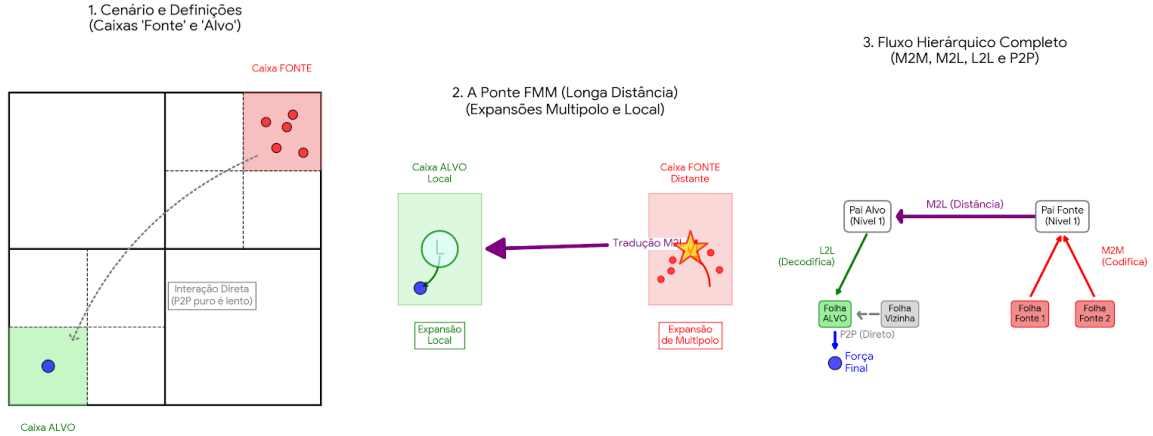


Fonte: Elaborada pelo autor.

4.3.1.3 MÉTODO FMM (FAST MULTIPOLE METHOD)

O Método Rápido de Multipolos (Fast Multipole Method - FMM) é uma técnica relacionada aos algoritmos de árvore comuns, porém diferencia-se fundamentalmente na maneira como aproxima o efeito gravitacional de fontes distantes. Enquanto o método de árvore calcula a interação entre uma partícula alvo e cada nó distante individualmente, o FMM reorganiza o cálculo de forma mais eficiente. Ele converte as expansões em multipolos de todos os nós distantes relevantes em uma única expansão local do campo gravitacional em torno da região da partícula alvo. A força sobre as partículas naquela região é então obtida avaliando-se este campo local combinado. Essa abordagem evita cálculos redundantes, pois grupos de partículas próximas avaliam o mesmo campo de forças distantes, resultando em maior eficiência computacional sem comprometer a precisão da simulação. O desenvolvimento seminal do método FMM foi apresentado por (Greengard; Rokhlin, 1987). A Figura 14 exibe a rotina eficiente do algoritmo. Ao invés de calcular a influência gravitacional partícula por partícula para as que se encontram numa "caixa alvo", o método considera que todas as partículas dessa caixa sofrerão a influência gravitacional conjunta de uma "caixa fonte"equivalente. Essa abordagem evita cálculos redundantes e otimiza o tempo computacional.

Figura 14 – Diagrama de funcionamento do Fast Multipole Method (FMM). (Painel 1) Definição de caixas 'Fontes' distantes e caixas 'Alvo' na grade espacial. (Painel 2) O conceito central: partículas distantes são codificadas em uma Expansão de Multipolo (M), que é "traduzida" para uma Expansão Local (L) na região de interesse. (Painel 3) O fluxo hierárquico das operações: M2M (subida/codificação), M2L (transferência lateral distante), L2L (descida/decodificação) e P2P (interação direta apenas com vizinhos próximos).



Fonte: Elaborada pelo autor.

4.3.1.4 MÉTODO SPH PARA TRATAMENTO HIDRODINÂMICO DO GÁS

Para o tratamento hidrodinâmico do gás, o método SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*), ou Hidrodinâmica de Partículas Suavizadas, é empregado. Este método Lagrangiano envolve as equações fundamentais que governam a dinâmica de fluidos ideais e invíscidos. As equações relevantes, são a equação da continuidade (equação 4.20), que descreve a conservação da massa e a evolução da densidade, a equação de Euler (equação 4.21), que descreve a evolução da velocidade sob a ação de gradientes de pressão P e do potencial gravitacional Φ , e a primeira lei da termodinâmica (equação 4.22), que governa a variação da energia interna por unidade de massa u , incluindo termos de trabalho e possíveis fontes ou sumidouros de calor $\Lambda(u, \rho)$.

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot v = 0 \quad (4.20)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla \Phi \quad (4.21)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot v - \frac{\Lambda(u, \rho)}{\rho}, \quad (4.22)$$

no método SPH, o fluido é discretizado em um conjunto de partículas que carregam massa e outras propriedades termodinâmicas. Uma característica central do SPH é o uso de um comprimento de suavização adaptativo, h_i , para cada partícula i . Este parâmetro ajusta-se dinamicamente para

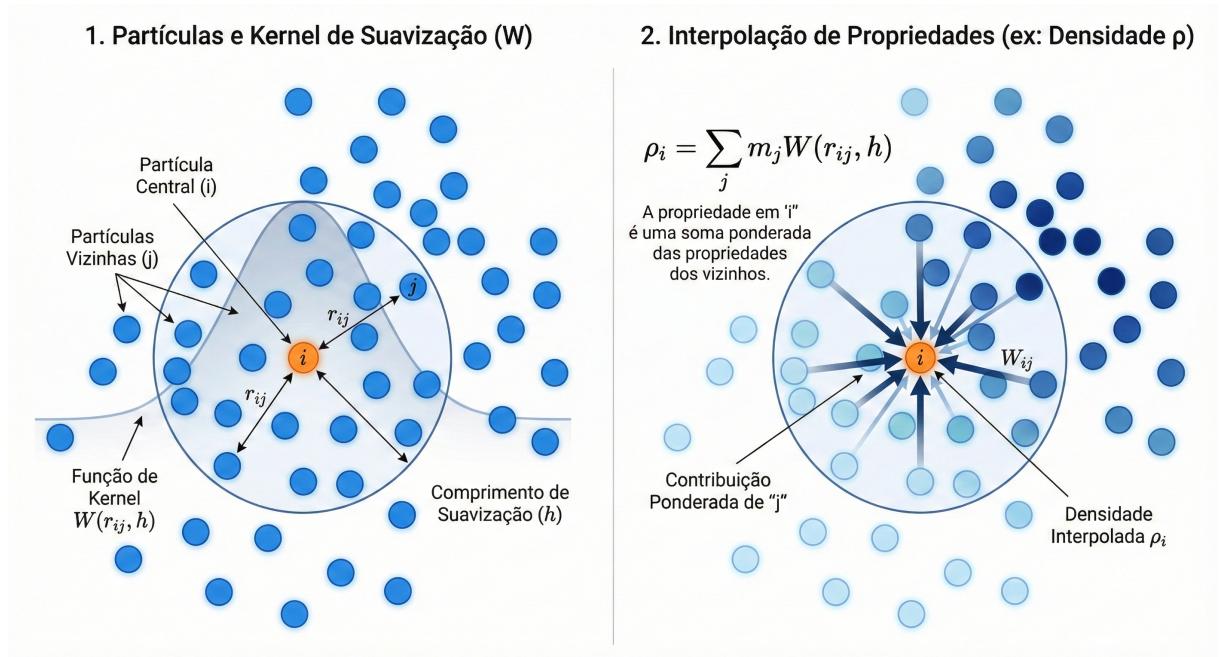
manter o número de partículas vizinhas dentro da esfera de raio h_i aproximadamente constante e igual a um valor alvo N_s , estipulado pelo usuário. Manter N_s constante assegura que a resolução de massa do método permaneça aproximadamente uniforme, enquanto a resolução espacial, representada por h_i , adapta-se inversamente à densidade local do fluido.

O processo de determinação de h_i a cada passo de tempo envolve uma etapa de predição, que pode utilizar o valor anterior $h_i^{(old)}$, o número de vizinhos encontrado N_i e a divergência de velocidade local $(\nabla \cdot v)_i$:

$$\tilde{h}_i = \frac{1}{2}h_i^{(old)} \left[1 + \left(\frac{N_s}{N_i} \right)^{1/3} \right] + \hat{h}_i \Delta t, \quad \text{onde } \hat{h}_i = \frac{1}{3}h_i(\nabla \cdot v)_i, \quad (4.23)$$

após essa predição (\tilde{h}_i), realiza-se uma busca de vizinhos. Se o número encontrado desviar significativamente de N_s , o valor de h_i é ajustado iterativamente até que a condição sobre o número de vizinhos seja satisfeita dentro de uma tolerância especificada. Essa natureza adaptativa do comprimento de suavização permite que o SPH modele eficientemente a evolução do gás em diversos cenários astrofísicos, desde galáxias isoladas até interações complexas, onde a densidade do gás pode variar por muitas ordens de magnitude. O método SPH foi introduzido independentemente por [Lucy \(1977\)](#) e [Gingold e Monaghan \(1977\)](#). A Figura 15 ilustra como uma função modela a densidade de uma partícula como o método SPH atua.

Figura 15 – Esquema do método SPH para fluidos. (Esquerda) O domínio de interação de uma partícula do gás é limitado pelo raio de suavização (h), e a influência dos vizinhos decai com a distância conforme a função de kernel (W). (Direita) A obtenção de grandezas macroscópicas: a densidade local é calculada pela soma ponderada das massas das partículas vizinhas dentro dessa esfera de influência.



4.3.2 MÉTODO UTILIZADO NOS PARES AM 2058-381 E AM 1228-260

Para realizar as simulações dos pares em questão, foi utilizado um método híbrido, onde para forças de longo alcance o método PM foi empregado, enquanto para curto alcance o método FMM foi empregado. As simulações iniciais foram realizadas com $2,3 \times 10^5$ partículas para AM 2058-381 e com $1,4 \times 10^5$ partículas para AM 1228-260, com diversas hipóteses de excentricidade, pericentro e inclinação do plano da órbita. As simulações mais promissoras foram realizadas, posteriormente, com $1,01 \times 10^6$ partículas.

4.3.2.1 SIMULAÇÕES DO PAR AM 1228-260

A morfologia em anel observada em galáxias pode ter origens físicas distintas, variando desde processos seculares internos — como o acúmulo de gás em zonas de ressonância dinâmica induzidas por uma barra central — até eventos puramente interativos. A análise observacional do sistema em estudo evidencia que a estrutura anelar possui origem interativa. No cenário clássico de formação de anéis colisionais, proposto pioneiramente por (Lynds; Toomre, 1976), a morfologia mais simétrica resulta da passagem de uma galáxia intrusa diretamente através do centro do disco da galáxia alvo. Este evento, ocorrendo em um ângulo aproximadamente perpendicular, impulsiona o material para o centro e, em seguida, desencadeia uma onda de densidade radial que se expande pelo disco, comprimindo o gás e induzindo intensa formação estelar. Cabe ressaltar que a geometria do encontro dita a estrutura final: colisões com parâmetros de impacto descentralizados tendem a formar anéis assimétricos ou arcos abertos, enquanto interações rasantes e coplanares podem resultar na disrupção da galáxia secundária por forças de maré, depositando suas estrelas na forma de um anel de escombros sobreposto ao disco da componente principal.

Com base nessa premissa, foram realizadas diversas simulações de N-corpos. A Tabela 8 apresenta o conjunto de modelos executados, para AM 1228-381, listados conforme os parâmetros físicos e orbitais iniciais: excentricidade da órbita (e), distância de pericentro (q), ângulo de inclinação do spin orbital (s), concentração do halo e v_{200} .

Tabela 8 – Parâmetros iniciais das simulações realizadas para o par AM 1228-260. As colunas representam: (1) Identificação da simulação; (2) Excentricidade orbital; (3) Distância de pericentro em kpc; (4) Ângulo entre o vetor momento angular do disco da galáxia primária e o vetor momento angular orbital em graus; e (5) Concentração do halo utilizada para AM 1228A.

ID da Simulação	Excentricidade (e)	Pericentro (q) [kpc]	Spin órbita (s) [°]	Concentração (c)
orbit-e07-q4-s15	0,7	4	15	39
orbit-e07-q4-s30	0,7	4	30	39
orbit-e07-q4-s45	0,7	4	45	39
orbit-e07-q5-s15	0,7	5	15	39

orbit-e07-q5-s30	0,7	5	30	39
orbit-e07-q5-s45	0,7	5	45	39
orbit-e07-q6-s15	0,7	6	15	39
orbit-e07-q6-s30	0,7	6	30	39
orbit-e07-q6-s45	0,7	6	45	39
orbit-e07-q7-s15	0,7	7	15	39
orbit-e07-q7-s30	0,7	7	30	39
orbit-e07-q7-s45	0,7	7	45	39
<hr/>				
orbit-e08-q2-s20	0,8	2	20	39
orbit-e08-q4-s15	0,8	4	15	39
orbit-e08-q4-s30	0,8	4	30	39
orbit-e08-q4-s45	0,8	4	45	39
orbit-e08-q5-s15	0,8	5	15	39
orbit-e08-q5-s30	0,8	5	30	39
orbit-e08-q5-s45	0,8	5	45	39
orbit-e08-q6-s15	0,8	6	15	39
orbit-e08-q6-s30	0,8	6	30	39
orbit-e08-q6-s45	0,8	6	45	39
orbit-e08-q7-s15	0,8	7	15	39
orbit-e08-q7-s30	0,8	7	30	39
orbit-e08-q7-s45	0,8	7	45	39
<hr/>				
orbit-e09-q2-s60	0,9	2	60	39
orbit-e09-q2-s70	0,9	2	70	11,13
orbit-e09-q2-s85	0,9	2	85	39
orbit-e09-q2-s85	0,9	2	85	39
orbit-e09-q2-s85	0,9	2	85	39
orbit-e09-q3-s20	0,9	3	20	39
orbit-e09-q3-s60	0,9	3	60	39
orbit-e09-q4-s10	0,9	4	10	39
orbit-e09-q4-s60	0,9	4	60	39
orbit-e09-q4-s70	0,9	4	70	11,13
orbit-e09-q7-s10	0,9	7	10	39
orbit-e09-q7-s60	0,9	7	60	39
orbit-e09-q11-s10	0,9	11	10	39
orbit-e09-q11-s45	0,9	11	45	39
orbit-e09-q11-s60	0,9	11	60	39
<hr/>				
orbit-e1q2s79	1,0	2	79	11,13
orbit-e1q4s78	1,0	4	78	11,13
orbit-e1-q4-s85	1,0	4	85	39

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.3.2.2 SIMULAÇÕES DO PAR AM 2058-381

Devido à presença de uma extensa cauda de maré em AM 2058A e de uma estrutura em ponte conectando as duas galáxias, as simulações adotaram órbitas de baixa inclinação e excentricidades menores ($e < 1$). A justificativa reside no acoplamento spin-órbita do par, caracterizando uma interação prógrada, onde o movimento orbital da galáxia secundária acompanha o sentido de rotação do disco da galáxia principal (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Conforme demonstrado por (Toomre; Toomre, 1972a), esta configuração favorece uma quase-ressonância cinemática: no pericentro, a velocidade angular da companheira assemelha-se à velocidade orbital das partículas do disco. Isso maximiza a duração da força perturbadora sobre cada estrela ou nuvem de gás, amplificando as distorções de maré. O resultado é a ejeção violenta de material do lado oposto para formar a cauda e a atração de material do lado próximo para formar a ponte, sendo que excentricidades menores (passagens mais lentas) aumentam a eficácia da captura de material pela companheira, tornando a ponte mais robusta. A Tabela 9 exhibe as órbitas testadas para o par AM 2058-381 nas simulações com poucas partículas.

Tabela 9 – Parâmetros iniciais das simulações realizadas para o par AM 2058-381. As colunas representam: (1) Identificação da simulação; (2) Excentricidade orbital; (3) Distância de pericentro em kpc; (4) Ângulo entre o vetor spin órbita e o plano da galáxia em graus.

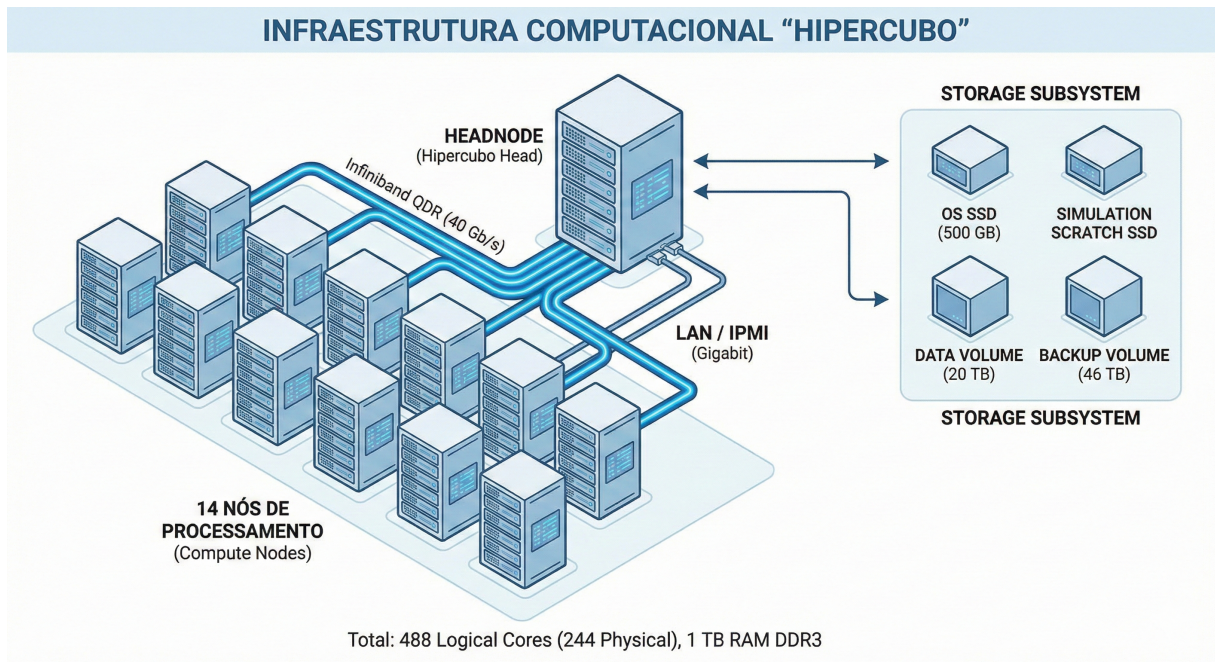
ID da Simulação	Excentricidade (e)	Pericentro (q)	Spin órbita (s)
		[kpc]	[°]
orbit-e08-q55-s20	0.8	5	20
orbit-e08-q55-s45	0.8	5	45
orbit-e08-q7-s20	0.8	7	20
orbit-e08-q7-s45	0.8	7	45
orbit-e08-q7-s9	0.8	7	9

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.4 HARDWARE UTILIZADO

Para a realização das simulações de N-Corpos, utilizou-se a infraestrutura computacional do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento (IP&D) da Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP). O equipamento utilizado foi o *cluster* denominado Hipercubo, cuja arquitetura é composta por um nó principal (*Headnode*) responsável por centralizar o *software* disponível, gerenciar o *cluster* e abrigar o sistema de armazenamento, operando em conjunto com 14 nós de processamento (de uma configuração original de 16 nós). Os recursos de *hardware* do sistema totalizam 488 núcleos (*cores*) lógicos (correspondendo a 244 núcleos físicos) e 1 TB de memória RAM DDR3, com a conectividade assegurada por redes de administração (LAN) e IPMI do tipo Gigabit, além de uma interconexão de alta velocidade Infiniband QDR de 40 Gb/s. O subsistema de armazenamento é constituído por um SSD de 500 GB dedicado ao sistema operacional, um SSD para a escrita de dados durante as simulações, um volume lógico de 20 TB para armazena-

Figura 16 – Arquitetura de comunicação do Hipercubo.



Fonte: Elaborada pelo autor.

mento de dados e um volume lógico de 46 TB destinado a *backups* e armazenamento secundário. A Figura 16 exibe a arquitetura do Hipercubo.

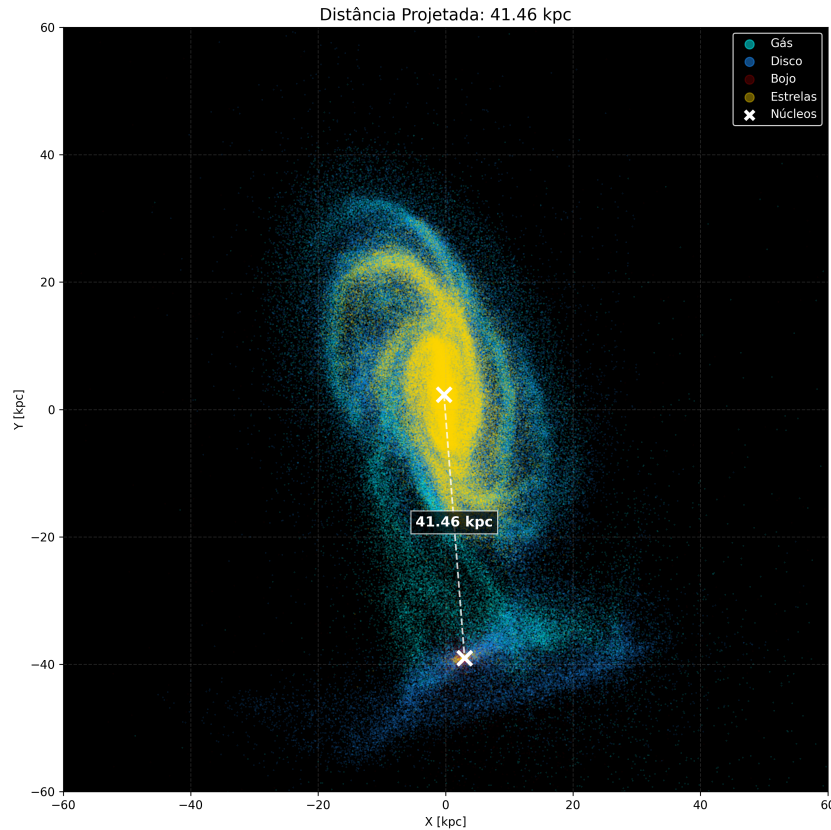
5 RESULTADOS OBTIDOS

Os resultados preliminares, referentes às simulações com menor resolução numérica (poucas partículas), serão abordados inicialmente. Diversas medições são necessárias para comparar os resultados simulados com os dados observacionais, tais como a distância projetada entre os pares, curvas de rotação e mapas de velocidade. O processamento dessas informações foi realizado a partir dos *snapshots* das simulações, utilizando bibliotecas em PYTHON como ASTROPY, PYNBODY, UNSIO, entre outras.

5.1 AM 2058-381

O código GADGET-4 gerou 100 *snapshots* ao longo de 1,0 Gyr com cada galáxia isolada para verificar a estabilidade das estruturas e posteriormente, para a interação entre AM 2058A e AM 2058B gerou 150 *snapshots* ao longo de uma evolução dinâmica de 1,5 Gyr, resultando em uma resolução temporal de 10,Myr por arquivo. Identificou-se que o *snapshot* 92 (0,92 Gyr) representa o estágio que melhor reproduz a configuração observada atualmente no sistema. A partir da simulação *orbit-e08-q7-s9*, que apresentou a maior fidelidade morfológica, procedeu-se à validação da distância projetada. A Figura 17 confirma uma separação de 41,46 kpc, valor em concordância com os dados de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Figura 17 – Distância projetada calculada para o tempo de 0,92 Gyr da simulação do par AM 2058-381. Para a determinação das coordenadas, o algoritmo define uma esfera de busca e reduz seu raio iterativamente até convergir para o máximo de densidade local, encontrando assim o centro da galáxia principal. Em seguida, a região correspondente ao raio da primária, conforme determinado por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015), é mascarada, e o procedimento é repetido para identificar o centro da galáxia secundária.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Após a constatação da compatibilidade morfológica com a imagem observada (Figura 1) e a validação da distância projetada (43,3 kpc), procedeu-se à investigação dos momentos da CBE para a análise das densidades e do campo de velocidades dos sistemas.

5.1.1 MOMENTOS DA EQUAÇÃO DE VLASOV

A evolução temporal da função de distribuição $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ no espaço de fase é governada pela Equação de Boltzmann sem Colisões (CBE), frequentemente referida em contextos astrofísicos como Equação de Vlasov (4.4). Devido à alta dimensionalidade da função de distribuição (sete dimensões), é comum trabalhar com os momentos desta equação, obtidos através da integração sobre o espaço de velocidades. Estes momentos conectam a descrição estatística às grandezas macroscópicas observáveis das galáxias.

5.1.1.1 MOMENTO DE ORDEM ZERO

O momento de ordem zero é obtido integrando a equação 4.4 sobre todas as velocidades. Este processo resulta na equação da continuidade, que descreve a conservação da massa (ou número de partículas) no sistema:

$$\rho(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}, \quad (5.1)$$

onde $\rho(\vec{r}, t)$ representa a densidade espacial. Em linhas gerais, o momento zero descreve a distribuição das partículas no volume da simulação, indicando as regiões de maior ou menor concentração de massa.

5.1.1.2 PRIMEIRO MOMENTO

O primeiro momento da equação de Vlasov está relacionado à velocidade média, que representa o movimento macroscópico ordenado das partículas em uma região específica. Este momento é obtido através do cálculo da média ponderada das velocidades das partículas, utilizando a função de distribuição como peso estatístico.

A velocidade média é uma grandeza que descreve o movimento organizado de um sistema, tal como a rotação de uma galáxia. Em galáxias espirais, por exemplo, o cálculo da velocidade média das estrelas ou do gás em função do raio permite a construção de curvas de rotação. Essas curvas não apenas descrevem a dinâmica do disco galáctico, mas também revelam a presença de matéria escura. A matéria escura influencia a velocidade das estrelas nas regiões periféricas, onde a matéria luminosa (bariônica) não é suficiente para explicar os movimentos observados (Andrade, 2025).

Matematicamente, o campo de velocidade média $\vec{u}(\vec{r}, t)$ é expresso por:

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\rho(\vec{r}, t)} \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}. \quad (5.2)$$

Na Equação 5.2, \vec{v} representa a velocidade individual da partícula e $\rho(\vec{r}, t)$ representa a densidade espacial (obtida no momento zero), a qual é utilizada para normalizar a média.

5.1.1.3 SEGUNDO MOMENTO

O segundo momento da equação de Vlasov refere-se à dispersão de velocidades, grandeza que quantifica o grau de aleatoriedade nos movimentos das partículas em torno da velocidade média. Calculada a partir do espalhamento das velocidades individuais, a dispersão reflete a chamada “temperatura cinética” do sistema.

Em dinâmica galáctica, a dispersão de velocidades permite a compreensão da estabilidade e da estrutura global do sistema. Em galáxias elípticas, por exemplo, a sustentação dinâmica

é provida principalmente pela pressão associada à dispersão de velocidades, indicando que as estrelas descrevem órbitas mais caóticas e menos organizadas do que em discos de galáxias espirais. Além disso, a dispersão de velocidades permite inferir a distribuição de matéria escura, uma vez que está diretamente relacionada à profundidade do poço de potencial gravitacional do sistema (Andrade, 2025).

A expressão matemática para a dispersão de velocidades quadrática média é dada por:

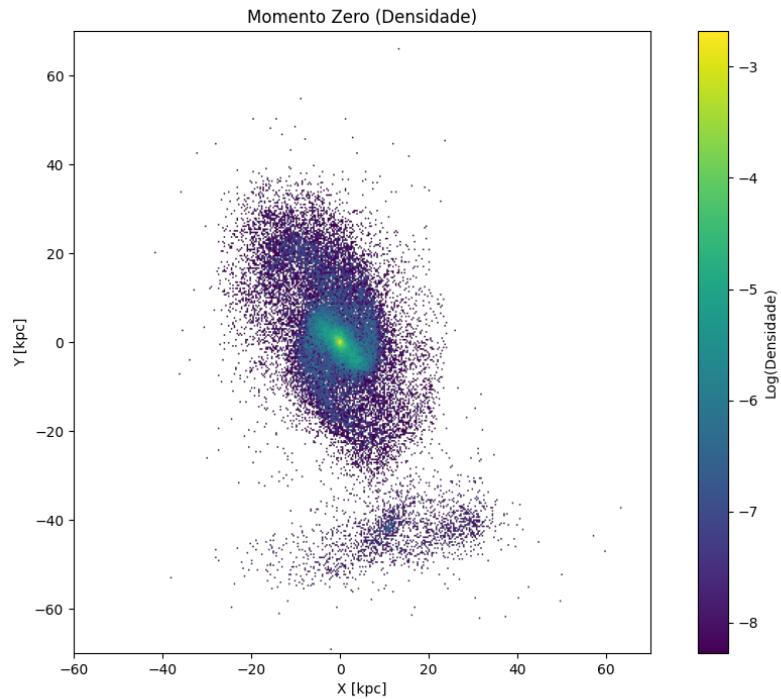
$$\sigma_v^2(\vec{r}, t) = \frac{1}{\rho(\vec{r}, t)} \int (\vec{v} - \vec{u})^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}. \quad (5.3)$$

Na Equação 5.3, o termo $(\vec{v} - \vec{u})$ representa a velocidade peculiar da partícula, ou seja, a diferença entre sua velocidade individual e a velocidade média local do fluido. Ao integrar o quadrado dessa diferença ponderado pela função de distribuição, obtém-se o termo que mede o desvio quadrático da velocidade em relação à média.

5.1.2 UTILIZAÇÃO DOS MOMENTOS DA CBE PARA ANÁLISE DA SIMULAÇÃO

Utilizando os momentos da CBE, podemos verificar as grandezas como densidade, velocidades médias assim como a dispersão de velocidades das partículas da simulação. A Figura 18 apresenta o momento zero da CBE do par AM 2058-381.

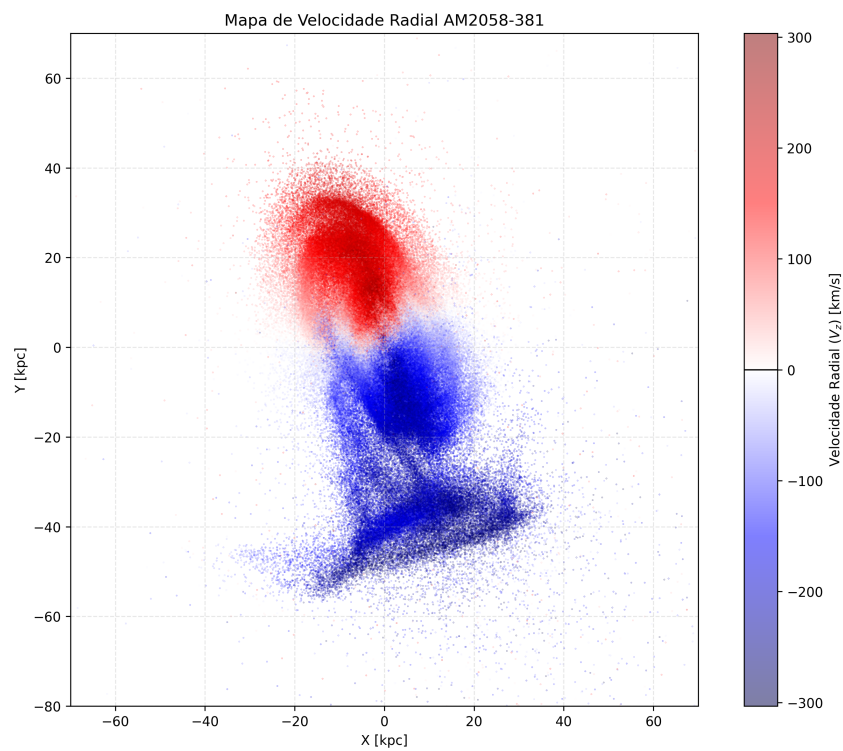
Figura 18 – O algoritmo divide a imagem em uma malha e conta quantas partículas existem em cada espaço da malha utilizando a propriedade de massas no tempo de 0,92 Gyr. Quanto maior a quantidade de partículas, maior a densidade local. A densidade local é dada pelo gradiente de cores em escala logarítmica, mais a azul para densidade menor, mais amarelo para densidade maior.



Fonte: Elaborada pelo autor.

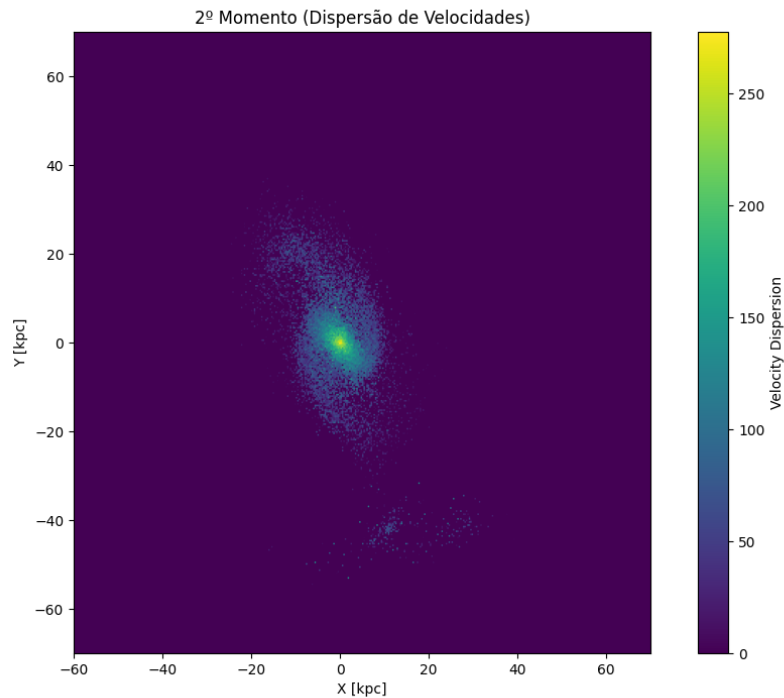
Para o momento 1 da CBE, é possível comparar as velocidades radiais da simulação com a observável, onde existe uma grande semelhança com as regiões de aproximação e afastamento como podemos comparar na Figura 19.

Figura 19 – Mapa de velocidades de AM 2058-381. Em azul está a região onde a galáxia se aproxima do observador; em vermelho, onde se afasta.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Já o segundo momento da CBE pode ser evidenciado na Figura 20. A alta dispersão de velocidades é devido a interação entre AM 2058A e AM 2058B.

Figura 20 – Dispersão de velocidades de AM 2058-381 no tempo de 0,92 Gyr.

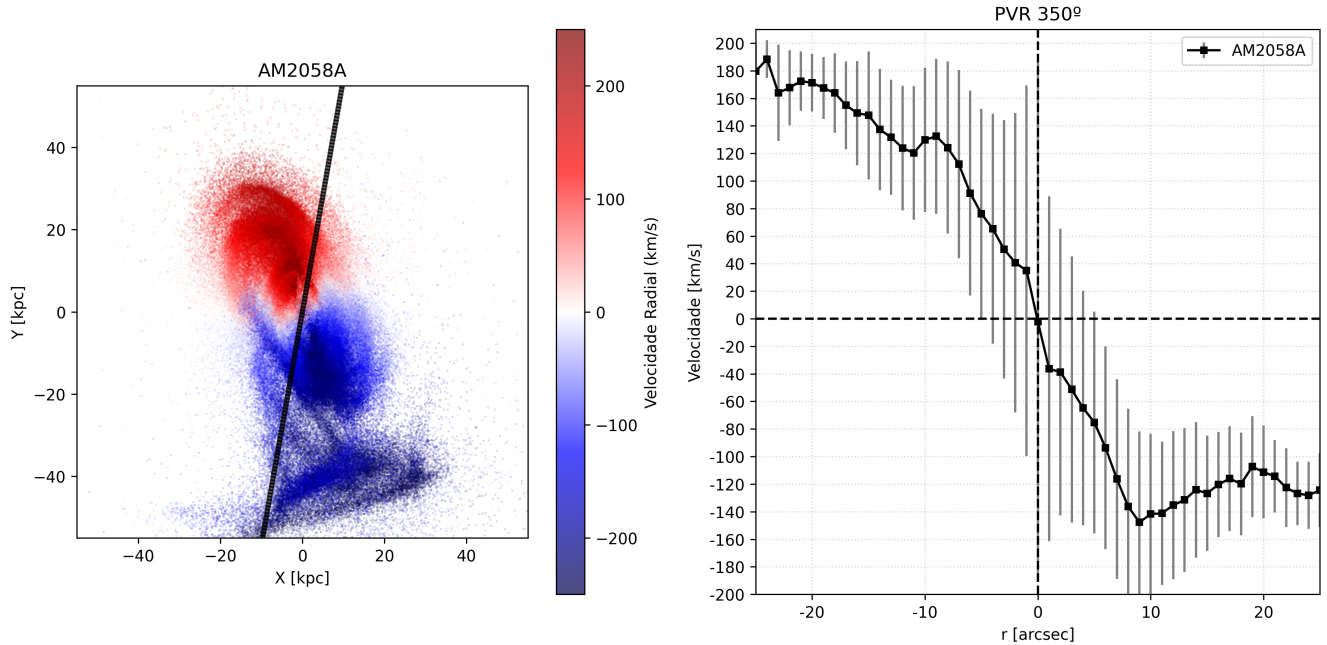
Fonte: Elaborada pelo autor.

Para efeito de comparação entre o mapa de velocidades e posteriormente os PVRs, utilizamos as medições das fendas com os seguintes métodos: (i) Rotaciona-se todas as partículas a um valor de ângulo de posição utiliza-do no trabalho observacional (350° e 94° como eixo maior das duas galáxias); (ii) Realiza-se as medições das velocidades radiais (v_z). (iii) Verifica-se a compatibilidade com o PVR observado.

5.1.3 ANÁLISE DOS PVRs

A Figura 21 apresenta o PVR derivado do tempo de 0,92 Gyrs para a galáxia AM 2058A, sob a PA de 350° , em conjunto com os dados observacionais. Nota-se que o perfil cinemático da simulação apresenta concordância com os dados empíricos, tanto em amplitude de velocidade quanto no comportamento da curva de rotação.

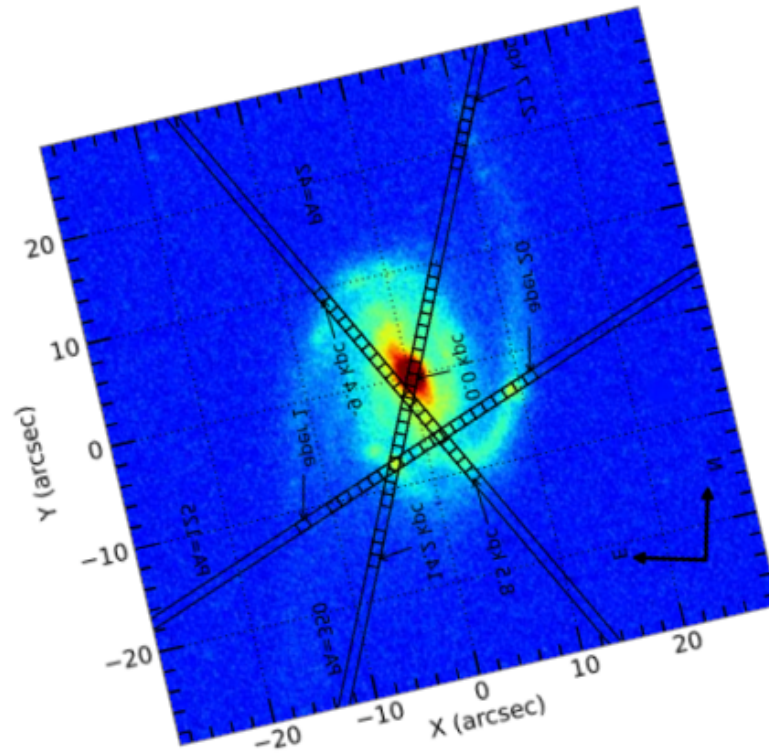
Figura 21 – PVR obtido através da simulação ao longo do eixo maior da galáxia principal AM 2058A (350°). As barras de erro representam a dispersão de velocidades em cada intervalo. A metodologia de medição seguiu os parâmetros do trabalho observacional, utilizando a escala de $1'' = 0,808 \text{ kpc}$ e abertura de fenda de $1'' \times 1,17''$.



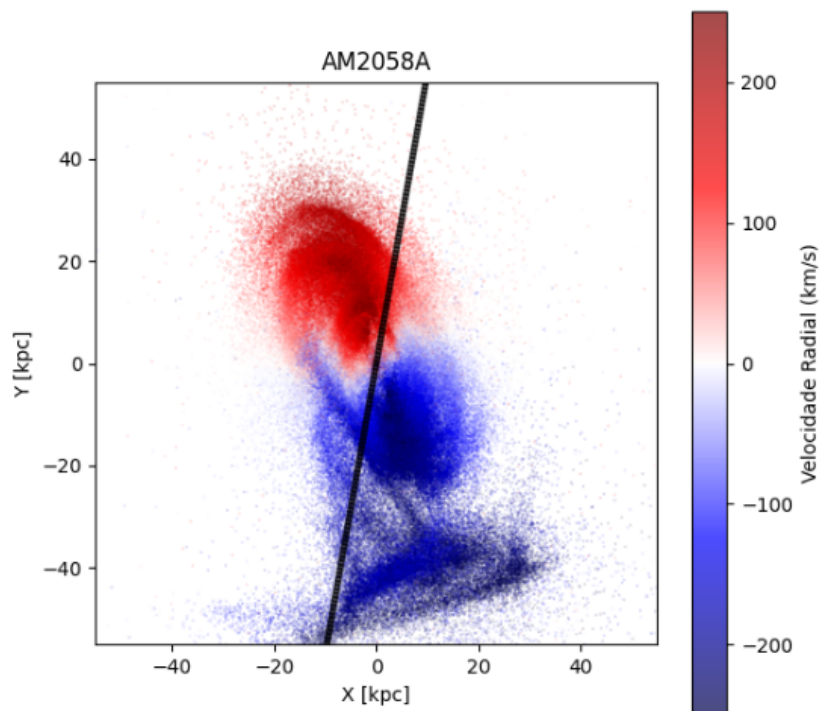
Fonte: Elaborada pelo autor.

Para facilitar a visualização espacial e a verificação do alinhamento da PA, apresenta-se na Figura 22 a justaposição entre o mapa da simulação e a imagem do trabalho observacional.

Figura 22 – Comparação entre a imagem observacional e a simulação para a galáxia AM 2058A. **(a)** Imagem processada do trabalho observacional alinhada aos eixos Sul/Norte. **(b)** Mapa de velocidade radial da simulação com a fenda virtual sobreposta na mesma escala.



(a) Dados observacionais (rotacionados)

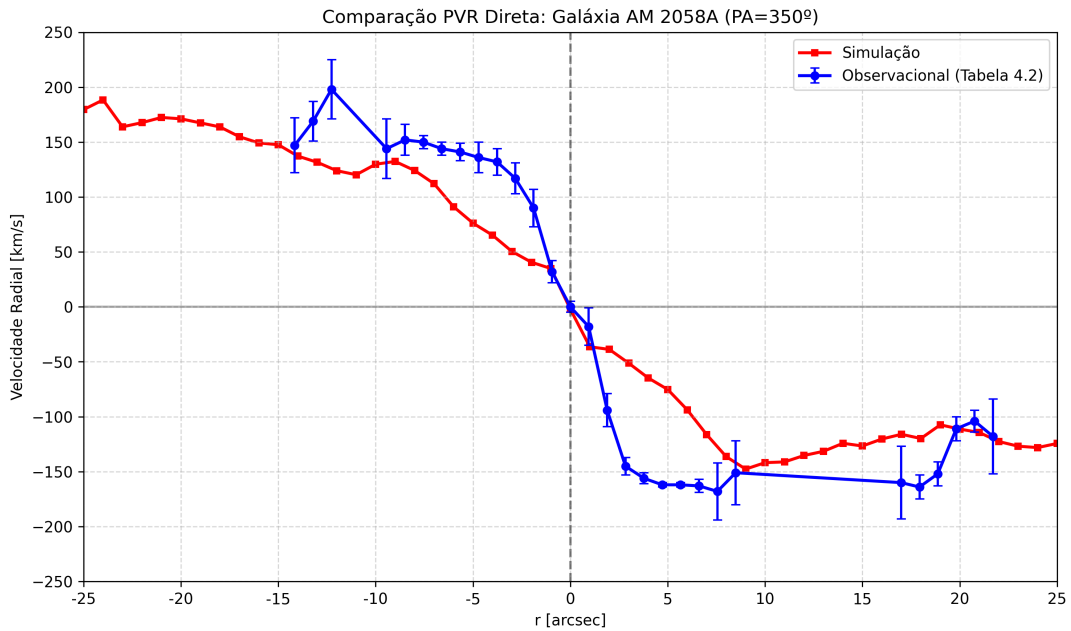


(b) Mapa de velocidade da simulação com fenda

Fonte: Elaborada pelo autor com base em dados de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Adicionalmente, realizou-se a comparação quantitativa direta entre os dados observacionais e simulados em um único gráfico (Figura 23).

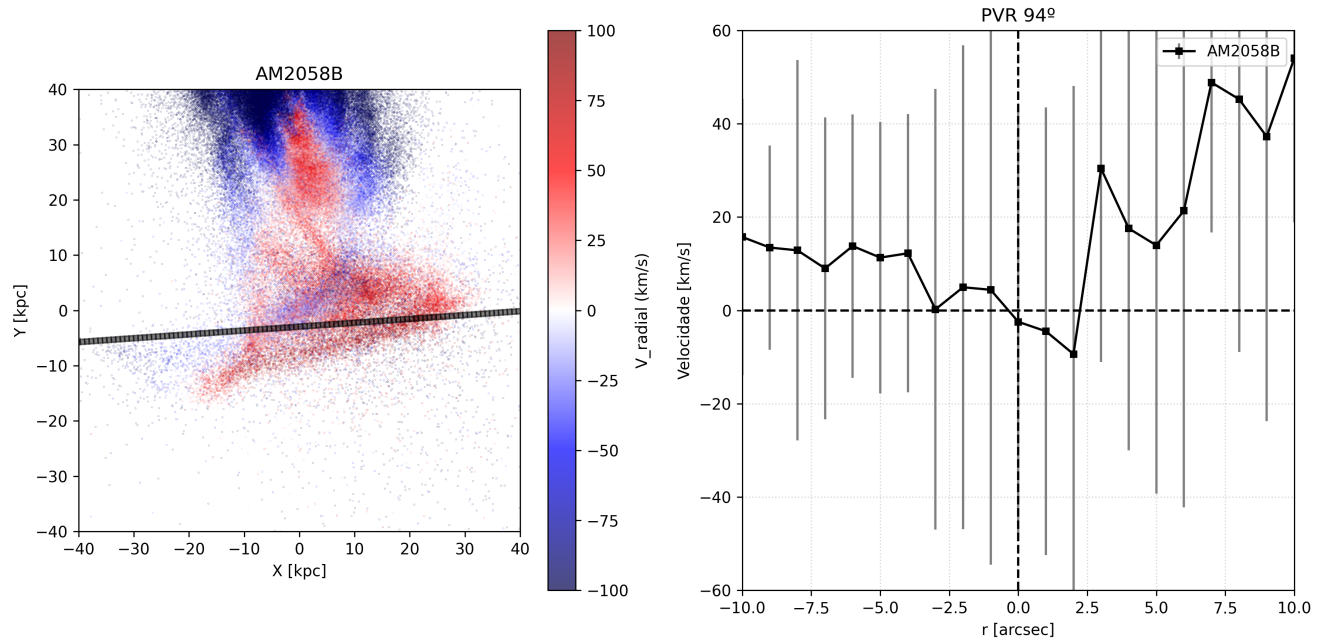
Figura 23 – Comparação entre o PVR simulado e as medições observacionais em mesma escala. O tempo de 0,92 Gyr apresentou a maior compatibilidade com o PVR observado.



Fonte: Elaborada pelo autor com base em dados de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Procedimento análogo foi aplicado à galáxia AM 2058B. Ressalta-se, contudo, que o trabalho observacional dispõe de dados limitados para este componente. Identificou-se que o eixo de 94° cruza a região mais próxima ao centro galáctico de AM 2058B, sendo esta a orientação adotada na análise da simulação para fins comparativos. A Figura 24 exibe o mapa de velocidades de AM 2058B e a fenda virtual posicionada em 94°.

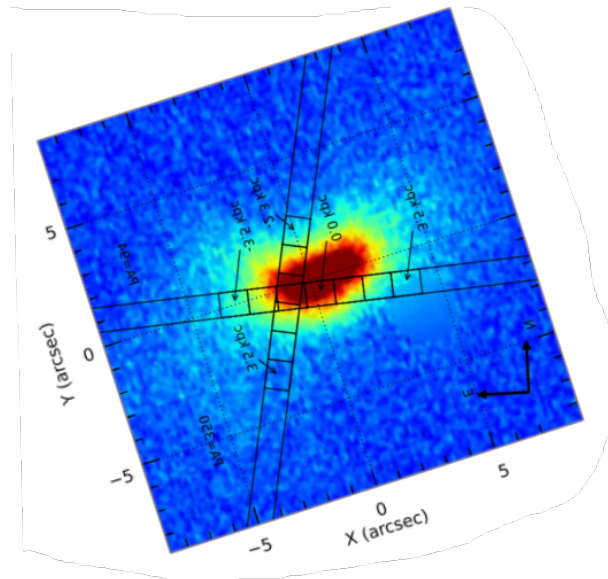
Figura 24 – O PA utilizado atravessa a região proximal ao centro galáctico de AM2058B (94°), sendo considerado por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) como o PA correspondente ao eixo maior.



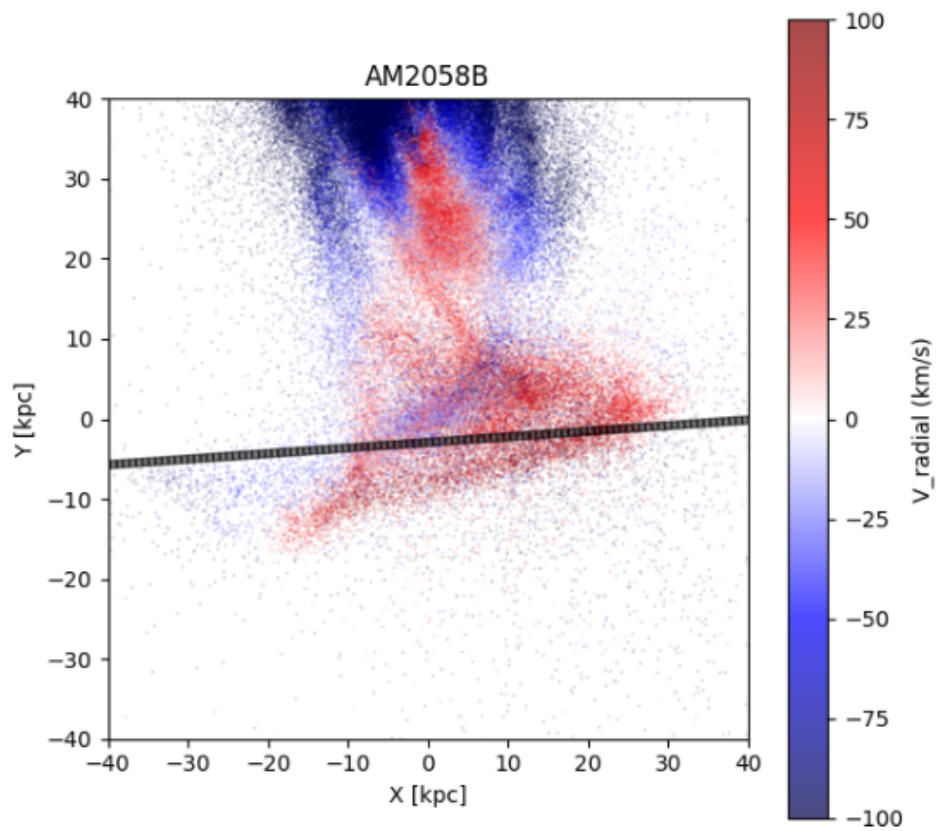
Fonte: Elaborada pelo autor.

Cabe ressaltar o motivo da aparente discrepância visual nas cores do mapa de velocidade da galáxia secundária (AM 2058B) nesta figura, em comparação com seus mapas cinemáticos isolados 24. No mapa de velocidade em que ambos os objetos são plotados simultaneamente, a escala de cores foi calibrada subtraindo-se exclusivamente a velocidade sistêmica da galáxia principal (AM 2058A) como referencial para todo o sistema. Conseqüentemente, a galáxia secundária apresenta um forte deslocamento global de cor (aparentando estar inteiramente em recessão, com velocidades positivas), o que reflete apenas o seu movimento orbital em bloco (afastamento) em relação ao referencial da galáxia primária. Esse referencial global acaba por mascarar o gradiente de rotação interna da galáxia secundária. Em contrapartida, nas figuras onde AM2058 B é analisada individualmente, a cinemática é referenciada à sua própria velocidade sistêmica, o que revela corretamente os seus lados de aproximação (negativo) e afastamento (positivo). Devido à escassez de dados no estudo observacional, a comparação entre as medições e a simulação restringiu-se a um intervalo de $6''$ de arco. O PVR obtido por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) é apresentado na Figura 26. Para ilustrar a orientação do PA em relação ao plano do céu, a imagem de AM 2058B do trabalho de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) foi processada e alinhada (Figura 25).

Figura 25 – Comparação entre a imagem observacional e a simulação. **(a)** Imagem tratada do trabalho observacional alinhada aos eixos Leste/Oeste. **(b)** Mapa de velocidade radial da simulação com a fenda virtual sobreposta na mesma escala.



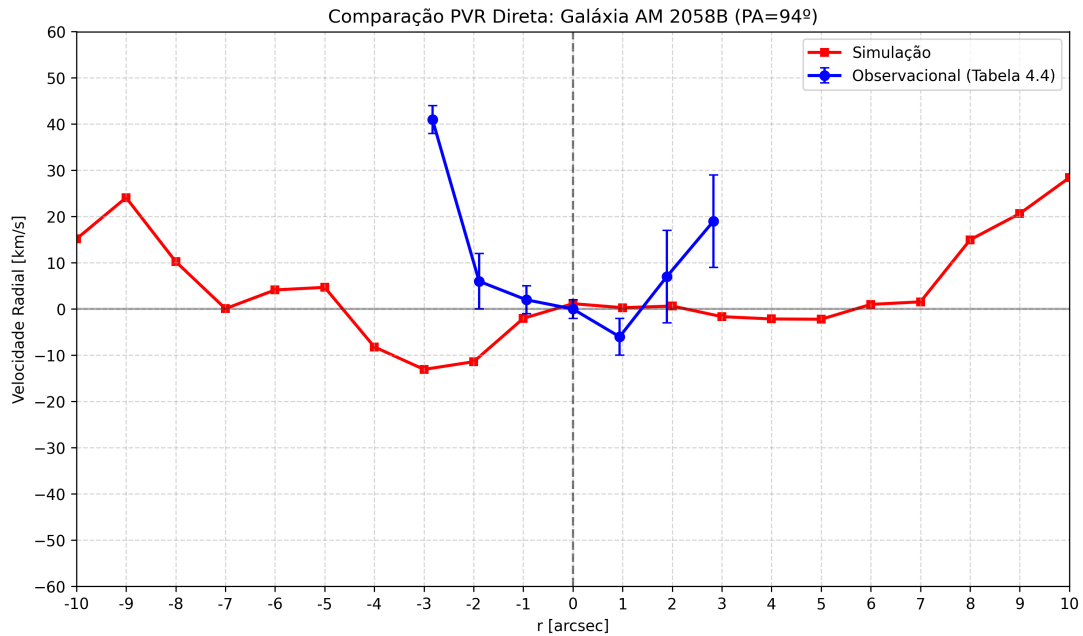
(a) Dados observacionais (rotacionados) de AM 2058B



(b) Mapa de velocidade da simulação com fenda

Fonte: Elaborada pelo autor com base em dados de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

Figura 26 – O perfil cinemático simulado demonstra consistência com os dados disponíveis para o trecho central de AM 2058B.

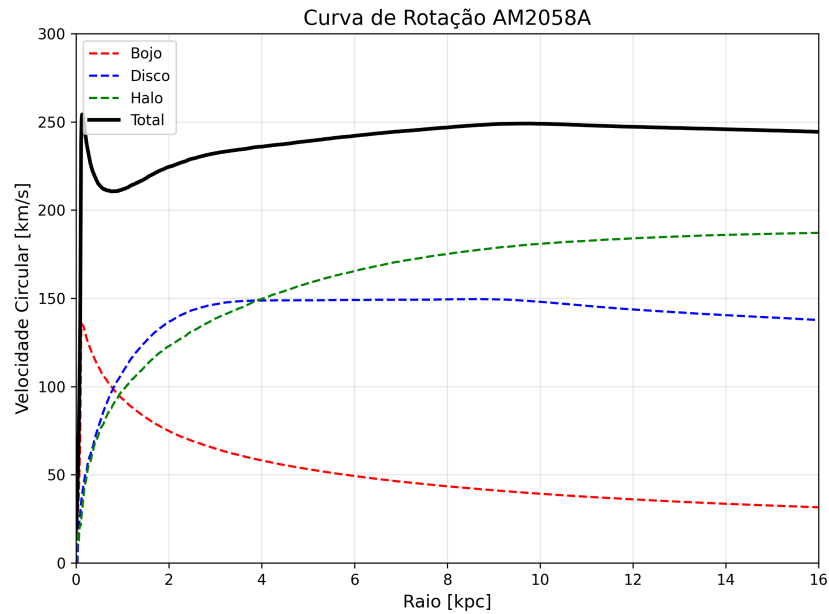
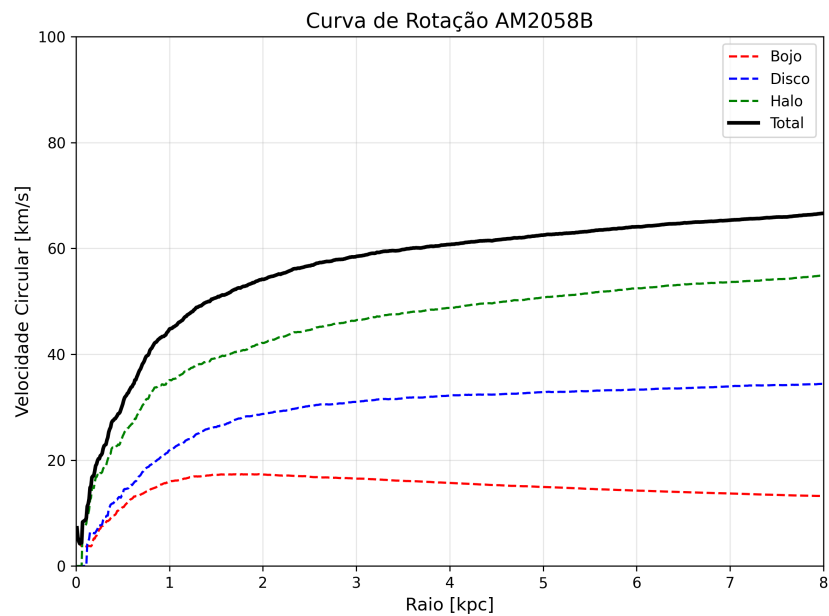


Fonte: Elaborada pelo autor com base em dados de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015).

5.1.3.1 CURVA DE ROTAÇÃO FINAL

Para obter a curva de rotação, foi utilizado o formalismo descrito no Capítulo 2. O propósito é comparar a curva de rotação gerada por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) para AM 2058A com a simulação, e apresentar a curva teórica para AM 2058B, cuja análise observacional foi restringida pela escassez de dados.

Em um *snapshot*, as partículas são discretizadas por componentes: bojo, disco, halo, estrelas e gás. Para realizar a distinção espacial entre as partículas pertencentes a cada galáxia e determinar seus centros dinâmicos, desenvolveu-se um algoritmo que segue a seguinte rotina: (i) Aplica-se o método estatístico de agrupamento K-MEANS (MacQueen *et al.*, 1967) às partículas do bojo, permitindo uma segregação preliminar entre os dois núcleos densos do sistema; (ii) Para o refinamento da centralização, adota-se a técnica da *Shrinking Sphere* (Esfera Encolhedora), validada para determinações de picos de densidade em simulações de N-Corpos (Power *et al.*, 2003). Este procedimento define uma esfera inicial centrada na estimativa preliminar e recalcula iterativamente o centro de massa, reduzindo o raio da esfera a um fator constante a cada passo. Tal abordagem assegura a convergência para o pico de densidade do potencial gravitacional, evitando desvios no centro de massa que seriam artificialmente causados por assimetrias ou extensas caudas de maré; (iii) Uma vez definidos os centros, calcula-se a velocidade circular teórica ($V_{circ} = \sqrt{GM(<r)/r}$) computando a massa total encerrada em cascas esféricas de raio r para cada componente individual e para o sistema total. As curvas de rotação resultantes para AM 2058A e AM 2058B são apresentadas na Figura 27.

Figura 27 – Curvas de rotação teóricas obtidas da simulação de **(a)** AM 2058A e de **(b)** AM 2058B.**(a)****(b)**

Fonte: Elaborada pelo autor.

A curva de rotação simulada para AM 2058A exibe velocidades circulares inferiores para o disco às inferidas observacionalmente, uma discrepância atribuída ao modelo utilizado por (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015) (sem bojo). Em contrapartida, o perfil rotacional de AM 2058B apresenta concordância com as estimativas iniciais descritas no Capítulo 3, corroborando a metodologia de construção do modelo baseada em (Bell; Jong, 2001) e (Macciò; Dutton; Bosch, 2008).

5.1.4 TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

A Taxa de Formação Estelar (SFR) foi determinada a partir da análise temporal das partículas do tipo *stars* geradas ao longo da evolução da simulação. Diferente da análise estática de um único instante, desenvolveu-se um algoritmo que lê um arquivo de saída do GADGET-4 chamado SFR.TXT que contém tal evolução temporal.

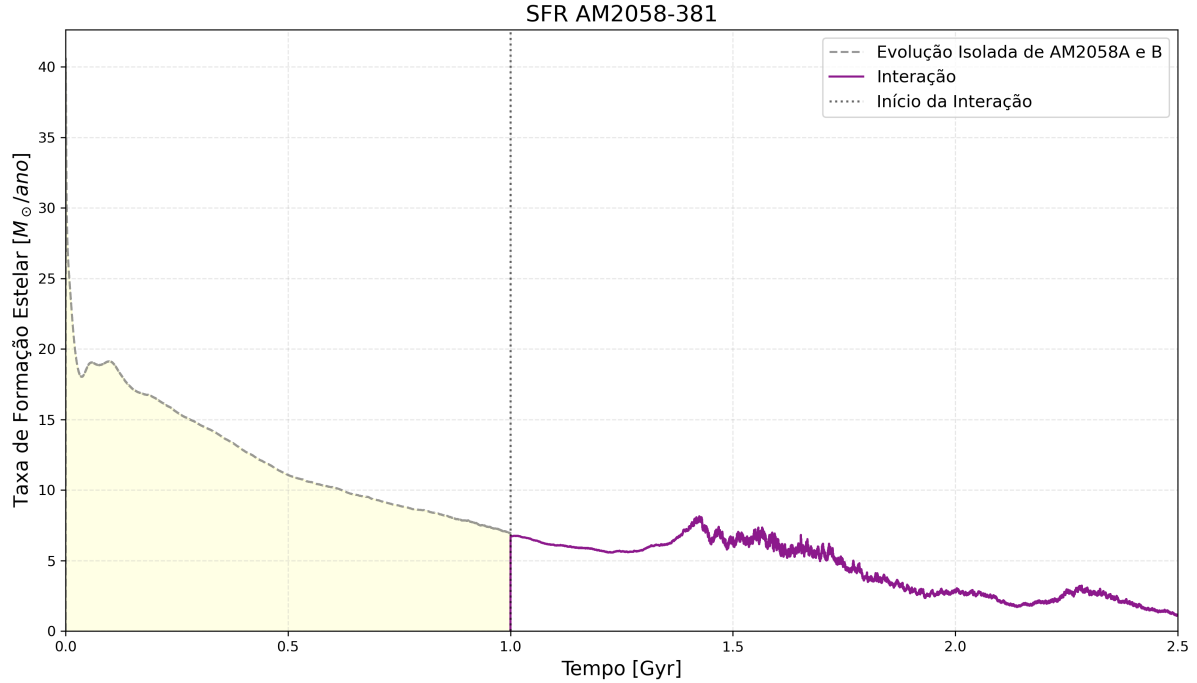
A modelagem da formação estelar em simulações hidrodinâmicas, como as realizadas pelo código GADGET-4, fundamenta-se empiricamente na lei de Schmidt-Kennicutt (Kennicutt Jr., 1998). Esta relação estabelece que a densidade superficial de taxa de formação estelar (Σ_{SFR}) é proporcional à densidade superficial de gás (Σ_{gas}) elevada a uma potência N :

$$\Sigma_{SFR} = A \Sigma_{gas}^N \quad (5.4)$$

onde A é o coeficiente de normalização e $N \approx 1,4$, indicando que regiões de maior densidade gasosa convertem gás em estrelas com maior eficiência.

Para isolar os efeitos da interação gravitacional da evolução galáctica intrínseca, estabeleceu-se um cenário de controle baseado na evolução secular, ou seja, foi realizada uma simulação de cada galáxia isolada no intervalo de 1,0 a 2,5 Gyr para verificar a SFR formada. Este consiste na soma aritmética das SFRs das galáxias AM 2058A e AM 2058B simuladas isoladamente sob as mesmas condições iniciais. A Figura 28 ilustra a formação estelar no cenário isolado. É fácil notar um aumento na formação de estrelas no período de aproximadamente de 1,4 Gyr.

Figura 28 – Histórico da SFR. A linha tracejada vermelha marca o instante $t = 1,0$ Gyr, onde a evolução isolada termina e a interação dinâmica começa. É importante resaltar que a imagem exibe a linha cheia como a taxa de formação de estrelas das galáxias isoladas, porém no período em que ocorre a interação.



Fonte: Elaborada pelo autor.

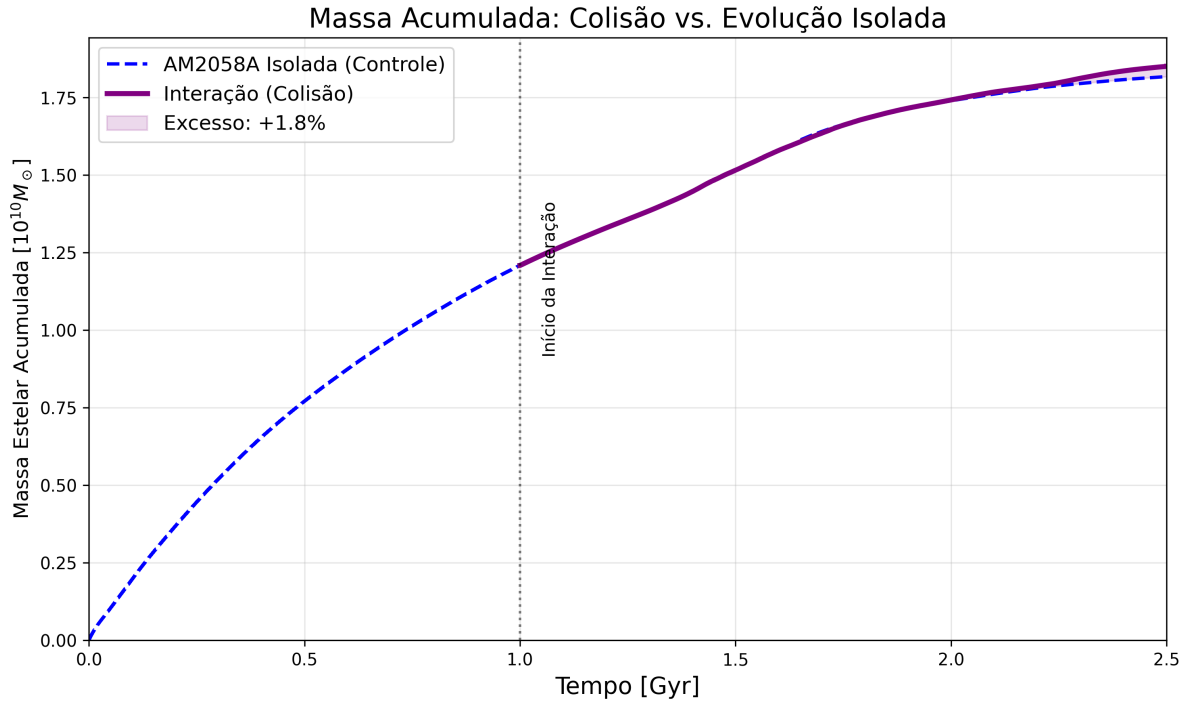
Para quantificar o impacto da fusão na massa estelar final, foi realizado um comparativo direto com um cenário de controle (evolução secular). Desta forma, a SFR secular do sistema foi definida como a soma das taxas individuais de cada galáxia em evolução isolada:

$$SFR_{secular}(t) = SFR_{AM2058A}(t) + SFR_{AM2058B}(t) \quad (5.5)$$

Essa abordagem permite isolar com precisão os efeitos hidrodinâmicos causados pela interação gravitacional, eliminando incertezas associadas a modelos genéricos de depleção de gás.

A Figura 29 ilustra a massa acumulada. A curva de evolução secular (linha azul) representa o consumo natural do reservatório de gás das galáxias sem perturbações externas. Em contraste, a simulação da colisão (linha roxa) apresenta um excesso de massa estelar, evidenciando a eficiência das forças de maré em canalizar o gás para regiões densas, desencadeando surtos de formação estelar (*starbursts*) que não ocorreriam no cenário isolado.

Figura 29 – Massa acumulada de novas estrelas. A linha azul representa a soma da massa estelar formada nas simulações das galáxias AM 2058A e AM 2058B isoladas. A linha roxa indica a massa formada na simulação da fusão. A área sombreada representa o excesso gerado exclusivamente pelos processos dinâmicos da interação.

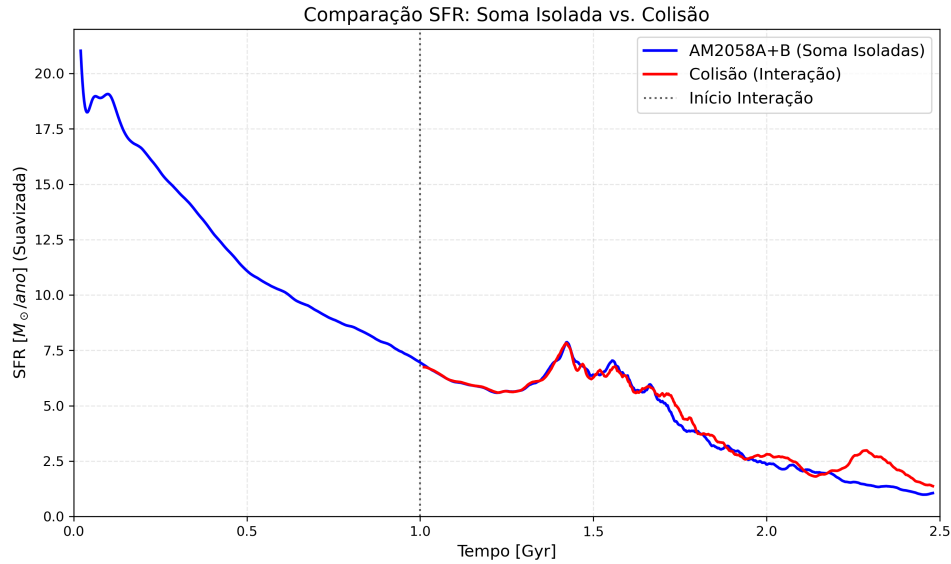


Fonte: Elaborada pelo autor.

Em ambas as situações (isoladas e em interação), a conversão física de partículas de gás em partículas estelares no código GADGET-4 segue o modelo multifásico de (Springel; Hernquist, 2003a). O critério primário para a formação estelar é que a densidade do gás local ultrapasse um limiar crítico ($\rho > \rho_{th}$). Quando essa condição é satisfeita, a partícula de gás passa a representar um fluido multifásico composto por nuvens frias e gás ambiente quente. A formação de estrelas ocorre estocasticamente a partir dessas nuvens frias, onde a probabilidade de uma partícula de gás ser convertida em uma partícula de estrela num intervalo de tempo Δt é dada por $p = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{t_{*}}\right)$, sendo t_{*} a escala de tempo característica de consumo do gás, calibrada para reproduzir a lei de Schmidt-Kennicutt observacional (equação 5.4).

A evolução temporal da SFR global do sistema é apresentada na Figura 30, para distinguir inequivocamente os efeitos induzidos pela interação gravitacional daqueles decorrentes da evolução galáctica natural.

Figura 30 – Histórico da SFR do sistema AM 2058-381. A linha cinza tracejada representa a transição entre o cenário de evolução secular e as simulações. A linha vermelha indica a SFR (suavizada) medida na simulação da interação. A linha azul apresenta a soma da SFR da evolução isolada das galáxias AM 2058A e AM 2058B (também suavizada). Nota-se o incremento da formação estelar na curva da interação após a primeira passagem perigaláctica.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A análise comparativa entre os cenários revela a natureza dos mecanismos de indução da formação estelar. Ao contrário de um declínio monotônico, o cenário isolado (linha azul) exibe um pico inicial de atividade proeminente, que ocorre em perfeita sincronia com o primeiro pico observado na simulação da colisão.

A inspeção morfológica detalhada da evolução isolada de AM 2058A permitiu identificar a causa deste fenômeno: a formação espontânea de uma barra estelar. Esta estrutura torna-se evidente exatamente no tempo de 1,31 Gyrs. A coincidência temporal entre o surgimento da barra e o pico de SFR corrobora o cenário de evolução secular descrito por (Martinet; Friedli, 1997), onde barras jovens induzem fortes torques gravitacionais que removem momento angular do gás. Este processo canaliza rapidamente o material para a região nuclear, desencadeando um surto de formação estelar intenso e breve, exatamente como observado na simulação isolada.

A influência dinâmica da fusão, portanto, distingue-se apenas em estágios posteriores. Enquanto a SFR da galáxia isolada decai após o consumo do gás canalizado pela barra, a simulação da colisão (linha vermelha) sustenta taxas elevadas e apresenta um segundo pico de atividade. Este segundo estágio é impulsionado pelos torques de maré da interação gravitacional, que continuam a alimentar o centro galáctico e geram o excesso de massa estelar observado (área sombreada na Figura 29).

5.1.5 ANÁLISE DA POPULAÇÃO ESTELAR: FUNÇÃO INICIAL DE MASSA (IMF)

Para compreender o impacto do *starburst* na demografia estelar do sistema AM 2058-381, aplicou-se uma Função Inicial de Massa (IMF) sobre a massa total de novas estrelas formadas. A IMF descreve a distribuição estatística das massas estelares em uma população recém-formada, sendo fundamental para converter a massa total de gás consumido em número de estrelas discretas.

Adotou-se a IMF canônica de (Kroupa, 2001), utilizada em simulações extragalácticas por corrigir o excesso de estrelas de baixa massa presente na antiga função de Salpeter. A distribuição é definida por uma lei de potência com intervalos:

$$\xi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{-\alpha_i}, \quad \text{com} \quad \alpha_i = \begin{cases} 0.3 & \text{se } 0,01 \leq m < 0,08M_{\odot} \\ 1.3 & \text{se } 0,08 \leq m < 0,50M_{\odot} \\ 2.3 & \text{se } 0,50 \leq m \leq 120M_{\odot} \end{cases} \quad (5.6)$$

5.1.5.1 METODOLOGIA DE NORMALIZAÇÃO

Desenvolveu-se um algoritmo em PYTHON para normalizar esta função com base nos dois cenários de formação estelar obtidos na seção anterior: (i) a massa real acumulada durante a colisão (M_{real}) e (ii) a massa projetada para a evolução secular ($M_{secular}$).

A constante de normalização A foi calculada garantindo que a integral da massa ponderada pela IMF seja igual à massa total de novas estrelas formada na simulação:

$$A = \frac{M_{total}}{\int_{m_{min}}^{m_{max}} m \cdot \xi(m) dm} \quad (5.7)$$

onde os limites de integração foram definidos de $m_{min} = 0.01M_{\odot}$ (limite de anãs marrons) até $m_{max} = 120M_{\odot}$ (limite superior de estabilidade estelar). Uma vez obtido o fator A , o número total de estrelas N em um intervalo de massa $[m_1, m_2]$ é dado por:

$$N_{[m_1, m_2]} = A \int_{m_1}^{m_2} \xi(m) dm \quad (5.8)$$

5.1.5.2 DISTRIBUIÇÃO POR TIPO ESPECTRAL

A análise foi segmentada por tipos espectrais da Sequência Principal para visualizar quais populações estelares foram afetadas pelo surto de formação. A Figura 30 apresenta a comparação direta entre o cenário secular (linha azul) e o cenário real com interação (linha vermelha). As faixas de massa seguem a classificação estelar padrão:

- **O/B (Azul Claro):** $m > 2,1M_{\odot}$ (Estrelas massivas de vida curta);

- **A/F (Azul):** $1,04 < m \leq 2,1M_{\odot}$;
- **G (Verde):** $0,80 < m \leq 1,04M_{\odot}$ (Tipo Solar);
- **K (Laranja):** $0,45 < m \leq 0,80M_{\odot}$;
- **M (Vermelho):** $0,08 < m \leq 0,45M_{\odot}$ (Anãs vermelhas);
- **L/T (Marrom):** $0,01 < m \leq 0,08M_{\odot}$ (Objetos subestelares).

A fim de discriminar a contribuição de cada classe espectral para a massa total final, as distribuições foram decompostas individualmente. A Figura 31 apresenta os resultados da integração numérica da IMF de (Kroupa, 2001) particionada pelas faixas de massa estelar, permitindo a visualização da abundância relativa e absoluta de cada tipo.

Comparando-se o cenário de controle (evolução secular) com o cenário de interação, nota-se que o incremento de massa estelar de 1,81% (como previsto na Figura 29) não se restringe a uma única população, mas eleva a normalização global da função. Os valores detalhados dessa comparação estão apresentados na Tabela 10.

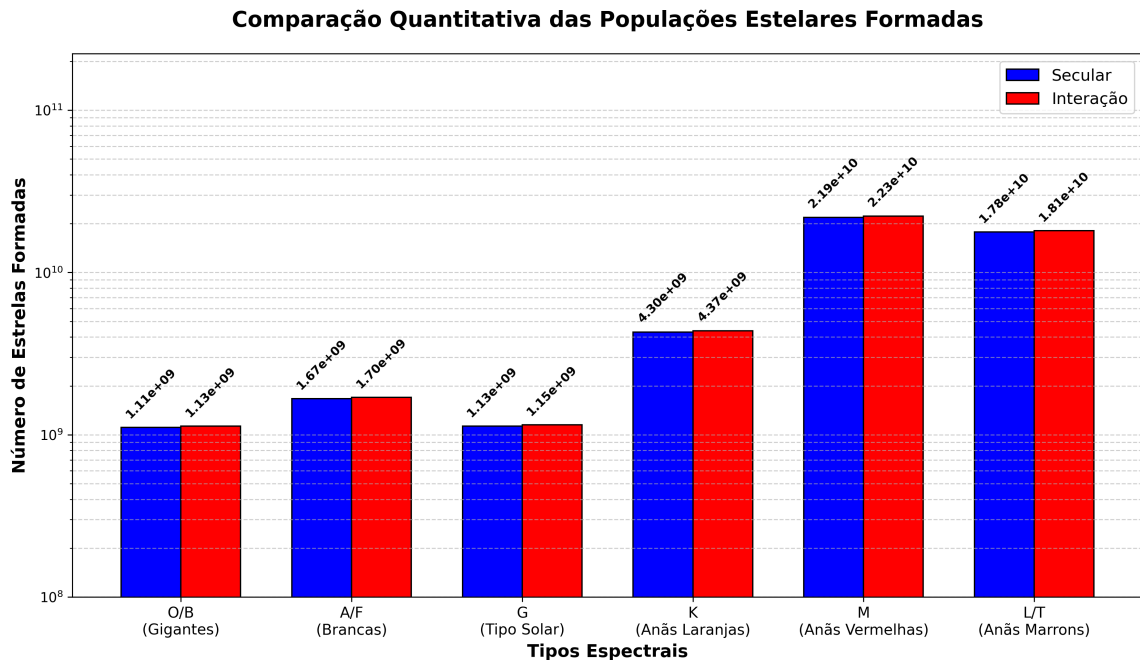
Em termos astrofísicos, embora as estrelas de baixa massa (anãs M e L/T, representadas em vermelho e marrom) dominem a contagem numérica absoluta, conforme previsto pela Função Inicial de Massa (Kroupa, 2001; Chabrier, 2003), o aumento proporcional na população de estrelas massivas (O/B e A/F, em ciano e azul) no cenário com interação é o fator determinante para a atividade de *feedback* energético e enriquecimento químico observada no sistema (Hopkins *et al.*, 2014; Nomoto; Kobayashi; Tominaga, 2013). Mesmo um incremento percentual aparentemente modesto traduz-se em milhões de novas estrelas massivas geradas durante o *starburst* colisional (Mihos; Hernquist, 1996), as quais, em escalas de tempo de poucos milhões de anos, explodirão como supernovas.

Tabela 10 – Comparação quantitativa das populações estelares formadas nos cenários secular e com interação. As contagens foram obtidas integrando a IMF de (Kroupa, 2001) normalizada para a massa total formada em cada caso.

Tipo Espectral	Intervalo (M_{\odot})	N (Secular)	N (Interação)
O/B (Gigantes)	2,11–120,0	$1,11 \times 10^9$	$1,13 \times 10^9$
A/F (Brancas)	1,04–2,11	$1,67 \times 10^9$	$1,70 \times 10^9$
G (Tipo Solar)	0,82–1,04	$1,13 \times 10^9$	$1,15 \times 10^9$
K (Anãs Laranjas)	0,45–0,82	$4,30 \times 10^9$	$4,37 \times 10^9$
M (Anãs Vermelhas)	0,08–0,45	$2,19 \times 10^{10}$	$2,23 \times 10^{10}$
L/T (Anãs Marrons)	0,01–0,08	$1,78 \times 10^{10}$	$1,81 \times 10^{10}$
Total	0,01–120,0	$4,79 \times 10^{10}$	$4,87 \times 10^{10}$

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 31 – Comparação direta das populações estelares formadas por tipo espectral. As barras azuis representam o cenário secular (modelo isolado) e as barras vermelhas o cenário com interação (simulação). Os valores numéricos exatos estão indicados sobre cada barra em escala logarítmica, correspondendo aos dados da Tabela 10.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A quantificação deste excesso nas faixas de alta massa confirma que a interação entre AM 2058A e AM 2058B atuou como um mecanismo eficiente para catalisar a formação de uma nova geração estelar, superando a taxa de declínio natural esperada pelo esgotamento de gás em galáxias isoladas.

5.1.5.3 FEEDBACK ESTELAR E ENRIQUECIMENTO QUÍMICO

O aumento na população de estrelas massivas ($M > 8M_{\odot}$), evidenciado na análise da IMF, possui implicações diretas na termodinâmica e na composição química do ISM simulado. No modelo híbrido multifásico do GADGET-4 (Springel; Hernquist, 2003a), estas estrelas de vida curta são as principais responsáveis pelo mecanismo de *feedback* energético.

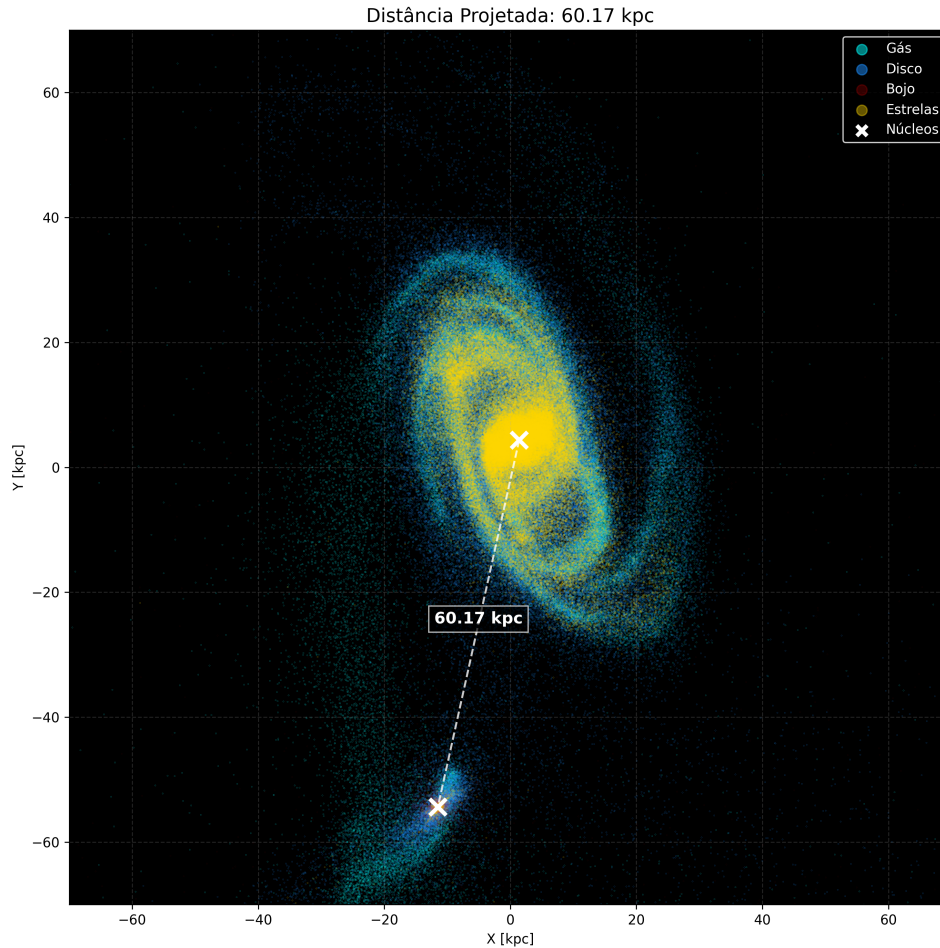
O *feedback* é tratado fenomenologicamente assumindo que as estrelas massivas explodem como supernovas do Tipo II (SNII) quase instantaneamente na escala de tempo cosmológica. Estas explosões injetam energia térmica e cinética no gás circundante. Sem esse mecanismo, o gás nas regiões centrais resfriaria de forma excessivamente eficiente, levando a taxas de formação estelar irrealistas e muito superiores às observadas (Katz, 1992; Springel; Hernquist, 2003b). A energia liberada pelas supernovas aquece a "fase quente" do meio interestelar e evapora as nuvens frias, pressurizando o meio e auto-regulando a formação de novas estrelas (Springel; Hernquist, 2003b).

Simultaneamente ao aporte energético, ocorre o enriquecimento químico. As estrelas massivas são os sítios primordiais de nucleossíntese estelar, fundindo hidrogênio e hélio em elementos mais pesados (metais). Quando ocorrem as supernovas de colapso de núcleo (SNII), esses metais recém-sintetizados são ejetados e misturados ao gás vizinho (Woosley; Weaver, 1995; Tornatore *et al.*, 2007). Portanto, o excesso de estrelas dos tipos O e B observado no cenário de interação (curva vermelha da Figura 30) indica que a passagem perigaláctica não apenas acelerou o consumo de gás, mas provavelmente também intensificou a taxa de produção de metais, alterando a metalicidade do sistema de forma mais acentuada do que ocorreria em uma evolução secular isolada (Montuori *et al.*, 2010).

5.1.6 EVOLUÇÃO TARDIA E PROJEÇÃO PARA 2,5 GYR

Para avaliar o destino do sistema AM 2058-381, a simulação foi estendida e analisada até o tempo de 2,5 Gyr. A projeção temporal para este período evidencia a consolidação de uma ponte de matéria entre os núcleos e uma distorção profunda provocada pelo efeito cumulativo das forças de maré. A Figura 32 ilustra a morfologia final e a distância projetada neste estágio avançado.

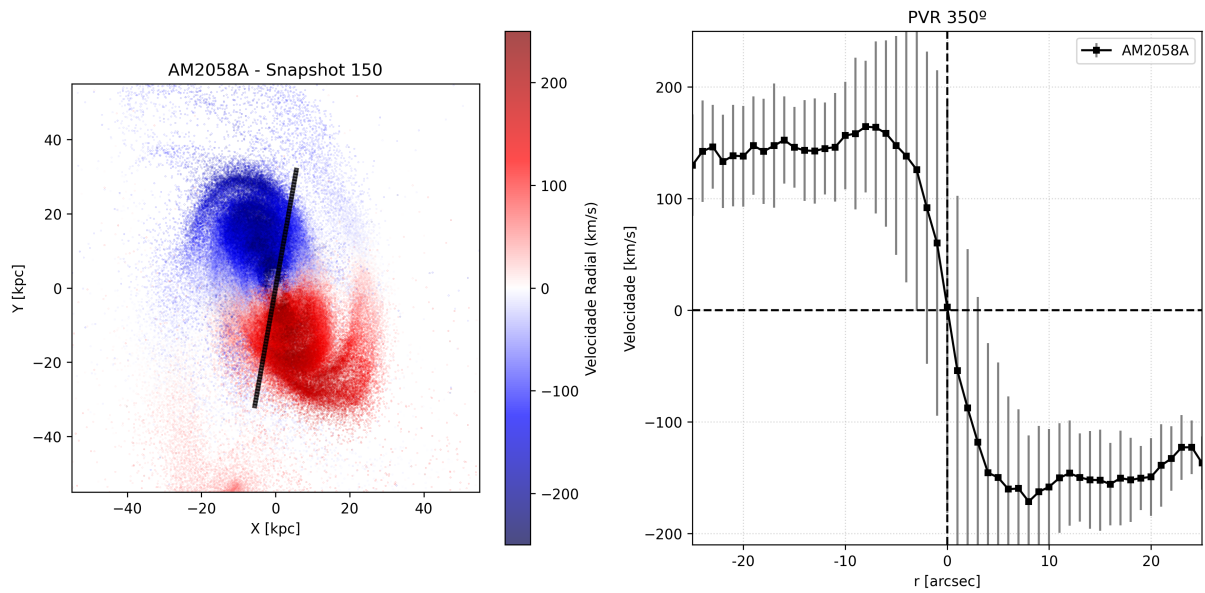
Figura 32 – Evolução da morfologia e distância projetada entre os núcleos estelares no tempo de 2,5 Gyr de AM 2058-381. O cálculo foi realizado via algoritmo de pico de densidade local para identificar os centros reais das galáxias mesmo durante a interação.



Fonte: Elaborada pelo autor.

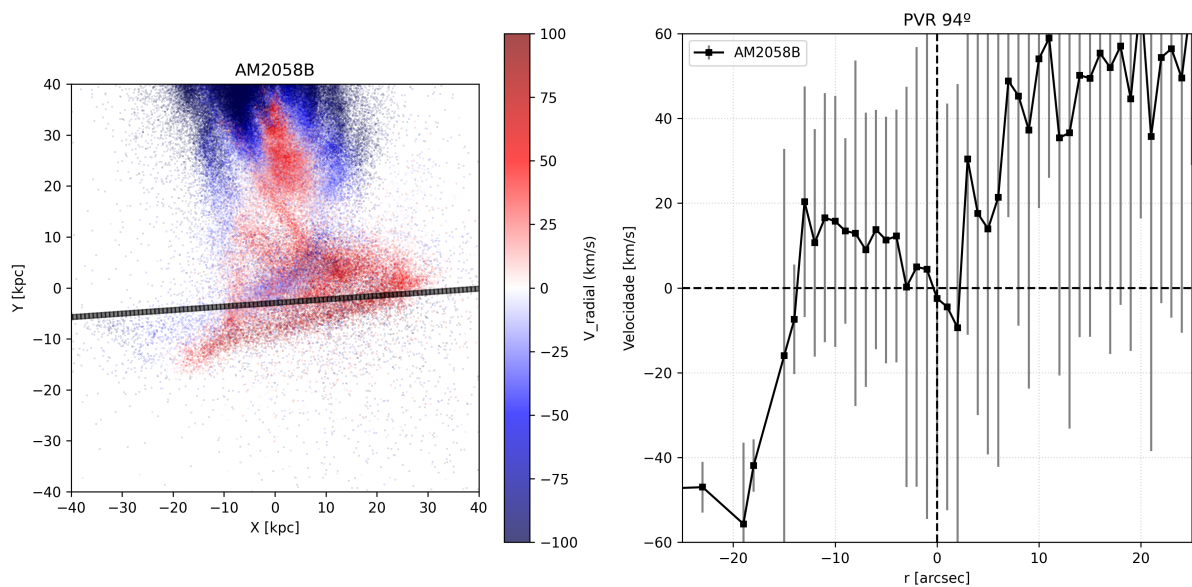
Neste estágio, a caracterização cinemática revela o impacto estrutural assimétrico da interação. A Figura 33 apresenta o Perfil de Velocidade Radial da galáxia principal (AM 2058A). Em contrapartida, a Figura 34 demonstra como a galáxia secundária (AM 2058B) experimenta perturbações dinâmicas muito mais severas, refletidas de forma clara no seu perfil cinemático distorcido.

Figura 33 – PVR sobre o PA de 350° de AM 2058A no tempo de 2,5 Gyr.



Fonte: Elaborada pelo autor.

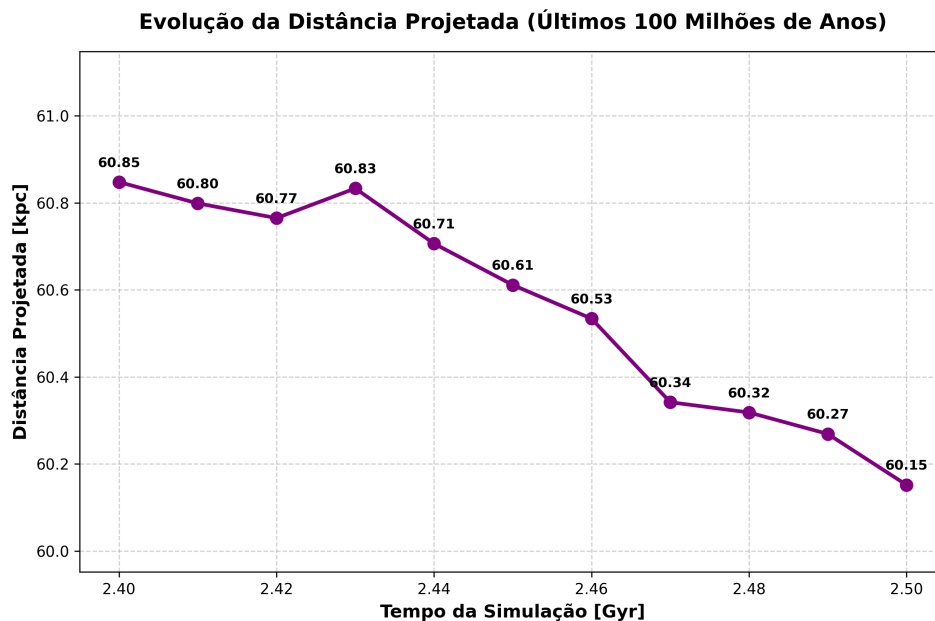
Figura 34 – PVR sobre o PA de 94° de AM 2058B no tempo de 2,5 Gyr.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A análise da trajetória orbital nos instantes finais da simulação aponta para um colapso iminente do sistema. A redução progressiva da distância relativa entre os centros de massa é corroborada pela Figura 35, que ilustra o decaimento contínuo da distância projetada ao longo dos últimos 100 milhões de anos de simulação (entre 2,40 e 2,50 Gyr).

Figura 35 – Evolução da distância projetada entre os núcleos de AM 2058A e AM 2058B ao longo dos últimos 100 milhões de anos da simulação (2,40 a 2,50 Gyr).



Fonte: Elaborada pelo autor.

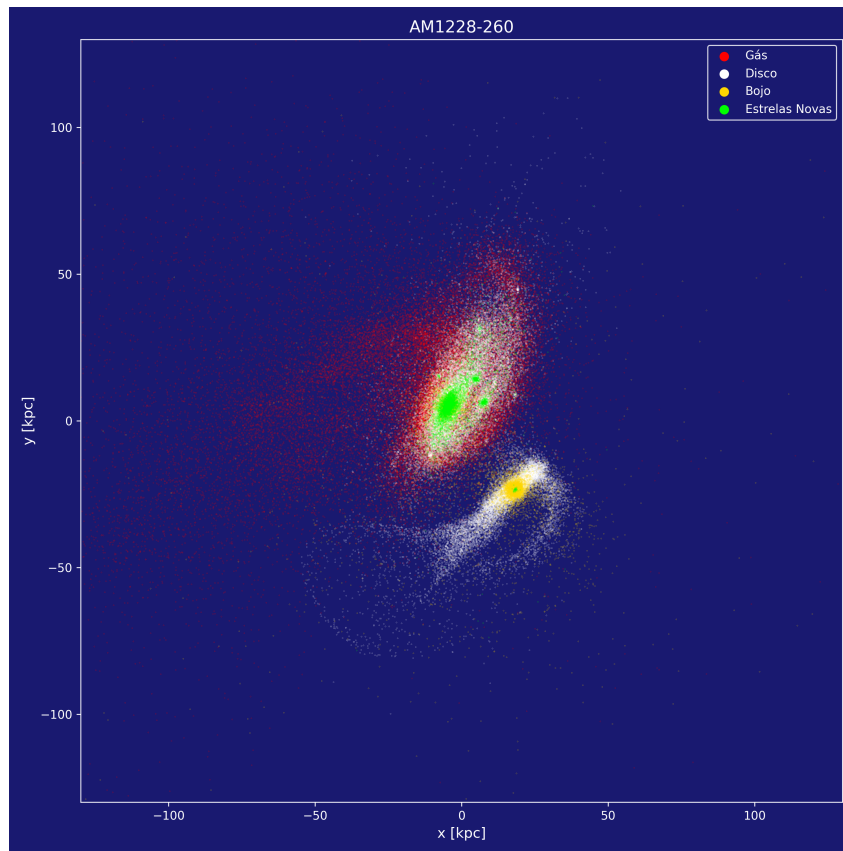
5.2 AM 1228-260

A análise dinâmica do par AM 1228-260 apresenta desafios singulares devido à presença de uma estrutura anelar na galáxia principal, descrita no trabalho observacional de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). Segundo o modelo clássico de interação galáctica proposto por (Lynds; Toomre, 1976), a formação de tais anéis colisionais requer uma geometria de impacto específica, caracterizada por uma passagem da galáxia intrusa próxima ao centro da galáxia alvo, em uma configuração quase perpendicular ao disco, assemelhando-se a um “tiro ao alvo”.

Diversas abordagens orbitais foram testadas para reproduzir este cenário, conforme listado na Tabela 8. Inicialmente, a simulação orbit-e1-q4-s85 demonstrou-se visualmente promissora. Contudo, a análise dos primeiros estágios da evolução dinâmica revelou a remoção completa do componente gasoso da galáxia secundária (AM 1228B) logo após a primeira passagem perigaláctica. Investigou-se que este fenômeno foi causado pela alta concentração do halo de matéria escura de AM 1228A ($c = 39$), derivada diretamente dos dados observacionais de (Hernandez-Jimenez *et al.*, 2015). O poço de potencial profundo da galáxia principal atuou como uma “peneira” gravitacional, removendo o gás de AM 1228B.

A Figura 36 ilustra este cenário problemático no tempo de 1,0 Gyr. Nota-se que as partículas de gás (em vermelho) permaneceram confinadas exclusivamente na galáxia principal, evidenciando a perda total do meio interestelar da secundária devido à intensidade da interação.

Figura 36 – Simulação preliminar de AM 1228-260 (orbit-e1-q4-s85). As partículas vermelhas representam o gás, que permaneceu retido apenas na galáxia AM 1228A, tendo sido completamente removido da secundária pelas fortes forças de maré decorrentes da alta concentração do halo.

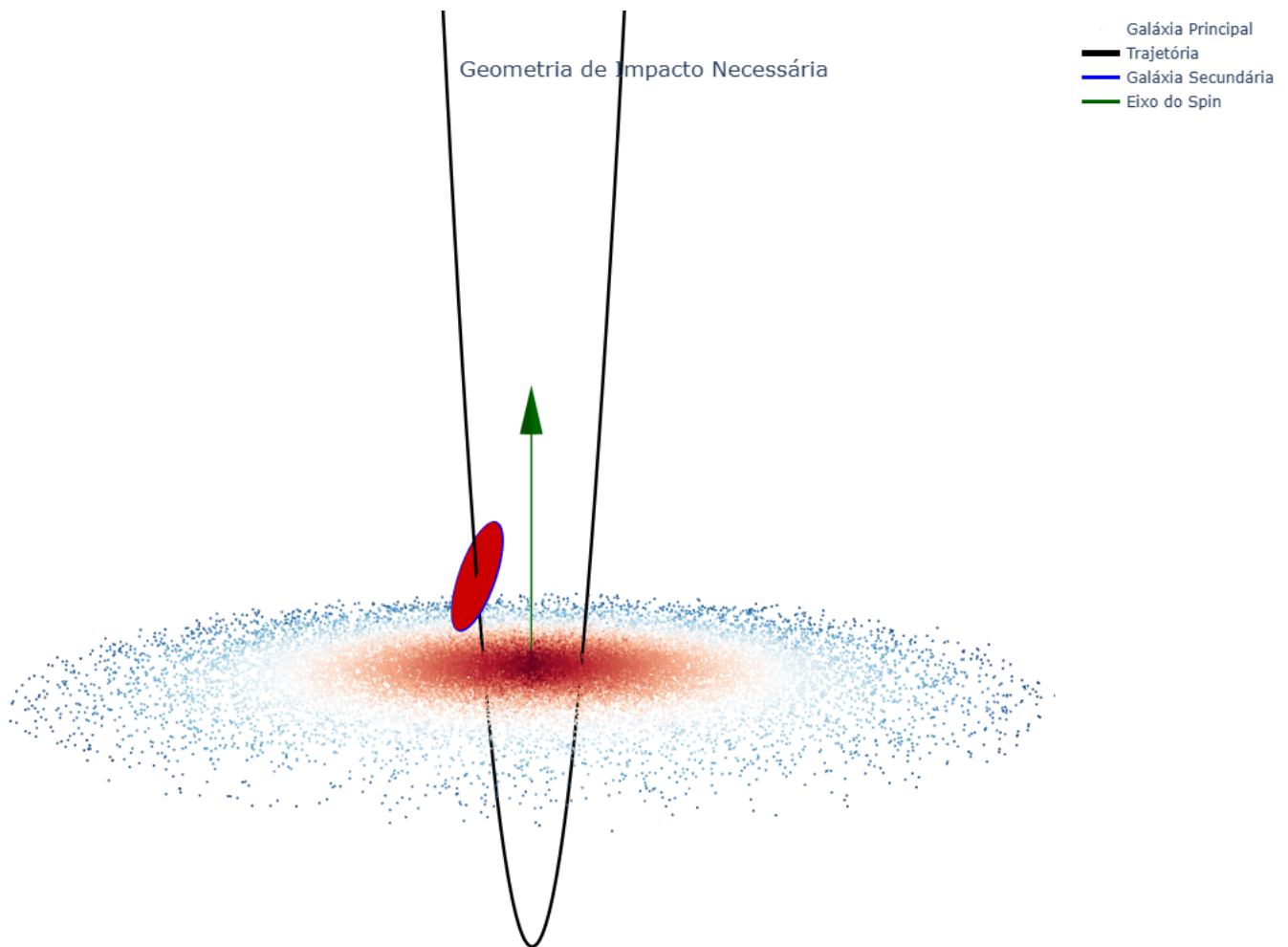


Fonte: Elaborada pelo autor.

Adicionalmente, verificou-se que o diâmetro da galáxia principal na simulação excedia significativamente o valor observacional de 5,97 kpc. Para mitigar a remoção prematura do gás e corrigir as dimensões galácticas, procedeu-se ao recálculo dos parâmetros de entrada. Utilizando as relações de escala de (Bell; Jong, 2001) e (Macciò; Dutton; Bosch, 2008), estimou-se uma concentração menor para o halo de AM 1228A, bem como uma redução em seu raio virial (r_{200}) e massa total.

Embora esses ajustes nos parâmetros estruturais tenham solucionado a estabilidade do gás e as dimensões individuais das galáxias, nenhuma das simulações subsequentes apresentou compatibilidade visual satisfatória com a morfologia de anel ou com a distância projetada observada. A reprodução da estrutura anelar exige uma distância de pericentro (q) próxima a zero, consistente com uma colisão frontal. A Figura 37 ilustra a geometria orbital de “tiro ao alvo” necessária para este sistema.

Figura 37 – Representação esquemática da configuração orbital necessária para a formação do anel em AM 1228A, caracterizada por um parâmetro de distância de pericentro quase nulo.

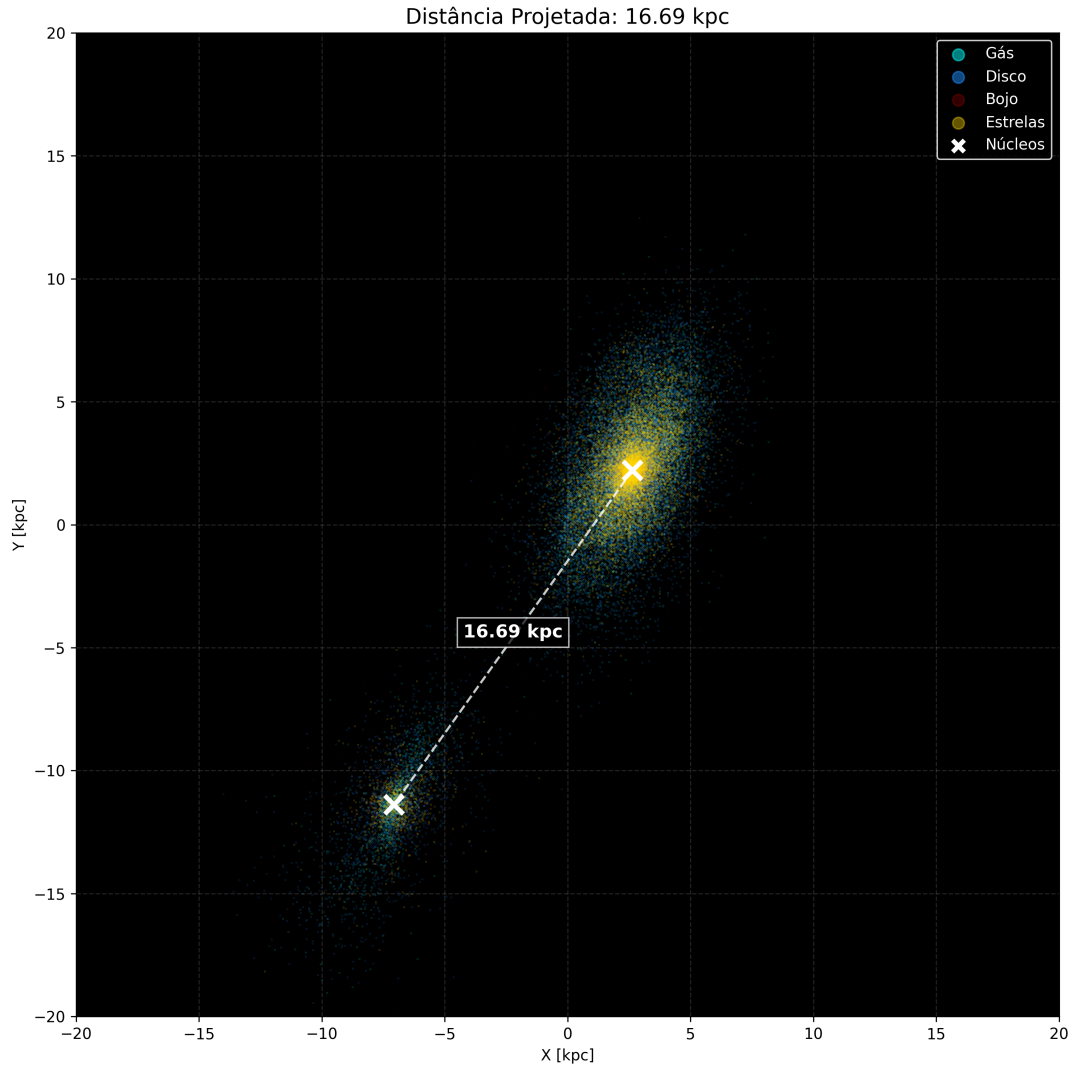


Fonte: Elaborada pelo autor.

A tentativa de implementar órbitas com pericentro nulo ou muito próximo de zero revelou uma limitação técnica no código gerador de órbitas, QUEÓRBITA. O algoritmo apresentou instabilidades ao tentar convergir soluções para órbitas com $q \approx 0$.

Foram realizados testes variando a atuação da fricção dinâmica nas interações. Nas simulações onde a fricção dinâmica foi desabilitada, o par não se manteve gravitacionalmente ligado após a passagem perigaláctica, resultando na ejeção da galáxia AM 1228B. A Figura 38 exemplifica uma das tentativas onde, apesar das correções estruturais (gás e tamanho resolvidos), a dinâmica orbital falhou em reproduzir a configuração espacial do par.

Figura 38 – Tempo de 0,92 Gyr da simulação orbit-e1-q4-s79 com parâmetros corrigidos. Apesar da preservação do gás, a distância projetada, a morfologia final e o fato da secundária escapar do potencial gravitacional da principal, divergem dos dados observacionais devido à impossibilidade de simular o pericentro nulo.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Diante destas restrições computacionais, não foi possível obter uma reprodução morfológica e cinemática perfeitamente fiel do sistema AM 1228-260 no escopo deste trabalho. Contudo, o amplo espaço de parâmetros explorado forneceu vínculos físicos rigorosos: a rápida remoção do gás sob o potencial de $c = 39$ sugere que a galáxia principal deve possuir um halo consideravelmente menos concentrado do que o reportado na literatura.

Reportar a incompatibilidade entre os parâmetros observacionais derivados e a estabilidade hidrodinâmica constitui um resultado analítico fundamental. Além disso, as instabilidades matemáticas identificadas na geração de órbitas radiais singulares foram devidamente mapeadas e reportadas, de modo que o código QUEÓRBITA passará por uma revisão estrutural por parte de seu desenvolvedor, Prof. Dr. Irapuan Rodrigues, visando viabilizar estudos futuros de galáxias

em anel colisional.

6 CONCLUSÕES

A investigação dinâmica do sistema AM 2058-381 permitiu concluir que a evolução da sua Taxa de Formação Estelar (SFR) é governada por um processo multifásico. A análise da simulação revelou que, embora a colisão galáctica seja o motor do excesso de massa estelar a longo prazo, a formação de uma barra estelar em AM 2058A desempenhou o papel de gatilho inicial para o *starburst*, ao remover momento angular do gás e canalizá-lo para as regiões nucleares.

A caracterização cinemática, baseada nos PVRs e curvas de rotação, demonstrou que a galáxia secundária AM 2058B experimenta perturbações dinâmicas muito mais severas que a componente principal no estágio evolutivo atual. As projeções temporais para o tempo de 2,5 Gyr, discutidas no capítulo de resultados, evidenciam a consolidação de uma ponte de matéria entre os núcleos e uma distorção profunda no perfil cinemático de AM 2058B, refletindo o efeito cumulativo das forças de maré.

A redução progressiva da distância relativa entre os centros de massa nos 100 Myr finais da simulação (entre 2,40 e 2,50 Gyr) aponta para um decaimento contínuo da órbita. Essa aproximação constante, aliada ao aumento tardio da SFR, sugere que o par AM 2058-381 encontra-se em uma trajetória de fusão inevitável. Este processo implica um enriquecimento químico acelerado do meio interestelar, impulsionado pelo incremento na taxa de supernovas do Tipo II decorrentes da nova população de estrelas massivas identificada na análise da IMF.

Em relação ao sistema AM 1228-260, este trabalho estabeleceu limites físicos importantes para a modelagem de galáxias em anel. A incompatibilidade entre os parâmetros observacionais reportados na literatura e a estabilidade hidrodinâmica do gás sugere que a concentração do halo de matéria escura necessita de reavaliação. Identificou-se, ainda, uma limitação técnica no gerador de órbitas radiais para o regime de pericentro nulo, o que constitui um diagnóstico fundamental para o aprimoramento de códigos de simulação.

6.1 PROSPECÇÕES FUTURAS

Como desdobramento deste trabalho, pretende-se utilizar a versão atualizada do *software* QUEÓRBITA para explorar um novo espaço de parâmetros para o sistema AM 1228-260, testando modelos de halo menos concentrados e órbitas de colisão frontal estrita. Espera-se que a resolução das instabilidades matemáticas encontradas permita a publicação de um estudo detalhado sobre a dinâmica de formação do anel colisional neste par, contribuindo para a compreensão geral das interações tipo “tiro ao alvo”. Outra melhora planejada para o QUEÓRBITA é o tratamento da interação, não mais como massas pontuais, o que gera órbitas puramente keplerianas, mas introduzir no cálculo os efeitos da fricção dinâmica, que altera consideravelmente o caminho

orbital e, em certos casos como o do par AM 1228-260, inviabiliza a análise por esse método. Também vale mencionar que o autor do QUEÓRBITA está trabalhando em um artigo em que será em breve apresentada uma versão alternativa e mais robusta ao método de (Chandrasekhar, 1943) e (Binney; Tremaine, 1987), que deverá ser também incorporado ao QUEÓRBITA 2.0.

REFERÊNCIAS

- ANDRADE, Stephanie Moraes de. **Análise das Velocidades do Padrão de Barras em Simulações de Galáxias Espirais Pelo Método de Tremaine-Weinberg**. 2025. Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) – Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP), São José dos Campos. Orientador: Prof. Dr. Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho. Citado nas pp. 43, 44.
- BARNES, Josh; HUT, Piet. A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm. **Nature**, v. 324, 446, p. 446–449, 1986. DOI: [10.1038/324446a0](https://doi.org/10.1038/324446a0). Citado nas pp. 32, 33.
- BELL, Eric F.; JONG, Roelof S. de. Stellar Mass-to-Light Ratios and the Tully-Fisher Relation. **The Astrophysical Journal**, v. 550, n. 1, p. 212–229, 2001. DOI: [10.1086/319728](https://doi.org/10.1086/319728). Citado nas pp. 2, 14–17, 54, 66.
- BINNEY, James; TREMAINE, Scott. **Galactic Dynamics**. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1987. Citado nas pp. 12, 18, 71.
- _____. **Galactic Dynamics: Second Edition**. Princeton, NJ: Princeton University Press, 2008. Citado na p. 19.
- BLANTON, Michael R *et al.* The luminosity function of galaxies in the Sloan Digital Sky Survey: I. The early data release. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 592, n. 2, p. 819, 2003. DOI: [10.1086/375775](https://doi.org/10.1086/375775). Citado na p. 6.
- CARROLL, Bradley W.; OSTLIE, Dale A. **An Introduction to Modern Astrophysics**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2017. ISBN 978-1108422161. Citado na p. 18.
- CHABRIER, Gilles. Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 115, n. 809, p. 763–795, jul. 2003. DOI: [10.1086/376392](https://doi.org/10.1086/376392). Citado na p. 60.
- CHANDRASEKHAR, S. Stochastic Problems in Physics and Astronomy. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 15, n. 1, p. 1–89, 1943. Citado nas pp. 18, 71.
- ELMEGREEN, Debra Meloy; ELMEGREEN, Bruce G.; MONTENEGRO, Lorenzo. Optical Symmetrization of Barred Galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 79, n. 1, p. 37–55, mai. 1992. ISSN 0067-0049. DOI: [10.1086/191645](https://doi.org/10.1086/191645). eprint: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/191645/pdf>. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/191645>. Citado na p. 6.
- FERREIRO, D. L.; PASTORIZA, M. G. Photometric and kinematic study of the interacting galaxies AM 2058-381. **Astronomy & Astrophysics**, v. 427, p. 439–451, 2004. DOI: [10.1051/0004-6361:20041243](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041243). Citado na p. 5.

FREEMAN, Kenneth C. On the Disks of Spiral and SO Galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 160, p. 811, 1970. Citado nas pp. 6, 21.

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, 1977. DOI: [10.1093/mnras/181.3.375](https://doi.org/10.1093/mnras/181.3.375). Citado na p. 36.

GREENGARD, Leslie F.; ROKHLIN, Vladimir. A fast algorithm for particle simulations. **Journal of Computational Physics**, v. 73, n. 2, p. 325–348, 1987. DOI: [10.1016/0021-9991\(87\)90140-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(87)90140-9). Citado na p. 34.

HERNANDEZ-JIMENEZ, J. A. *et al.* Photometry and dynamics of the minor mergers AM 1228-260 and AM 2058-381. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 451, n. 3, p. 2278–2294, ago. 2015. ISSN 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/stv1069](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1069). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/451/3/2278/18471008/stv1069.pdf>. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1069>. Citado nas pp. 6, 7, 1–5, 8, 9, 11, 12, 14, 16, 17, 39, 41, 42, 49–54, 65.

HERNQUIST, Lars. Cosmological Simulations with TreeSPH. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 94, p. 59, 1995. Citado na p. 21.

HOPKINS, Philip F. *et al.* Galaxies on FIRE (Feedback In Realistic Environments): stellar feedback explains cosmologically inefficient star formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 445, n. 1, p. 581–603, nov. 2014. DOI: [10.1093/mnras/stu1738](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1738). Citado na p. 60.

HUBBLE, Edwin P. Extragalactic nebulae. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 64, p. 321, 1926. Citado na p. 1.

KATZ, Neal. Dissipational Galaxy Formation. II. Effects of Star Formation. **The Astrophysical Journal**, v. 391, p. 502, jun. 1992. DOI: [10.1086/171366](https://doi.org/10.1086/171366). Citado na p. 61.

KENNICUTT JR., Robert C. The Global Schmidt Law in Star-Forming Galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 498, n. 2, p. 541–552, mai. 1998. DOI: [10.1086/305588](https://doi.org/10.1086/305588). Citado na p. 55.

KENT, S. M. Dark matter in spiral galaxies. I - Galaxies with flat rotation curves. **The Astronomical Journal**, v. 93, p. 811–817, 1987. DOI: [10.1086/114389](https://doi.org/10.1086/114389). Citado na p. 12.

KROUPA, Pavel. On the variation of the initial mass function. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 322, n. 2, p. 231–246, abr. 2001. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x). Citado nas pp. 59, 60, 77.

LARSON, Richard B; TINSLEY, Beatrice M. Star formation rates in normal and peculiar galaxies. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 219, p. 46–59, 1978. DOI: [10.1086/155758](https://doi.org/10.1086/155758). Citado na p. 1.

LUCY, L. B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. **The Astronomical Journal**, v. 82, p. 1013–1024, 1977. DOI: [10.1086/112164](https://doi.org/10.1086/112164). Citado na p. 36.

LYNDS, R.; TOOMRE, A. On the interpretation of ring galaxies: the binary ring system II Hz 4. **The Astrophysical Journal**, v. 209, p. 382–388, out. 1976. DOI: [10.1086/154730](https://doi.org/10.1086/154730). Citado nas pp. 37, 65.

MACCIÒ, Andrea V; DUTTON, Aaron A; BOSCH, Frank C van den. Concentration, spin and shape of dark matter haloes: Scatter and the dependence on mass and environment. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 391, n. 4, p. 1940–1954, 2008. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.14029.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14029.x). Citado nas pp. 2, 16, 17, 54, 66.

MACQUEEN, James *et al.* Some methods for classification and analysis of multivariate observations. In: OAKLAND, CA, USA, 14. PROCEEDINGS of the fifth Berkeley symposium on mathematical statistics and probability. [S.l.: s.n.], 1967. v. 1, p. 281–297. Citado na p. 53.

MARTINET, L.; FRIEDLI, D. Bar strength and star formation activity in late-type barred galaxies. **Astronomy & Astrophysics**, v. 323, p. 363–373, jul. 1997. Citado na p. 58.

MIHOS, J. Christopher; HERNQUIST, Lars. Gasdynamics and Starbursts in Major Mergers. **The Astrophysical Journal**, v. 464, p. 641, jun. 1996. DOI: [10.1086/177353](https://doi.org/10.1086/177353). Citado na p. 60.

MONTUORI, M. *et al.* Galaxy mergers and the mass-metallicity relation: evidence for SN feedback? **Astronomy and Astrophysics**, v. 518, a56, jul. 2010. DOI: [10.1051/0004-6361/200913926](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913926). Citado na p. 62.

MOSTER, Benjamin P. *et al.* The dependence of halo clustering on halo formation history, concentration, and occupation. **MNRAS**, v. 405, p. 783, 2010. Citado na p. 15.

NAVARRO, Julio F.; FRENK, Carlos S.; WHITE, Simon D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. **The Astrophysical Journal**, v. 490, n. 2, p. 493–508, 1997. DOI: [10.1086/304888](https://doi.org/10.1086/304888). Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/304888>. Citado nas pp. 4, 12.

NOMOTO, Ken'ichi; KOBAYASHI, Chiaki; TOMINAGA, Nozomu. Nucleosynthesis Yields of Core-Collapse Supernovae and Hypernovae, and Galactic Chemical Evolution. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 51, p. 457–509, ago. 2013. DOI: [10.1146/annurev-astro-082812-140956](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-140956). Citado na p. 60.

PLUMMER, H. C. On the problem of distribution in globular star clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 71, n. 5, p. 460–470, 1911. Citado na p. 20.

POWER, Chris *et al.* The inner structure of Λ CDM haloes—I. A numerical convergence study. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 338, n. 1, p. 14–34, 2003. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.05925.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.05925.x). Citado na p. 53.

SÉRSIC, José Luis. **Atlas de Galaxias Australes**. Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico de Cordoba, 1968. Citado na p. 6.

SPRINGEL, Volker. The cosmological simulation code GADGET-2. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 364, n. 4, p. 1105–1134, 2005. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x). Citado nas pp. 18, 19.

_____. The GADGET-4 code. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 501, n. 2, p. 2572–2602, 2021. DOI: [10.1093/mnras/staa3641](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3641). arXiv: [1912.06603](https://arxiv.org/abs/1912.06603) [astro-ph.GA]. Citado na p. 20.

SPRINGEL, Volker; DI MATTEO, Tiziana; HERNQUIST, Lars. Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 361, n. 3, p. 776–794, 2005. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09238.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09238.x). eprint: [astro-ph/0411108](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411108). Citado na p. 2.

SPRINGEL, Volker; HERNQUIST, Lars. Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 339, n. 2, p. 289–311, mar. 2003. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x). Citado nas pp. 57, 61.

_____. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 339, n. 2, p. 289–311, fev. 2003. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x). Citado na p. 61.

SPRINGEL, Volker; WHITE, Simon D. M. Tidal tails in cold dark matter cosmologies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 307, n. 1, p. 162–178, 1999. DOI: [10.1046/j.1365-8711.1999.02613.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02613.x). eprint: [astro-ph/9807320](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9807320). Citado na p. 2.

SPRINGEL, Volker; YOSHIDA, Naoki; WHITE, Simon D. M. GADGET: A code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. **New Astronomy**, v. 6, n. 2, p. 79–117, 2001. DOI: [10.1016/S1384-1076\(01\)00042-2](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(01)00042-2). eprint: [astro-ph/0003162](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003162). Citado na p. 20.

_____. GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. **New Astronomy**, v. 6, p. 79–117, 2 2001. DOI: [10.1016/S1384-1076\(01\)00042-2](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(01)00042-2). arXiv: [astro-ph/0003162](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003162). Citado nas pp. 31, 32.

THE REALM OF THE NEBULAE, Edwin Hubble. **The Realm of the Nebulae**. New Haven: Yale University Press, 1936. Citado na p. 1.

TOOMRE, Alar. On the gravitational stability of a thin layer of stars. **The Astrophysical Journal**, v. 138, p. 385–397, 1963. DOI: [10.1086/147648](https://doi.org/10.1086/147648). Citado na p. 12.

TOOMRE, Alar; TOOMRE, Juri. Galactic Bridges and Tails. **The Astrophysical Journal**, v. 178, p. 623–666, dez. 1972. DOI: [10.1086/151823](https://doi.org/10.1086/151823). Citado na p. 39.

TOOMRE, Alar; TOOMRE, Juri. Galactic bridges and tails. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 178, p. 623–666, 1972. DOI: [10.1086/151823](https://doi.org/10.1086/151823). Citado na p. 1.

TORNATORE, L. *et al.* Chemical enrichment of galaxy clusters from hydrodynamical simulations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 382, n. 3, p. 1050–1072, dez. 2007. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12070.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12070.x). Citado na p. 62.

WOOSLEY, S. E.; WEAVER, Thomas A. The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 101, p. 181, nov. 1995. DOI: [10.1086/192237](https://doi.org/10.1086/192237). Citado na p. 62.

APÊNDICE A – REPOSITÓRIO DO CÓDIGO DE ANÁLISE

Como parte do compromisso com a Ciência Aberta e a reprodutibilidade dos resultados obtidos nesta pesquisa, o algoritmo de análise desenvolvido foi disponibilizado publicamente na plataforma de versionamento *GitHub*.

O repositório contém o ambiente de *Jupyter Notebook* (GADGET-4 *Analises.ipynb*) utilizado para o processamento minucioso dos *snapshots* brutos gerados pelo código GADGET-4. O *script* centraliza a implementação de todos os procedimentos físicos e numéricos detalhados no Capítulo 4 e 5, especificamente:

- Leitura e extração dos vetores de posição, velocidade e massa das partículas através da integração com a biblioteca UNSIO.
- Determinação matemática dos centros dos poços de potencial gravitacional das galáxias interagentes por meio dos métodos estatísticos K-MEANS e da técnica *Shrinking Sphere*.
- Mapeamento da matriz espacial para a geração de contagens de densidade, velocidades médias e dispersão cinética (resolução prática dos momentos da Equação de Vlasov).
- Implementação de fendas espectroscópicas virtuais e rotações planares para a obtenção comparativa dos Perfis de Velocidade Radial (PVRs) e curvas de rotação teóricas.
- Tratamento dos *logs* evolutivos de Taxa de Formação Estelar (SFR) e aplicação analítica da Função Inicial de Massa (IMF) de (Kroupa, 2001) à demografia espectral.

Para acessar o código-fonte, clonar o projeto ou examinar a documentação estrutural, o leitor pode visitar o seguinte *link*:

[https://github.com/aleaugusmac1403/
An-lises-de-Simula-es-de-N-Corpos-Realizadas-Atrav-s-do-GADGET-4](https://github.com/aleaugusmac1403/An-lises-de-Simula-es-de-N-Corpos-Realizadas-Atrav-s-do-GADGET-4)