

# Trabalho de Conclusão de Curso

## Um estudo do papel do *kick* de supernova na formação de sistemas binários de raio-X de alta massa (HMXRBs) por meio de simulação computacional

Arthur Luiz Ferreira<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Centro de Ciências Naturais e Humanas,  
Universidade Federal do ABC, Santo André-SP, Brasil*

Sistemas binários de raio-X de alta massa (HMXRBs) são formados a partir de binários de estrelas que não se desligaram após um evento de supernova. É reconhecidamente importante nesse processo o *kick*, um impulso resultante da ejeção assimétrica de matéria, que é recebido pela estrela que colapsa durante um evento de supernova. Neste trabalho, apresentamos uma simulação abrangente das condições iniciais da formação de HMXRBs, incluindo diferentes propostas de *kick* discutidas na literatura, e investigamos a hipótese de que dois processos distintos de supernova - o colapso do núcleo de ferro e a captura eletrônica pelo núcleo de O-Ne-Mg - podem dar origem a subpopulações distintas de HMXRBs. Concluimos que *kicks* tipicamente mais intensos em supernovas de colapso formam uma subpopulação diversa de HMXRBs, incluindo sistemas mais excêntricos, de órbitas mais longas e estrelas menos massivas; já supernovas de captura formam sistemas com parâmetros mais definidos e distintos pela massa maior de suas estrelas. Também propomos que a disparidade na intensidade dos *kicks* entre os dois processos de supernova implica que remanescentes de supernovas de colapso do núcleo de Fe sejam demasiadamente raros e mais difíceis de se detectar.

### 1. INTRODUÇÃO

Estima-se que ao menos metade das estrelas vistas nas proximidades do Sistema Solar seja parte de sistemas binários, em que duas estrelas coevoluem orbitando o centro de massa do sistema que constituem. A proximidade e a dinâmica desses sistemas permitem uma série de novas interações entre as duas estrelas, das quais pode-se destacar a acreção, ou seja a transferência de matéria de uma estrela para a outra. Os cenários diversos para a evolução das estrelas nesse sistema também podem originar uma grande variedade de novos fenômenos astronômicos, como estrelas de diferentes tipos que orbitam objetos compactos, discos de acreção, exoplanetas com dois sóis, estrelas hipotéticas exóticas como os Objetos Massivos de Thorne-Żytkow (PODSIADLOWSKI, CANNON, REES, 1995), e até mesmo supernovas termonucleares. Dentre esses novos objetos estão os binários de raio-X (*X-Ray Binaries*, XRBs), que são caracterizados por um par constituído de

uma estrela ativa e uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. Cada binário de raio-X pode ser classificado de acordo com a massa de sua estrela ativa, também referida como “companheira” do objeto compacto. Desse modo, os sistemas de alta massa (*High-Mass X-Ray Binaries*, HMXRBs) são os que apresentam uma companheira com mais de  $10M_{\odot}$ ; enquanto que os de baixa massa (*Low-Mass X-Ray Binaries*, LMXRBs) são aqueles cuja companheira têm massa inferior a  $10M_{\odot}$ .

Nos últimos anos, a inauguração de novos observatórios astronômicos de raio-X vem suscitando o interesse por tais objetos, uma vez que os avanços na instrumentação permitiram novas observações e descobertas sobre os binários de raio-X, deixando questões em aberto sobre a física desses sistemas (SCHATZ, REHM, 2006). Alguns estudos recentes da população desses objetos (KNIGGE, COE, PODSIADLOWSKI, 2011) indicam distribuições bimodais em alguns parâmetros orbitais de HMXRBs, o que sugere a existência de duas subpopulações de naturezas distintas de HMXRBs - o que não acontece com a população de LMXRBs.

Os parâmetros orbitais de uma população de binários de raio-X tem relação com um fenômeno de notável interesse: o *kick* de supernova. Se supernovas são conhecidas pela liberação de energia em altas taxas, acredita-se que pequenos graus de assimetria na ejeção de matéria durante o processo podem provocar um impulsionamento do remanescente da estrela, que é denominado *kick* (“chute”). Recentemente, os *kicks* de supernova vêm sendo relacionados não apenas à definição de parâmetros orbitais de sistemas binários diversos e, por conseguinte, sua formação e dissociação, como também são associados à observação de pulsares trafegando em altas velocidades (LYNE, LORIMER, 1994) ou ao deslocamento de sistemas variados de seu local de formação (HAMBARYAN, 2022), por exemplo. Infelizmente, a compreensão do mecanismo físico desse impulsionamento depende da limitada compreensão da interação entre os neutrinos e a matéria no núcleo da estrela, que desempenha um papel crucial no transporte de energia. Duas alternativas teóricas principais propõem que o *kick* resultaria de forma preponderante, respectivamente, de assimetrias em efeitos hidrodinâmicos do material da estrela ou da anisotropia na ejeção de neutrinos. As previsões acarretadas em cada modelo e suas implicações relevantes para a concepção *kick* serão abordadas na seção 4.2 (“Propriedades do *kick* de supernova”). Logo, a determinação de propriedades relevantes do *kick*, como intensidade e orientação, usualmente depende de inferências feitas a partir de observações relacionadas a remanescentes compactos de supernovas.

Desse modo, hipóteses preliminares para a bimodalidade de parâmetros orbitais em populações de HMXRBs sugerem que a origem de dois grupos distintos de está associada a diferentes processos de desencadeamento de supernova que originam esses sistemas, como proposto *en passant*

por Knigge, Coe e Podsiadlowski (2011). No entanto, o mecanismo do *kick*, pelo qual a supernova pode influenciar a dinâmica de sistemas binários, ainda é um problema em aberto, pois envolve uma complexa física de neutrinos, cujos modelos são testados em simulações computacionais (WOOSLEY, JANKA, 2005). Dito isso, a relação entre o *kick* e os fenômenos de supernovas na formação de binários de raio-X traz implicações diretas para como são concebidos detalhes do processo de evolução estelar. Uma compreensão mais aprofundada dos binários de raio-X também pode fornecer informações importantes sobre observações de objetos que não são partes de sistemas binários, como estrelas gigantes e objetos compactos que se deslocam solitários em altas velocidades.

Considerando o apontamento das pesquisas recentes de uma distribuição bimodal que sugere a existência de duas subpopulações distintas de HMXRBs, pretende-se investigar, por meio de simulações computacionais, os parâmetros orbitais e outras características desses sistemas e a relação desses com a natureza dos eventos de supernova aos quais o sistema teria sido submetido. Para isso, busca-se, a partir dos modelos teóricos pesquisados na literatura, analisar os efeitos de *kicks* em sistemas binários típicos para determinar quais características seriam necessárias para explicar dados observacionais disponíveis, e como a concepção do *kick* reflete processos evolutivos na física das estrelas.

## 2. BINÁRIOS DE RAIOS-X E SUA FORMAÇÃO

Sistemas binários de raio-X são uma classe particular de sistemas binários constituídos de uma estrela ativa e uma estrela de nêutrons ou um buraco negro ligados gravitacionalmente, em condições tais que haja a transferência estável de matéria da estrela ao seu parceiro. Assim como em qualquer sistema de dois corpos que interagem apenas gravitacionalmente, considera-se que os dois orbitam um ponto que corresponde ao centro de massa do sistema. Nesses casos, é possível detectar a intensa emissão de raio-X provinda desses sistemas devido ao processo de acreção no objeto compacto da matéria. No entanto, um critério para a estabilidade desse sistema é que não haja o transbordamento (*overflow*) do lóbulo de Roche (BRANDT, PODSIADLOWSKI, 1995), ou seja, que a transferência de matéria não ocorra por meio do ponto lagrangeano L1, o que levaria a um fluxo instável de massa e à fusão (*merger*) dos dois corpos do sistema. A ocorrência de objetos desse tipo está associada à remanescente de sistemas binários de estrelas que sobreviveram a eventos de supernova, como será discutido adiante.

Os parâmetros orbitais de binários de raio-X dependem fundamentalmente das características do sistema de estrelas binárias que os antecedem e da influência dos eventos de supernova em sua

dinâmica. Por sua vez, a ocorrência de supernovas depende de como cada estrela evolui em suas dinâmicas próprias e em interações com sua companheira. Durante o processo de evolução das estrelas, o esgotamento da matéria-prima de cada ciclo de fusão nuclear leva à contração do núcleo, o que, por sua vez, aquece-o até que a temperatura seja suficiente para o início de outro ciclo de fusão, retomando o equilíbrio dinâmico. Em estrelas de massas superiores a  $10M_{\odot}$ , diferentes ciclos de fusão são realizados sucessivamente, até que o núcleo alcance uma temperatura suficiente para a fusão de silício, gerando um caroço de ferro. Nessas condições, a pressão de degenerescência eletrônica é dominante no núcleo da estrela. Ao atingir a massa máxima suportada, a contração do núcleo seguida da fotodesintegração do ferro decorrente da alta temperatura perturbam seu equilíbrio hidrostático e causam o colapso do núcleo. É então que a repulsão nuclear de curto alcance forma um gás de nêutrons que impede a continuação do colapso gravitacional do núcleo, formando o objeto que é conhecido como estrela de nêutrons. (KIPPENHAM, WEIGERT, WEISS, 2012; WOOSLEY, JANKA, 2005)

A interrupção abrupta do colapso do núcleo desencadeia complexos eventos na dinâmica da estrela, o que culmina na liberação da energia acumulada em seu centro. Devido à seção de choque desprezível dos neutrinos em baixas densidades, a matéria em camadas mais exteriores da estrela se torna “transparente” para essas partículas, possibilitando a formação de um vento de neutrinos que se propaga livremente, levando cerca de 99% da energia total liberada pela supernova. A ejeção de camadas externas do material da estrela, na forma de energia cinética, corresponde a cerca de 1% desse total. Uma fração irrisória dessa energia é liberada na forma de fótons, e ainda assim corresponde ao evento mais luminoso que se conhece na astronomia.

Na evolução de estrelas de massas ligeiramente menores (cerca de 8 a  $10M_{\odot}$ ), há a formação de um núcleo degenerado de O-Ne-Mg que não alcança o valor crítico de massa de  $1,37M_{\odot}$  para a ignição de um ciclo de fusão de Ne (NOMOTO, 1984) e, então, a captura eletrônica no núcleo de magnésio e neônio é energeticamente favorável em relação à manutenção dos elétrons em estados mais energéticos da distribuição de Fermi, o que reduz a pressão de degenerescência eletrônica e provoca um colapso precoce do núcleo. Esse processo possibilita a deflagração de oxigênio; porém, a energia liberada não é suficiente para reverter o colapso do núcleo da estrela, o que leva o objeto a um equilíbrio nuclear estatístico e deixa, como remanescente, uma estrela de nêutrons de baixa massa, de cerca de  $1,37M_{\odot}$  (KIPPENHAM, WEIGERT, WEISS, 2012). Nessas condições, a ordem da energia liberada pela supernova corresponde a um milésimo da energia liberada pelo colapso do núcleo massivo de ferro, descrito anteriormente.

### 3. IMPLICAÇÕES PRELIMINARES DO *KICK* NO SISTEMA

Apesar de ainda necessitarem de uma melhor compreensão dos mecanismos a que são submetidos no interior dos núcleos em colapso, acredita-se que assimetrias na deposição da energia transportada pelos neutrinos nas imediações do núcleo colapsado (provavelmente maiores na supernova de colapso de núcleo de ferro) possam gerar um *kick* no remanescente compacto. Evidências observacionais de estrelas de nêutrons jovens se deslocando em altas velocidades médias ( $450 \pm 90 \text{ km/s}$ ) em direções aleatórias podem corroborar com essa hipótese e são indicativos de que o *kick* afeta substancialmente a trajetória da estrela de nêutrons remanescente, que pode atingir a velocidade de escape de seu sistema ou até mesmo de sua galáxia (LYNE, LORIMER, 1994).

Evidentemente, ao tratarmos de estrelas binárias, um evento da magnitude de uma supernova do tipo II, levando em conta a ejeção de massa da estrela em colapso e as considerações já feitas a respeito do *kick*, pode alterar drasticamente a configuração do sistema. Um modelo simples, que leva em consideração apenas a dinâmica newtoniana (BRANDT, PODSIADLOWSKI, 1995), é capaz de fornecer previsões preliminares sobre como esses eventos influenciam nos parâmetros orbitais do sistema, podendo ser útil posteriormente para a definição de alguns critérios na seleção e refinamento de parâmetros para uma simulação computacional.

O modelo considera um sistema binário de estrelas em órbita inicialmente circular e com momentos orbital e de *spin* alinhados, que, em um determinado momento, sofre um evento de supernova, provocando a perda de massa em uma das estrelas. Além disso, há a adição vetorial à velocidade orbital inicial dessa estrela, de uma nova velocidade imprimida pelo *kick* em uma direção aleatória isotrópica. Brandt e Podsiadlowski (1995) também propõem e discutem um modelo alternativo em que a direção do *kick* é dada preferencialmente dentro de um cone formado sobre o eixo de rotação da estrela. Tais considerações seriam razoáveis para um sistema que tenha sofrido uma fase de transferência de massa. Adicionalmente, os autores desprezam os efeitos devido à interação da matéria expelida durante a supernova com o resto do sistema e consideram que a supernova não altera a direção do momento angular de *spin* da estrela, ou seja, as possibilidades de um *kick* excêntrico são desconsideradas. Desse modo, a partir da direção e intensidade do *kick* e dos parâmetros orbitais iniciais do sistema, é possível calcular a probabilidade desses sistemas permanecerem ligados após a supernova, de estimar as possibilidades de formação de binários de raio-X e de obter parâmetros orbitais finais dos sistemas resultantes.

Um cálculo analítico da probabilidade de formação de sistemas ligados após a supernova (Figura 1) é exposto por Brandt e Podsiadlowski (1995). Considerando apenas a perda de massa do objeto

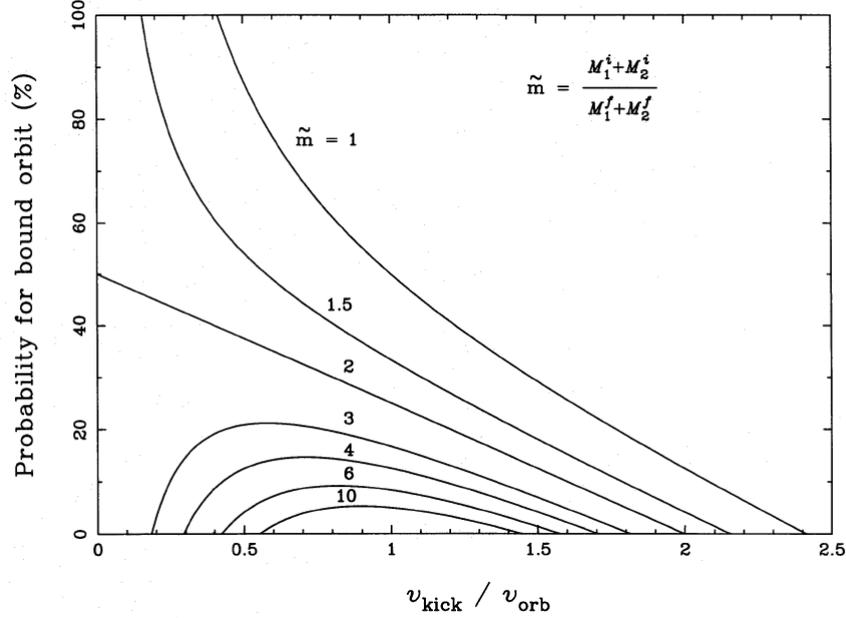


Figura 1: Probabilidade de uma órbita ligada após um evento de supernova em um sistema binário. Fonte: Brandt, Podsiadlowski, 1995, p.465.

compacto na ejeção de matéria durante a supernova (*i.e.* um *kick* de velocidade desprezível), é possível determinar que o estado final do sistema depende apenas da razão entre os totais de massa inicial e final do sistema. Ao ejetar mais que a metade da massa original do sistema, há o escape da remanescente compacta, e para ejeções menores de massa, o sistema tende a permanecer ligado. Admitindo a possibilidade de um *kick* em direção aleatória isotrópica, tanto pode haver o escape do compacto com perdas de massa menores como a formação de um sistema ligado com a ejeção de mais da metade da massa original do sistema, a depender fundamentalmente da orientação do *kick* e de sua intensidade. Grandes intensidades no *kick* também estão associadas a uma melhor definição da relação entre excentricidade e período orbital final de sistemas ligados, devido às restrições quanto a possíveis orientações de *kick*.

Os resultados indicam que à medida que a razão entre a velocidade de *kick* ( $v_{kick}$ ) e a velocidade orbital ( $v_{orb}$ ) aumenta acima de 0,2, a orientação do *kick* passa a ser relevante para a formação de sistemas ligados. Para perdas de massa relativamente pequenas ( $\tilde{m} < 2$ ), a probabilidade da manutenção de um sistema ligado cai monotonicamente em relação à intensidade do *kick* recebido pela remanescente da supernova. Para ejeções de massa mais elevadas ( $\tilde{m} > 2$ ), há picos de máxima probabilidade para a formação de uma órbita ligada em relação à intensidade do *kick*. Isso se deve ao fato de que o *kick* deve ser suficiente para reverter a tendência de desligamento do sistema pela

perda de massa de uma das estrelas, comentada anteriormente, sem, no entanto, ser excessivamente intenso, condição que favorece impreterivelmente o desligamento do sistema. Tal efeito se exacerba na medida em que as perdas de massa do sistema se tornam mais significativas, restringindo as possibilidades de intensidade e orientação de *kick* para a formação de sistemas ligados. Este é um cenário possivelmente mais comum para a formação de LMBXRs, o que tem implicações na distribuição de excentricidades desses sistemas em comparação com HMXRBs, como observado pelos autores. Tanto para *kicks* suficientemente intensos ou ejeções de massa muito significativas em termos da massa total do sistema, este se desligará. Considerações sobre valores numéricos e distribuições dos parâmetros esperados serão feitas adiante.

Por definição, a órbita dos objetos é considerada retrógrada se os vetores de momento angular orbital e de *spin* formam, entre si, um ângulo superior a  $90^\circ$ . No modelo de Brandt e Podsiadlowski (1995), isso é possível se a velocidade de *kick* for maior que a velocidade orbital inicial e for orientada corretamente. Para determinadas intensidades de *kick*, qualquer sistema binário remanescente terá necessariamente um objeto compacto com órbita retrógrada (Figura 2). Tal constatação pode ser explicada, novamente, pelas restrições na orientação do *kick* para a formação de sistemas ligados, dada a sua intensidade. Avaliar a orientação do momento angular de *spin* em remanescentes de sistemas binários pode auxiliar na estimativa da intensidade do *kick*, uma vez que spins retrógrados em relação à órbita estão associados impreterivelmente a *kicks* mais violentos.

Além de um desligamento gravitacional dos dois objetos, outra consequência de um *kick* pode ser a transferência instável de massa da estrela para a companheira compacta - o que é favorecido pela distância reduzida do periastro em órbitas curtas ou muito excêntricas; pela geometria do processo de acreção, que se constitui na orientação do momento angular de *spin* da estrela em relação ao seu momento orbital (*i.e.* spins retrógrados, favorecidos por *kicks* intensos, podem levar a uma maior eficiência no processo de acreção, influenciando na evolução e disponibilidade dos sistemas); e pelas características do transporte de energia nos envelopes das estrelas. No caso de uma transferência instável, a estrela de nêutrons não tem a capacidade de acretar toda a matéria que adentra seu lóbulo de Roche e considera-se que os dois objetos compartilham um envelope comum. O sistema não sobrevive como binário de raio-X por muito tempo e ocorre a fusão completa (*merger*) dos dois corpos, resultando em uma estrela teórica supergigante vermelha com núcleo de nêutrons, também conhecida como “Objeto Massivo de Thorne-Żytkow” (TŻO) (PODSIADLOWSKI, CANNON, REES, 1995). Outra possibilidade é a de que o objeto compacto seja lançado pelo *kick* diretamente contra sua estrela companheira, de modo que haja contato direto entre os dois envelopes, o que também resultaria na formação de um TŻO. Apesar da estimativa

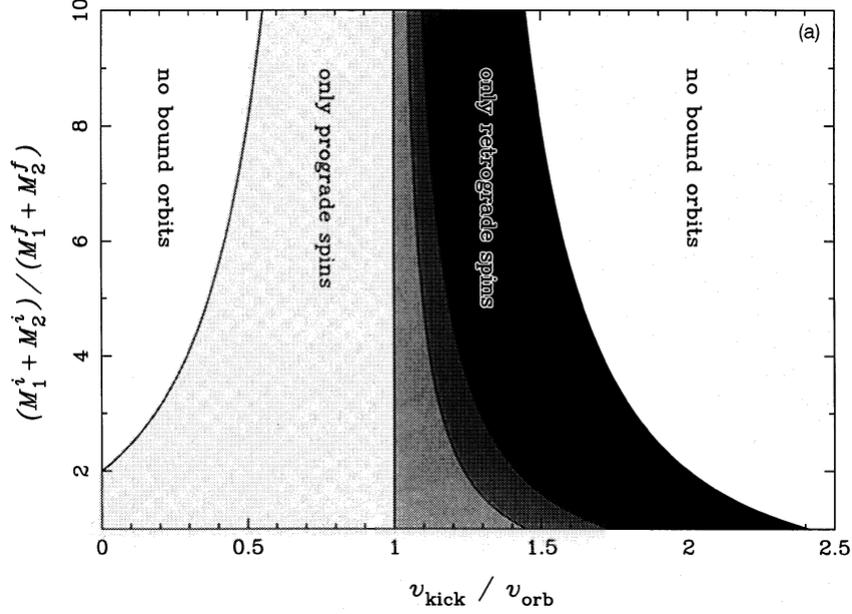


Figura 2: Probabilidade de órbitas prógradas e retrógradas após um evento de supernova em um sistema binário. Fonte: Brandt, Podsiadlowski, 1995, p.466.

de que até 10% de todas as estrelas supergigantes vermelhas na Galáxia podem ser TZO e dos esforços em se entender esse objeto hipotético, delimitando formas para sua detecção e distinção de estrelas supergigantes comuns, ainda não há confirmações sobre sua detecção, havendo observações sobre um promissor candidato publicadas em 2014 (LEVESQUE et al, 2014).

A distância do periastro é um parâmetro importante para a formação e evolução do sistema, uma vez que representa o distanciamento mínimo entre o objeto compacto e a estrela companheira, ponto no qual a transferência de massa entre os dois astros é crítica. Essa distância pode ser definida por dois parâmetros: a excentricidade e o período orbital dos sistemas resultantes, sendo mínima para baixos períodos orbitais e altas excentricidades, favorecendo, nestes casos, uma rápida fusão das duas estrelas. Kroupa (2000) propõe a existência de uma zona de “órbitas proibidas” na relação entre excentricidade e período orbital, em que a excentricidade da órbita não é baixa o suficiente para garantir o distanciamento mínimo de periastro entre as duas estrelas para que o sistema evolua de forma estável. O estágio seguinte na evolução desses sistemas é a interação de maré, que resulta na transferência de energia e momento angular entre *spin* e órbita (HUT, 1981). Nesse processo, ocorre a fricção nos corpos, o que faz com que a energia global do sistema (órbita + *spin*) diminua gradativamente enquanto esse tipo de interação ocorre. Durante a evolução, o sistema busca um equilíbrio nas interações de maré, que depende de três condições: a circularidade

da órbita (excentricidade nula), a coplanaridade (alinhamento da direção dos vetores de momento angular de *spin* e órbita) e a corrotação (sincronia entre períodos de órbita e rotação). Embora a evolução desses sistemas, na maioria dos casos, não seja monotônica, há duas tendências adicionais ao alcance das condições de equilíbrio: um espiralamento que culmina na fusão dos dois corpos e o desligamento retardado do sistema. Ambas estão relacionadas com a compensação na energia orbital devida à variação do momento angular de *spin* da estrela. Em binários de raio-X, Hut (1981) sugere uma aproximação de momento angular de *spin* nulo para o objeto compacto, o que torna a evolução dos sistemas mais simples que o caso geral, sendo imediatamente determinada.

Simulações computacionais baseadas no modelo de Brandt e Podsiadlowski (1995), realizadas ainda pelos autores para o estudo de parâmetros orbitais pós-supernova e possível transferência de matéria entre os dois objetos do sistema, preveem que cerca de 27% destes permaneceriam ligado enquanto os outros 73% possivelmente formariam remanescentes compactos e estrelas das classes O e B que são detectados se deslocando em alta velocidade. Dos sistemas que se formariam com órbitas ligadas, 26% estaria sujeito a uma transferência de massa instável e se tornaria um TZO.

Os principais resultados obtidos por Knigge, Coe e Podsiadlowski (2011) dão suporte a uma distribuição bimodal de parâmetros físicos ao longo de populações de HMXRBs. Nesse estudo, foram avaliados HMXRBs que abrigam estrelas da classe Be (BeXs) que abrigam estrelas de nêutron, em virtude de uma boa definição dos parâmetros orbitais e da possibilidade de generalizar o processo de acreção para comparações entre diferentes sistemas. Na Figura 3, é possível ver evidências da divisão da população de BeXs em subpopulações, consistente em três amostras diferentes - levando em consideração amostras de diferentes galáxias, o que sugere um potencial de generalização dessa tendência em relação ao ambiente de formação desses sistema. Estima-se que exista uma subpopulação composta de 35% do total de BeXs com período de *spin* característico de 10s, e os 65% restantes teriam um período característico de 200s para a estrela de nêutrons. Já na Figura 4, podemos notar as diferenças na distribuição de excentricidades entre as subpopulações de menor e maior período característico de *spin* das estrelas de nêutron, sendo que para os períodos longos, parece haver tanto a formação de baixas excentricidades como de altas excentricidades. Na Figura 5, é possível observar uma correlação entre os períodos de *spin* e órbita da estrela de nêutron.

Uma das hipóteses fornecidas pelos autores para tais resultados observados é a de que as duas subpopulações estariam relacionadas a diferenças na história evolutiva dos sistemas, que levam a dois eventos distintos de supernovas, causadas respectivamente pelo colapso do núcleo de ferro e pela captura eletrônica em um núcleo de O-Ne-Mg. A formulação da hipótese de que estrelas e seus sistemas podem diferir sensivelmente em sua evolução de acordo com o tipo de supernova que ocorre

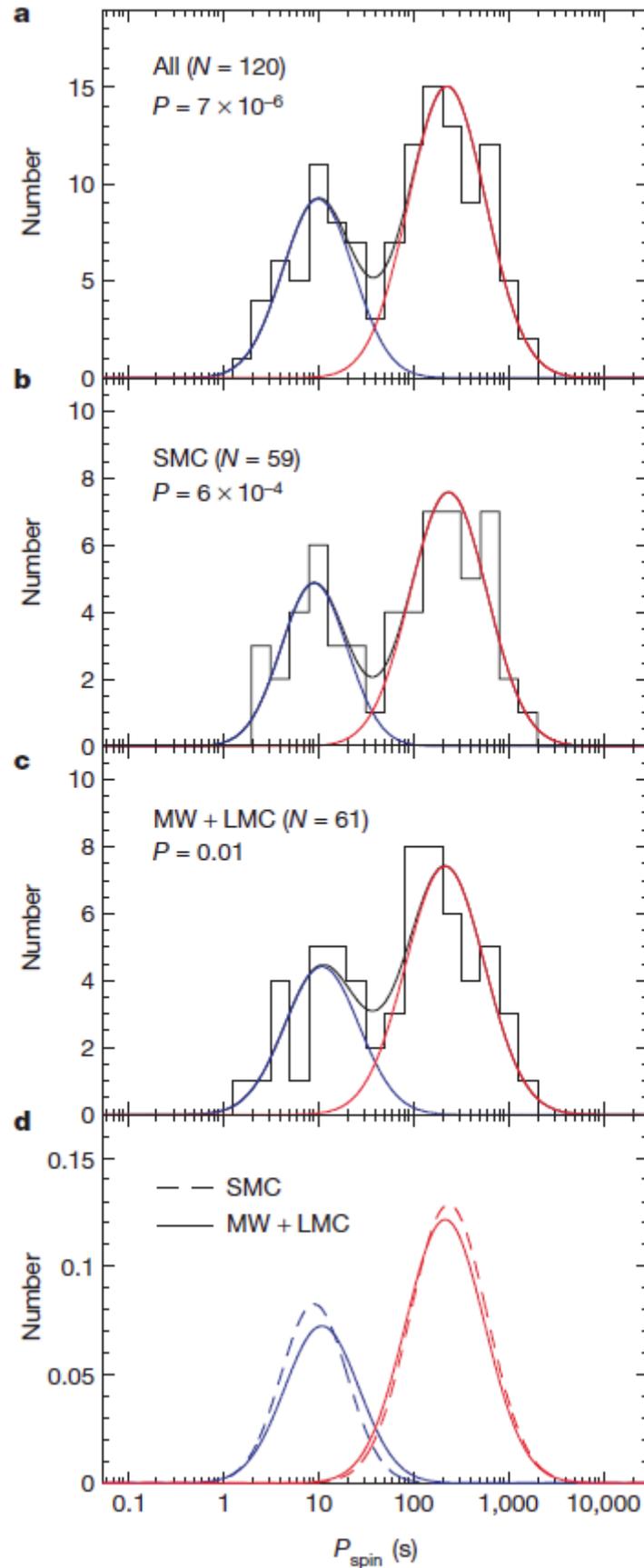


Figura 3: Distribuição de períodos de *spin* em amostras de BeX da Via Láctea (MW), Pequena Nuvem de Magalhães (SMC) e Grande Nuvem de Magalhães (LMC). Fonte: Knigge, Coe, Podsiadlowski, 2011, p.374

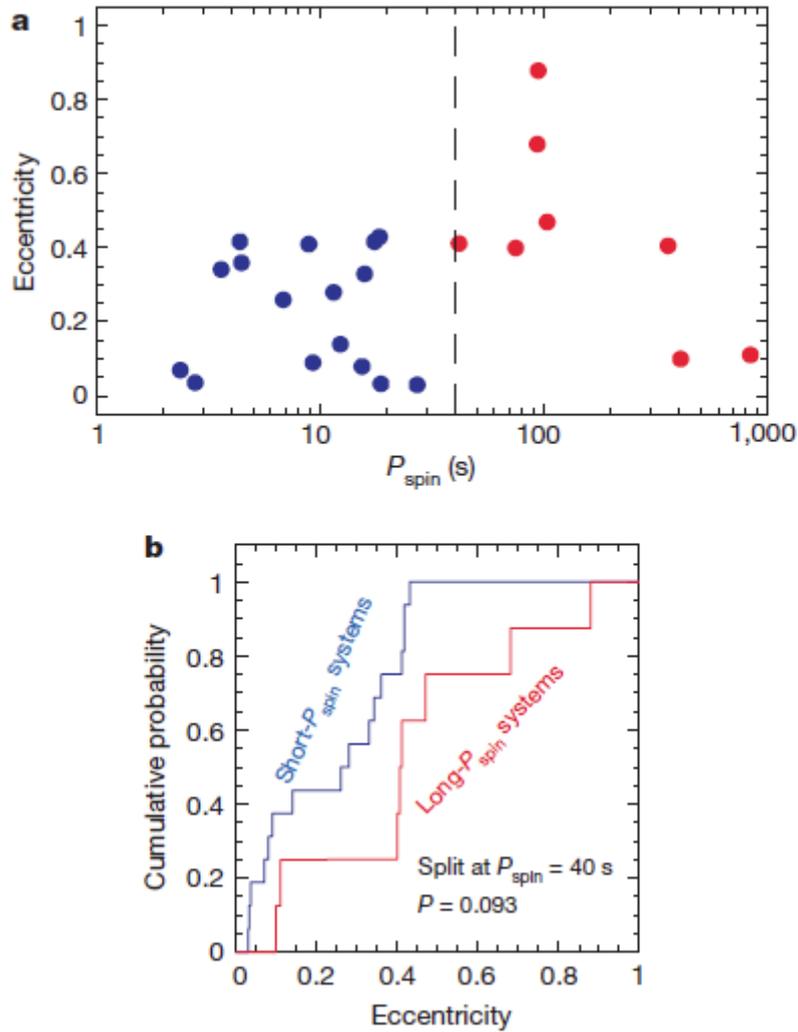


Figura 4: Análise de excentricidade e período de *spin* para todos os BeX com essas medidas disponíveis. Fonte: Knigge, Coe, Podsiadlowski, 2011, p.374

pode ser encontrada em Schwab, Podsiadlowski e Rappaport (2010). Os autores argumentam que o *kick* no colapso de núcleo de ferro tende a ser mais intenso que na captura eletrônica, além desta formar estrelas de nêutrons com uma massa característica bem definida, ao contrário da primeira. Se a hipótese estiver correta e puder explicar a distribuição observada de HMXRBs, a excentricidade da órbita dos sistemas poderia ser uma variável relevante para distinguir duas subpopulações por sua história evolutiva. Desse modo, a supernova causada pela captura eletrônica no núcleo de O-Ne-Mg poderia dar origem a subpopulações de HMXRBs de baixa excentricidade, enquanto o colapso do núcleo de ferro poderia dar origem a sistemas mais excêntricos.

Os mesmos resultados não são observados na população de LMXRBs, que tem os mesmos

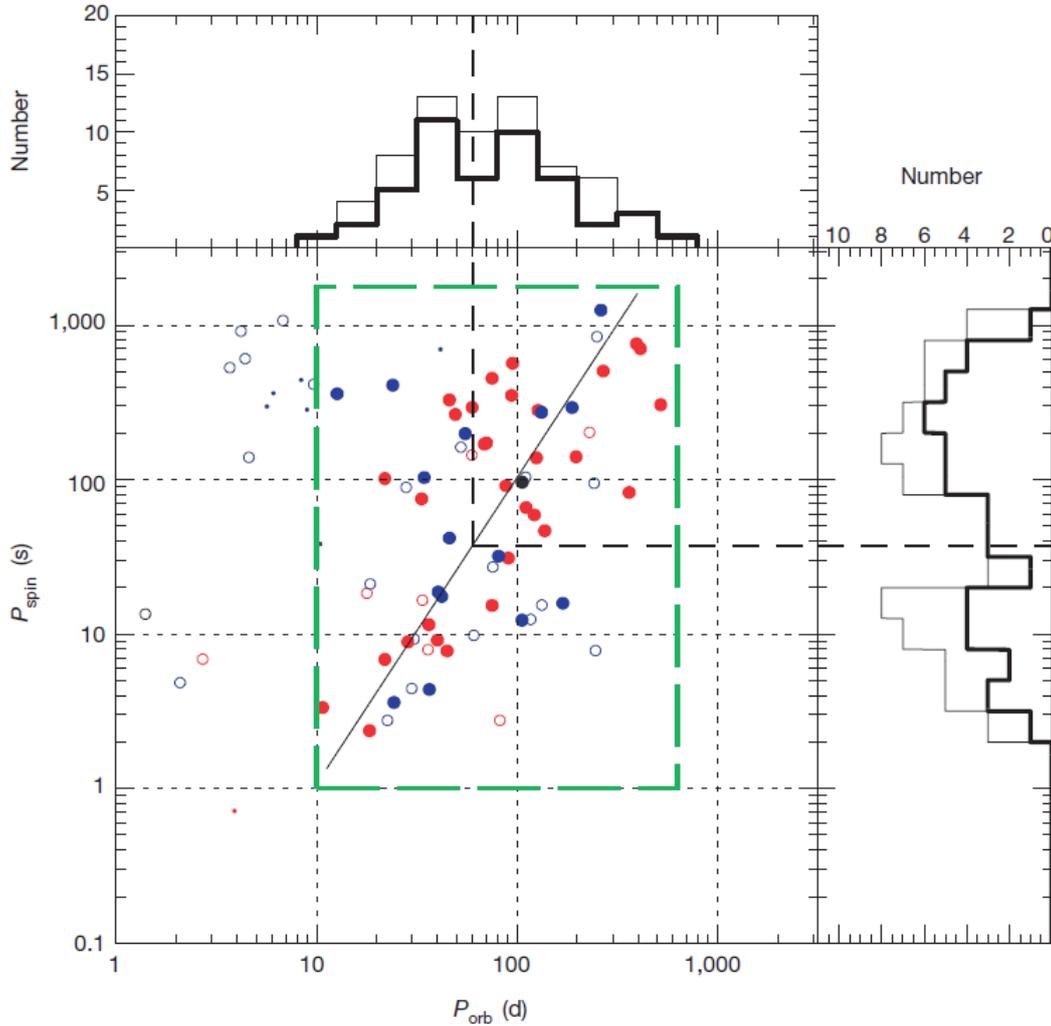


Figura 5: Bimodalidade e correlação dos parâmetros de período de *spin* e órbita da estrela de nêutrons em populações de HMXRBs Fonte: Knigge, Coe, Podsiadlowski, 2011, p.373

parâmetros bem ajustados em apenas uma moda, embora a distinção seja feita considerando apenas a massa da estrela ativa, o que significa que o remanescente compacto poderia ter passado tanto por uma supernova de colapso do núcleo de ferro quanto por uma supernova de captura eletrônica. No entanto, Brandt e Podsiadlowski (1995) advertem que as condições para a formação de LMXBRs são mais restritas com relação ao *kick* em razão da menor massa da segunda estrela, como já discutido, o que tornaria mais fácil o escape do remanescente formado.

## 4. MODELO PROPOSTO E SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS

Para o estudo da formação de populações de HMXRb, propomos uma simulação computacional baseada no modelo exposto por Brandt e Podsiadlowski (1995), porém, reavaliando algumas das considerações feitas pelos autores com base em trabalhos atuais disponíveis na literatura. O objetivo não é verificar como cada parâmetro do sistema influencia isoladamente na formação de HMXRb, mas buscar parâmetros realistas e representativos da evolução observada de sistemas binários e verificar se são capazes de recriar as distribuições de parâmetros observados em HMXRb a partir do modelo proposto, formulando assim, hipóteses para a evolução desses sistemas. Esta seção é dedicada a uma descrição física e estatística da população de HMXRb e suas implicações para a organização dos processos da simulação computacional; para apontamentos sobre as técnicas e recursos matemáticos e computacionais utilizados, ver o Apêndice B.

### 4.1. Modelo matemático

A modelagem física da simulação será baseada no trabalho de Brandt e Podsiadlowski (1995). Esse modelo propõe uma descrição newtoniana da mecânica envolvida no processo, o que é uma consideração razoável, uma vez que o fenômeno simulado e os parâmetros de interesse não constituem nenhum efeito relativístico significativo, e as grandezas envolvidas tornam o tratamento relativístico desnecessário.

De início, é considerado um sistema binário de órbita circular com duas estrelas, de massas  $M_1$  e  $M_2$ , respectivamente. A formação de HMXRb leva em conta um cenário possível em que há transferência do envelope da estrela primária ( $M_1$ ) para a secundária ( $M_2$ ), que se tornaria a estrela mais massiva. A estrela primária, por sua vez, se torna um núcleo de hélio, sujeito a um evento de supernova (SUTANTYO, 1978). Durante esse processo, devido à atuação das forças de maré na evolução do sistema durante longos períodos, espera-se que a órbita dos corpos possa ser descrita com uma aproximação razoável em trajetórias circulares, que haja um alinhamento dos momentos de *spin* e órbita, e acoplamento dos períodos de *spin* e orbital.

Desse modo, considera-se que as duas estrelas se encontram com velocidades respectivas coplanares e na direção ortogonal ao eixo ao longo do qual são separadas por uma distância  $a$  e sentidos opostos (Figura 6).

Dessa dinâmica, podemos definir a distância  $a$  entre as duas estrelas e o período inicial  $P$  de um candidato a progenitor de sistema binário de raio-X. Também convém notar, para generalizações

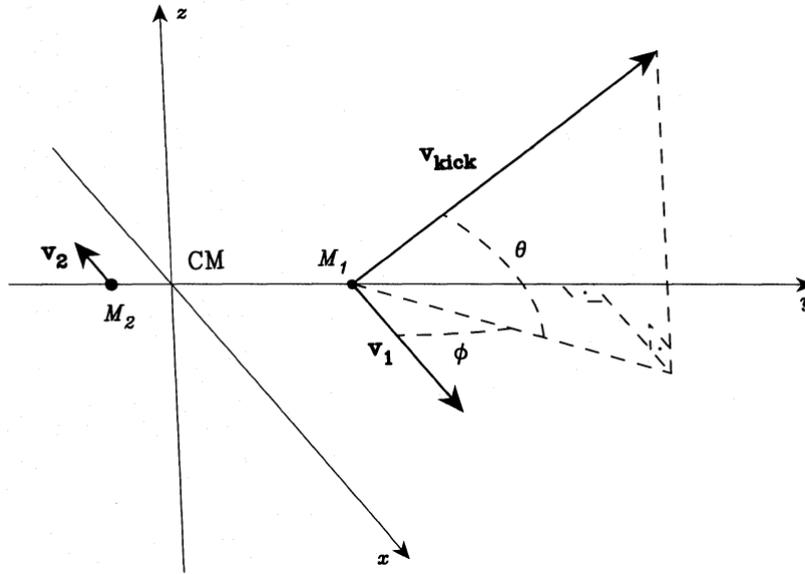


Figura 6: Parâmetros orbitais iniciais de um sistema binário e o impacto do *kick* de supernova.

Fonte: Brandt, Podsiadlowski, 1995, p.463

posteriores, que a medida  $a$  também representa o semieixo maior da órbita elíptica do sistema. Assim, podemos relacionar  $a$  e  $P$  com a velocidade orbital da estrela 1 no referencial que tem a estrela 2 como centro (BRANDT; PODSIADLOWSKI, 1995, p.462),

$$v_{orb}^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a}, \quad (1)$$

$$v_{orb}^3 = \frac{2\pi G(M_1 + M_2)}{P}, \quad (2)$$

e, conseqüentemente, determinar uma relação entre o período orbital e a separação entre as duas estrelas:

$$a^3 = \frac{1}{4\pi^2} G(M_1 + M_2) P^2. \quad (3)$$

A relação (Eq. 3) convém porque, enquanto o período orbital inicial do sistema é mais facilmente observável, podendo servir como variável de entrada da simulação, a distância de separação nos permite comparar mais facilmente os parâmetros iniciais e finais do sistema e estudar algumas implicações de suas dinâmicas.

Para todos os efeitos, consideremos que a estrela de massa  $M_1$  sofre um colapso e tem, em sua trajetória, a adição de uma velocidade de *kick* fixa em uma direção aleatória, com dois graus de liberdade, expressos pelos ângulos  $\phi$  e  $\theta$ . Assim, convém definirmos

$$\tilde{m} = \frac{M_1 + M_2}{M'_1 + M_2}, \quad (4)$$

$$\tilde{v} = \frac{v_{kick}}{v_{orb}}, \quad (5)$$

e a massa reduzida inicial do sistema

$$\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}. \quad (6)$$

Desse modo, a energia final  $E'$  do sistema, após o *kick*, pode ser escrita como (idem, p.462)

$$E' = -\frac{GM'_1 M_2}{2a} [2 - \tilde{m}(1 + 2\tilde{v} \cos \phi \cos \theta + \tilde{v}^2)], \quad (7)$$

ou, alternativamente, em função dos novos parâmetros do sistema (idem, p.463)

$$E' = -\frac{GM'_1 M_2}{2a'}, \quad (8)$$

o que nos fornece a relação

$$a' = a[2 - \tilde{m}(1 + 2\tilde{v} \cos \phi \cos \theta + \tilde{v}^2)], \quad (9)$$

da qual podemos retirar uma expressão que relaciona os períodos orbitais inicial e final, com auxílio da equação 3, que também pode relacionar  $a'$  e  $P'$  :

$$P' = P \sqrt{\frac{\tilde{m}}{[2 - \tilde{m}(1 + 2\tilde{v} \cos \phi \cos \theta + \tilde{v}^2)]^3}}. \quad (10)$$

A excentricidade do sistema resultante e a velocidade do centro de massa, no referencial do centro de massa inicial, podem ser computadas diretamente a partir das respectivas equações propostas por Brandt e Podsiadlowski (1995, p.463).

Desse modo, é possível calcular o período orbital, velocidade de recessão e excentricidade finais dos sistemas tomando como variáveis de entrada as massas das estrelas antes e depois do colapso, a orientação e intensidade do *kick* de supernova e o período orbital inicial do sistema. É importante notar que, neste modelo, o sistema resultante é forçosamente ligado, o que não é necessariamente verdadeiro, pois tal condição depende dos parâmetros do *kick*. Também convém utilizar a condição fornecida pelos autores (idem, p.463) para a formação de sistemas ligados, que depende essencialmente da direção do *kick* para valores fixos de  $\tilde{m}$  e  $\tilde{v}$ :

$$\cos \phi \cos \theta < \frac{1}{2\tilde{v}} \left( \frac{2}{\tilde{m}} - 1 - \tilde{v}^2 \right). \quad (11)$$

O modelo também desconsidera quaisquer efeitos da supernova da estrela 1 na estrela 2, uma vez que o distanciamento entre as duas estrelas torna a seção de choque desprezível na ação da matéria ejetada pela supernova.

#### 4.2. Propriedades do *kick* de supernova

Tendo em vista a relevância das características do *kick* de supernova para a evolução de progenitores de HMXRBs, é importante compreender as considerações feitas a seu respeito e seus limites.

É comum considerar que os *kicks* gerados por uma supernova podem imprimir uma grande velocidade ao remanescente compacto da estrela, mesmo em pequenos graus de assimetria na ejeção da matéria, dada a grande quantidade de energia envolvida no processo. Uma robusta evidência observacional dessa suposição está na alta velocidade de translação de pulsares, que, conforme argumentam Lyne e Lorimer (1994), devem ter recebido um *kick* médio de 290 a 450 km/s durante o colapso de seu progenitor. No entanto, a bimodalidade verificada em alguns parâmetros de HMXRBs por Knigge, Coe e Podsiadlowski (2011) sugere que um *kick* mais fraco pode ter um papel importante na formação desses sistemas, colocando, como hipótese que duas distribuições de intensidade de *kick* distintas podem ter origem, respectivamente, com os dois tipos de supernova que geram estrelas de nêutron, sendo *kicks* mais fortes associados ao colapso do núcleo de ferro, e os mais fracos associados à captura eletrônica no núcleo de O-Ne-Mg. Tal consideração também tem suporte na observação de Dewi, Podsiadlowski e Pols (2005) de que um *kick* mais fraco seria necessário para a formação de binários de duas estrelas de nêutrons(DNS), uma vez que o segundo colapso teria uma chance maior de desligar o sistema. Considerando possíveis fases de transferência

de massa, é possível que seja comum a maioria dos DNS se formarem a partir de supernovas de captura eletrônica.

Brandt e Podsiadlowski (1995) mencionam que há previsões teóricas de que o *kick* de supernova possa se dar não em uma distribuição probabilística isotrópica, mas sim na direção do momento angular de *spin* da estrela, embora não houvesse respaldo em observações. Fryer e Kusenko (2006) discutem os efeitos da ejeção de neutrinos como mecanismo hipotético principal de deposição de energia durante a supernova, explicando que, no período de ejeção dos neutrinos, considera-se que a estrela de nêutrons já completou algumas rotações em torno de si, o que pode reduzir a assimetria da emissão na direção radial, fazendo com que a assimetria ao longo do próprio eixo de rotação da estrela imponha uma direção preferencial para o *kick* nesta direção. Johnston et al (2005) discutem evidências observacionais para esse modelo a partir da determinação do eixo de rotação de uma população de pulsares e comparação com a direção de sua trajetória, concluindo que a velocidade do *kick* deve manter algum alinhamento com o momento angular de *spin* da estrela durante o nascimento desses pulsares. Holland-Ashford et al. (2017) argumentam contra o mecanismo de ejeção de neutrinos e a favor de um mecanismo baseado em efeitos hidrodinâmicos da ejeção de matéria como principal impulsionador da estrela no *kick*. Com base no estudo de material ejetado em remanescentes de supernova, os autores encontraram resultados consistentes com a hipótese do *kick* hidrodinâmico, uma vez que os modelos têm previsões opostas para a direção de ejeção da matéria. Os autores indicam, no entanto, que os dois modelos podem criar um *kick* preferencial na direção do eixo de rotação. Com base em estudos semelhantes, Gessner e Janka (2018) estimaram uma distribuição de *kicks* fracos para modelos hidrodinâmicos de supernovas de captura eletrônica, que variam abaixo de  $10\text{km/s}$ . Tal constatação faz os autores sugerirem que a emissão de neutrinos poderia ter um papel importante para explicar a velocidade de aproximadamente  $160\text{km/s}$  do pulsar da Nebulosa do Caranguejo, considerando que este seja, de fato, um remanescente de supernova de captura eletrônica.

A possibilidade de *kicks* excêntricos não é desconsiderada por Brandt e Podsiadlowski (1995), apesar de não ser proposta em seu modelo. Um *kick* excêntrico poderia ser implementado com a adição de um componente de velocidade angular de *kick* junto com a velocidade linear de *kick* proposta em uma direção aleatória. A consequência mais imediata recairia sobre o alinhamento dos momentos angulares do sistema, porém, o particionamento da energia da supernova implicaria em velocidades lineares de *kick* menores que o estimado por modelos teóricos. Haberl et al (2006) discutem a evidência da precessão de uma estrela de nêutrons isolada, o que pode ser o indicativo de um *kick* natal excêntrico.

Para o modelo, tomaremos como base a distribuição proposta em Lyne e Lorimer (1994, p.128) para supernovas de colapso do núcleo de ferro (em estrelas de massa superior a  $10M_{\odot}$ ), e um *fitting* em lei de potência (ver equação A1 no Apêndice A deste trabalho) da distribuição discreta proposta por Gessner e Janka (2018, p.16), com  $\alpha = 1,07$ , para supernovas de captura eletrônica.

### 4.3. Medidas de estrelas e objetos compactos

Para a simulação do sistema, é importante considerar as características dos corpos que compõem um HMXRB e conhecer como essas características se encontram distribuídas no mundo físico. As massas das duas estrelas  $M_1$  e  $M_2$  imediatamente antes da supernova, bem como a massa  $M'_1$  do objeto compacto remanescente da estrela 1, são essenciais para a determinação da órbita do sistema, antes e depois da supernova. Também consideramos que a supernova não tem efeito sobre a massa da estrela 2. Adicionalmente, consideramos apenas estrelas da sequência principal com massas menores que  $25M_{\odot}$ , tendo em vista que estrelas mais massivas são mais raras e tendem a ser mais afetadas pelas dinâmicas de transferência de massa esperadas antes da supernova.

A distribuição de massas de estrelas é uma questão crucial da astronomia. Em geral, refere-se a essa distribuição como função de massa inicial (IMF); no entanto, sua natureza e interpretação física ainda são discutidas. Kroupa e Jerabkova (2021) trazem uma extensa revisão sobre o IMF e que distribuições de massas de estrelas não são independentes das características de sua região de formação e são moduladas principalmente por dinâmicas de coevolução e processos de retroalimentação e equilíbrio. Nesse caso, ainda sim é comum generalizar o IMF como uma forma de determinar uma distribuição aproximada para as massas das estrelas. Dentre várias opções trazidas pelos autores, escolhemos como distribuição das massas iniciais da estrela uma lei de potência com  $\alpha = 2,2$  (idem, p.16); proveniente de modelos que consideram mais fatores da evolução de estrelas e sua interação em sistemas múltiplos.

Já a massa final  $M'_1$  do objeto compacto pode ser determinada pela observação de massas típicas de estrelas de nêutron, que tendem a ser bem definidas. Em um estudo bayesiano da distribuição de massa em estrelas de nêutron, Valentim, Rangel e Horvath (2011) discutem uma melhor adequação de uma distribuição bimodal em detrimento de uma distribuição de moda única, ainda que os resultados sejam próximos. Segundo os resultados obtidos pelos autores, o primeiro pico da distribuição seria em  $1,37M_{\odot}$  com  $\sigma$  desprezível para efeitos práticos, e o segundo pico seria de  $1,73M_{\odot}$  com  $\sigma = 0,25$ . Apesar de haver uma divergência entre esses valores e os previstos por Schwab, Podsiadlowski e Rappaport (2010), a bimodalidade ainda é consistente

com a hipótese de diferenciação por eventos distintos de supernova, o que nos permite associar a formação de um subgrupo de estrelas de nêutrons de massa  $1,37M_{\odot}$  às supernovas de captura eletrônica; e ao subgrupo de massa  $1,73M_{\odot}$ , as supernovas de colapso do núcleo de ferro.

Apesar de não influenciar na dinâmica orbital do sistema, também convém determinar o raio das estrelas, uma vez que não são corpos maciços e extensos, e podemos fazer algumas considerações sobre a evolução de HMXRBS para as quais precisar seu tamanho é essencial. Para isso, tomamos como base os dados contidos em Drilling e Landolt (2002, p.389) para estrelas típicas de sequência principal das classes O e B e estabelecemos, por meio de uma linearização, uma relação aproximada do raio  $R$  da estrela em função de sua massa  $M$ , que pode ser expressa da forma  $\frac{R}{R_{\odot}} = 7,99812 \cdot \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) - 2,18434$ . Por outro lado, consideramos o objeto compacto do HMXRBS como um ponto material, pois seu raio, da ordem de poucos  $km$  de comprimento, é desprezível para nossas pretensões.

#### 4.4. Parâmetros orbitais

Tendo bem determinado o *kick* e definido o modelo matemático, as características gerais de interesse da formação de um HMXRBS podem ser determinadas por um conjunto pequeno parâmetros orbitais do sistema que o origina, dos quais destacamos o período orbital, que também se relaciona com a velocidade orbital e a separação entre os dois corpos, por meio das Eqs. 1, 2 e 3.

O período orbital inicial do sistema remete à distribuição típica de períodos orbitais de populações de estrelas binárias, o que pode ser encontrado em Almeida et al (2017) na forma de uma lei de potência (não normalizada) obtida por meio do *fitting* realizado com a observação de 100 sistemas binários do tipo OB. Embora o valor obtido para  $\alpha$  possa variar a depender de escolhas metodológicas apresentadas pelos autores, cabe ressaltar que sistemas de longos períodos orbitais são demasiadamente sensíveis ao *kick* e têm, portanto, uma contribuição relativamente menor na formação de HMXRBS, o que justifica a escolha por um *fitting* mais apropriado para baixos períodos, dentre os sugeridos pelos autores, de  $\alpha = 0, 10$ .

Para dar sentido físico aos resultados fornecidos pelo modelo, é especialmente importante determinar as condições em que ocorre fusão dos dois corpos antes e depois do *kick*, o que, em termos práticos, leva à restrição de parâmetros considerados. Para sistemas pré-supernova, é essencial determinar qual conjunto de parâmetros podem resultar em uma fusão das duas estrelas antes do evento de supernova, o que restringe severamente a separação orbital inicial, uma vez que  $M_1$  é significativamente maior que  $M'_1$ . Brandt e Podsiadlowski (1995) aplicaram a equação de Eggle-

ton, que fornece uma aproximação válida para a posição de L1 em um sistema binário circular com qualquer configuração de massas, para filtrar condições iniciais dos sistemas. Na prática, isso determinaria um limite inferior  $P_{orb,min}$  para o intervalo de períodos iniciais possíveis dos sistemas progenitores, segundo a relação

$$P_{orb,min} = 2\pi \sqrt{\frac{R_2^3}{G(M_1 + M_2)} \left[ f \left( \frac{M_1}{M_2} \right) \right]^{-3}}, \quad (12)$$

em que o raio  $R_2$  tangencia a posição da lagrangeana L1 e  $f$  pode ser obtido pela equação de Eggleton, definido como uma função de  $M_1/M_2$  que retorna a razão computada entre a distância do ponto L1 ao centro da estrela 2 e a separação orbital entre as duas estrelas.

Para os sistemas pós-supernova, precisar essa mesma condição demandaria a solução geral para a posição do ponto de equilíbrio L1 entre os dois corpos do sistema, o que pode se mostrar inviável devido às altas excentricidades esperadas para os sistemas resultantes, pelo fato de que separações orbitais e velocidades angulares variam, alterando constantemente as condições de equilíbrio do sistema. No entanto, para o caso crítico da separação de periastro, um limite superior entre o centro da estrela e o ponto L1 pode ser obtido por meio da equação de Eggleton. Um órbita circular e a passagem pelo periastro de um sistema excêntrico com separações equivalentes diferem fundamentalmente pela maior velocidade angular no caso do sistema excêntrico em virtude de sua energia orbital maior, que desloca o ponto de equilíbrio na direção da estrela como forma de reequilibrar o sistema de duas formas: contrabalanceando o aumento da força centrífuga pelo aumento da atração gravitacional na direção oposta e causando uma retroalimentação negativa na força centrífuga pela diminuição da distância do ponto de referência ao centro de rotação do sistema. Dessa forma, a posição real de L1 estaria entre o limite determinado pela equação de Eggleton e o centro de massa do sistema. Optamos por tomar como posição do L1 o valor previsto pela equação de Eggleton, o que nos fornece um critério ligeiramente menos severo para a fusão da estrela e de seu companheiro compacto. No entanto, dentro do espaço de separações orbitais cobertos pela simulação, tal critério fornece uma forma eficiente de eliminar uma profusão de sistemas instáveis na região de baixos períodos e altas excentricidades.

#### 4.5. Simulações realizadas

Com base no modelo discutido ao longo desta seção, realizamos simulações computacionais de Monte-Carlo para a geração de populações de  $N = 1000$  sistemas candidatos a HMXRB. O algoritmo

construído sorteia dois valores de massa para as duas estrelas do sistema binário progenitor, com a condição de que ao menos um desses valores seja superior a  $10M_{\odot}$ , uma vez que essa é a massa mínima da estrela ativa de um HMXRB. Quando este critério não é satisfeito, o sorteio de ambas as massas é refeito até que seja. Garantindo tal condição, dois casos são possíveis:

**Caso a** - Uma estrela tem massa menor que  $10M_{\odot}$ , e a outra tem massa superior a esse valor: considera-se que um processo de transferência de massa da estrela mais massiva para a menos massiva induza nesta uma supernova por **captura eletrônica**.

**Caso b** - Ambas estrelas têm massa superior a  $10M_{\odot}$ : considera-se que a estrela de massa maior passe por um processo de **colapso do núcleo de ferro** sem que possíveis fases de transferência de massa possam alterar drasticamente o processo evolutivo individual de cada estrela.

Tomamos como variáveis aleatórias independentes o período orbital inicial, intensidade e direção do *kick*, sendo a primeira e a segunda geradas aleatoriamente segundo uma distribuição não-homogênea; e a terceira, segundo uma distribuição homogênea em intervalos previamente definidos. Para a massa do remanescente compacto, há a ressalva de que as distribuições escolhidas são adequadas à hipótese de que a bimodalidade atestada por Valentim, Rangel e Horvath (2011) tem relação com a formação por processos distintos de supernova, no entanto, no interior dessa divisão, o valor também é gerado aleatoriamente, independente da massa inicial da estrela.

O *kick* constitui o elemento que diferencia cada população de HMXRBs gerada pelo algoritmo, no que testamos diversas possibilidades para distribuição de intensidades e orientações encontradas na literatura, segundo o respectivo processo de supernova. A Tabela I organiza a relação de parâmetros que foram objetos de simulação segundo o modelo em diversos casos possíveis com precedentes na literatura e nas noções apresentadas até aqui.

Para supernovas de captura eletrônica, foram considerados os casos de *kicks* estritamente hidrodinâmicos fracos, mas também propomos alternativas gaussianas que exploram a possibilidade de que *kicks* mais intensos sejam alcançados com auxílio de mecanismos alternativos, como a emissão de neutrinos, o que seria uma forma de explicar a velocidade da estrela de nêutrons na nebulosa do Caranguejo como resultado de uma supernova de captura eletrônica. Consideramos um cenário em que tal velocidade seria alcançada em grandes desvios e outro cenário em que essa velocidade seria típica. Já para supernovas de colapso de núcleo de ferro, propomos uma modulação log-normal consistente com a hipótese de *kicks* típicos de  $450\text{km/s}$  e uma alternativa moderada com um fator de escala  $1/2$  aplicado na primeira. Para ambos os cenários de supernova, propomos alternativas que restrinjam a orientação do *kick* a um cone de  $30^{\circ}$  em revolução em torno do eixo de rotação da estrela.

| Subgrupo                                | Simulação    | Distribuição dos <i>kicks</i>  | Direção dos <i>kicks</i><br>(intervalo de $\theta$ ) | Massa do remanescente compacto   |
|---|--------------|--|--|--|
| Supernova de captura eletrônica         | <b>Ia.</b>   | <i>kicks</i> hidrodinâmicos de 1 a $10\text{km/s}$ , como proposto por Gessner e Janka (2018).           | $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$                    | $M'_1 = 1,37M_\odot$   |
|   | <b>IIa.</b>  | <i>kicks</i> com velocidade média de $100\text{km/s}$ , que atinjam $160\text{km/s}$ em grandes desvios. | $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$                    |  |
|   | <b>IIIa.</b> |  | $[-\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{3}]$                   |  |
|   | <b>IVa.</b>  | <i>kicks</i> com velocidade média de $160\text{km/s}$ .  | $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$                    |  |
|   | <b>Va.</b>   |  | $[-\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{3}]$                   |  |
| Supernova de colapso do núcleo de ferro | <b>Ib.</b>   | <i>kicks</i> mimetizando a distribuição proposta por Lyne e Lorrimer (1994).                             | $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$                    | Distribuição normal<br>$\mu_{M'_1} = 1,73M_\odot$<br>$\sigma_{M'_1} = 0,25M_\odot$ |
|   | <b>IIb.</b>  |  | $[-\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{3}]$                   |  |
|   | <b>IIIb.</b> | <i>kicks</i> com um fator 1/2 aplicado à distribuição proposta por Lyne e Lorrimer (1994).               | $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$                    |  |
|   | <b>IVb.</b>  |  | $[-\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{3}]$                   |  |

Tabela I: Cenários diversos de parâmetros considerados para simulações de Monte-Carlo.

## 5. ANÁLISE DOS RESULTADOS

Nesta seção, compilamos e analisamos os resultados obtidos nas simulações descritas na seção anterior. Em especial, nos deteremos em como a variação dos parâmetros do *kick* influencia na probabilidade de formação de sistemas remanescentes ligados e nas distribuições e correlações de parâmetros físicos em subpopulações simuladas de HMXRBs.

### 5.1. Probabilidade de formação de HMXRBs

Na tentativa de verificar se a população de HMXRBs é composta de dois subgrupos distintos que se originam por meio de processos diferentes de supernova, podemos comparar a probabilidade da formação de sistemas ligados  $P(L)$  em cada conjuntura analisada, o que é fácil, pois basta tomar  $N = 1000$  como uma fração de todos os sistemas simulados pelo computador. Sendo assim, a probabilidade  $P(L)$  se dá conforme a Tabela II:

Como esperado, a probabilidade de obtermos um sistema resultante ligado depende fundamentalmente da intensidade do *kick*. Diante disso, é possível observar uma grande discrepância na probabilidade de formação de sistemas ligados entre os dois processos de supernova, levando em consideração os cenários avaliados. Em um limite, os *kicks* da simulação **Ia.** são fracos demais para fornecer energia suficiente para o sistema se desligar, ou mesmo retirar a energia orbital necessária do objeto compacto para que haja a fusão com a estrela; no outro limite, a alta intensidade

| Subgrupo                                | Simulação    | Descrição            | Direção preferencial | $P(L)$ |
|---|--------------|----------------------|----------------------|--------|
| Supernova de captura eletrônica         | <b>Ia.</b>   | <i>kick</i> fraco    | Não                  | 1,00   |
|   | <b>IIa.</b>  | <i>kick</i> moderado | Não                  | 0,71   |
|   | <b>IIIa.</b> | <i>kick</i> moderado | Sim                  | 0,81   |
|   | <b>IVa.</b>  | <i>kick</i> moderado | Não                  | 0,43   |
|   | <b>Va.</b>   | <i>kick</i> moderado | Sim                  | 0,45   |
| Supernova de colapso do núcleo de ferro | <b>Ib.</b>   | <i>kick</i> intenso  | Não                  | 0,04   |
|   | <b>IIb.</b>  | <i>kick</i> intenso  | Sim                  | <0,01  |
|   | <b>IIIb.</b> | <i>kick</i> moderado | Não                  | 0,14   |
|   | <b>IVb.</b>  | <i>kick</i> moderado | Sim                  | 0,04   |

Tabela II: Probabilidade de formação de sistemas ligados a partir de kicks de supernova em diversas simulações de Monte-Carlo.

dos *kicks* na simulação **Ib.** diminui as possibilidades de direcionamento que favorecem a sobrevivência do sistema. Tal observação é relevante, pois implica diretamente na representatividade de cada subgrupo de HMXRB dentro da população total. Considerando que supernovas de captura eletrônica são mais frequentes (devido à distribuição inicial de massa das estrelas) e têm um maior aproveitamento na formação de sistemas ligados (devido ao *kick* menos intenso), a tendência é a de que tal processo forme uma maioria de sistemas dentro da população de HMXRBs. Este será o caso mais provável, em que se considera a transferência de massa da estrela para a sua companheira menos massiva, que sofre um colapso induzido. Smith (2014) estima que uma fração diminuta de 1/4 de todas as estrelas massivas evolui sem a interferência de dinâmicas de sistemas múltiplos, estando completamente isoladas ou muito afastadas de suas companheiras, o que também justifica a prevalência de supernovas de captura eletrônica sobre as de colapso de núcleo de ferro.

Para quantificar esse efeito, podemos recorrer ao teorema de Bayes,

$$P(Ce^-|L) = \frac{P(L|Ce^-)P(Ce^-)}{P(L)}, \quad (13)$$

estimando a probabilidade de um dado sistema ligado ter evoluído conforme um processo ou outro. A Eq. 14 envolve a probabilidade de ocorrência de uma supernova de captura eletrônica  $P(Ce^-)$  em detrimento da formação de supernovas de colapso no núcleo de ferro, com probabilidade  $P(CFe)$ ; a probabilidade de formação de um sistema ligado  $P(L)$ , e as respectivas probabilidades condicionais, sendo  $P(A|B)$  definido como a probabilidade de um evento A dado um evento B.  $P(CFe|L)$  pode

ser calculado simplesmente descontando  $P(Ce^-|L)$  da unidade. Já o  $P(L)$  global de cada conjunto de simulações pode ser expresso como

$$P(L) = P(L|Ce^-)P(Ce^-) + P(L|CFe)P(CFe), \quad (14)$$

o que implica

$$P(Ce^-|L) = \frac{1}{1 + \frac{P(L|CFe)P(CFe)}{P(L|Ce^-)P(Ce^-)}}. \quad (15)$$

Podemos calcular  $P(Ce^-)$  por meio da FDP das massas iniciais das estrelas, apresentadas na seção 4.3:

$$P(Ce^-) = \int_{m_{min}}^{m=10M_{\odot}} \psi_M(m') dm' \approx 0,66; \quad (16)$$

desse modo, também sabemos imediatamente que  $P(CFe) \approx 0,34$ .

Com esse aparato probabilístico, é possível observar que  $P(Ce^-|L) \approx 1$  se  $P(L|CFe) \ll P(L|Ce^-)$ , o que é o caso se confrontarmos as simulações **Ia.** e **Ib.**, por exemplo, que nos forneceriam uma população de HMXRB formada em 98% por supernovas de captura eletrônica. Na possibilidade mais balanceada, dentre as simuladas, podemos confrontar o menor  $P(L)$  de captura eletrônica com o maior de colapso de núcleo de ferro, obtendo uma população de HMXRBs composta por 86% de sistemas formados por supernovas de captura eletrônica e 14% formados por supernovas de colapso de núcleo de ferro.

Convém também destacar o papel ambíguo do direcionamento preferencial do *kick* ao longo do eixo de rotação da estrela, que facilita a formação de HMXRBs em supernovas de captura eletrônica e dificulta a formação de sistemas em supernovas de colapso de núcleo de ferro. Tal resultado se explica justamente pela restrição de possibilidades para o direcionamento do *kick*. Uma vez que *kicks* intensos requeiram direções específicas para que o sistema permaneça ligado, restringir o direcionamento do *kick* pode remover em grande parte tais possibilidades. O oposto acontece com *kicks* fracos, em que condições muito específicas são necessárias para que haja o desligamento. A semelhança em  $P(L)$  nas simulações **IVa.** e **Va.** pode indicar a proximidade de um limiar de intensidades de *kick* em que o seu direcionamento preferencial muda de papel com relação à probabilidade de formação de HMXRBs.

## 5.2. Populações de HMXRBS resultantes

A partir dos dados simulados em diversos casos diferentes, podemos estudar as diferenças entre características de suas (sub)populações formadas. Para isso, utilizamos o software SciDAVis para construir histogramas de frequência, gráficos de dispersão de parâmetros correlacionados do sistema e utilizar ferramentas de análise para o *fitting* dos dados em funções determinadas. Embora outros pareamentos fossem possíveis, escolhemos comparar aprofundadamente as populações geradas das simulações **Ia.** e **IIIb.**. O motivo se dá pela possibilidade de comparação entre a distribuição de *kick* mais fraca para supernovas de captura eletrônica com os efeitos de um *kick* usual previsto para supernovas de colapso de núcleo de ferro. A opção por **IIIb.** em detrimento de **Ib.** se dá pela aparente inviabilidade da distribuição proposta em formar uma subpopulação numericamente expressiva de HMXRBS. No entanto, cabe mencionar que, nas comparações a seguir, há uma super-representação de HMXRBS formadas por colapso do núcleo de ferro. A intenção não é tomar a soma dos conjuntos de simulações exibidas como representativa de uma população real de HMXRBS, mas entender no que implicam as mudanças na modelagem das condições iniciais e dos *kicks*.

Notamos nas Figuras 7 e 8 que os dois processos distintos de supernova na formação dos sistemas formam distribuições bem definidas de dois potenciais subgrupos na população de HMXRBS. Esses subgrupos seriam distintos pela excentricidade e pelo período orbital final. Podemos perceber uma prevalência maior do grupo de colapso de núcleo de ferro em faixas de excentricidade maiores, enquanto que o grupo de captura eletrônica se concentra em excentricidades mais baixas. Já quando avaliamos o logaritmo do período orbital resultante, observamos que o grupo de colapso do núcleo de ferro forma, em média, sistemas com períodos orbitais mais curtos, enquanto o grupo de captura eletrônica se encontra comprimido em torno de valores ligeiramente maiores. As distribuições das subpopulações remanescentes de ambos processos de supernova têm aproximadamente a forma gaussiana nos dois parâmetros avaliados, o que significa que a união das duas subpopulações formaria uma população bimodal, uma vez que as duas distribuições são distintas. Isso demonstra a coerência da hipótese de que a bimodalidade na distribuição de parâmetros na população de HMXRBS se deve a processos distintos de supernova. No entanto, adicionalmente, observamos uma tendência de formação de uma segunda moda na subpopulação de captura eletrônica, sendo o ajuste pela gaussiana bimodal neste grupo de dados ligeiramente mais adequado; o que fornece uma evidência circunstancial de que a distinção nos *kicks* não contribui isoladamente na formação de distribuições bimodais observadas.

Também podemos avaliar como cada um desses parâmetros se relaciona com outros, por meio

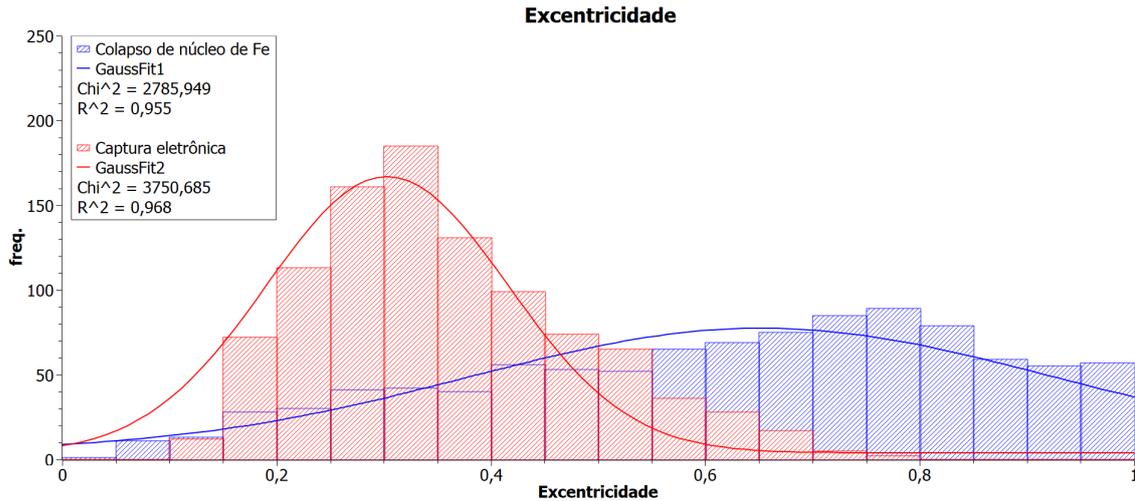


Figura 7: Distribuição de excentricidades em duas populações distintas de HMXRBs simuladas.

Fonte: Autor, 2022

de gráficos de dispersão. Notamos que, ao passo que supernovas de colapso de núcleo de ferro colaboram com a formação de uma diversidade de sistemas possíveis, sistemas formados por meio de supernovas de captura eletrônica tendem a se concentrar em regiões bem definidas nos gráficos, como podemos observar nas Figuras 9, 10 e 11. Na Figura 9, podemos observar que o grupo de colapso do núcleo de ferro ocupa a região superior do gráfico, de altos períodos orbitais e altas excentricidades. No entanto, vemos que, para este grupo, a formação de sistemas de órbitas mais curtas com excentricidades elevadas também é possível. O grupo de captura eletrônica se concentra na região de baixas excentricidades e períodos orbitais medianos. À esquerda dessa distribuição (altas excentricidades e baixos períodos) estariam sistemas ligados que se fundiram rapidamente após sua formação, o que depende do critério empregado, podendo mudar drasticamente a distribuição, já que existe uma probabilidade relativamente alta de formação de sistemas ligados nessa região.

Na Figura 10, vemos a relação entre período orbital inicial e final dos sistemas. Novamente, o grupo de colapso de núcleo de ferro se mostra mais complexo, uma vez que as condições iniciais são menos capazes de determinar sua evolução. Por outro lado, o grupo de captura eletrônica apresenta uma notável relação entre o período orbital inicial e o período orbital resultante, já que o sistema é menos sensível ao *kick*. Cabe ressaltar também, diante da premissa do modelo de que o *kick* se dá sempre na direção radial (não podendo, portanto, modificar o momento angular da estrela) e da consideração de que as interações de maré dos corpos está em equilíbrio, segue que o período orbital inicial equivale aproximadamente ao período de *spin* resultante da estrela do

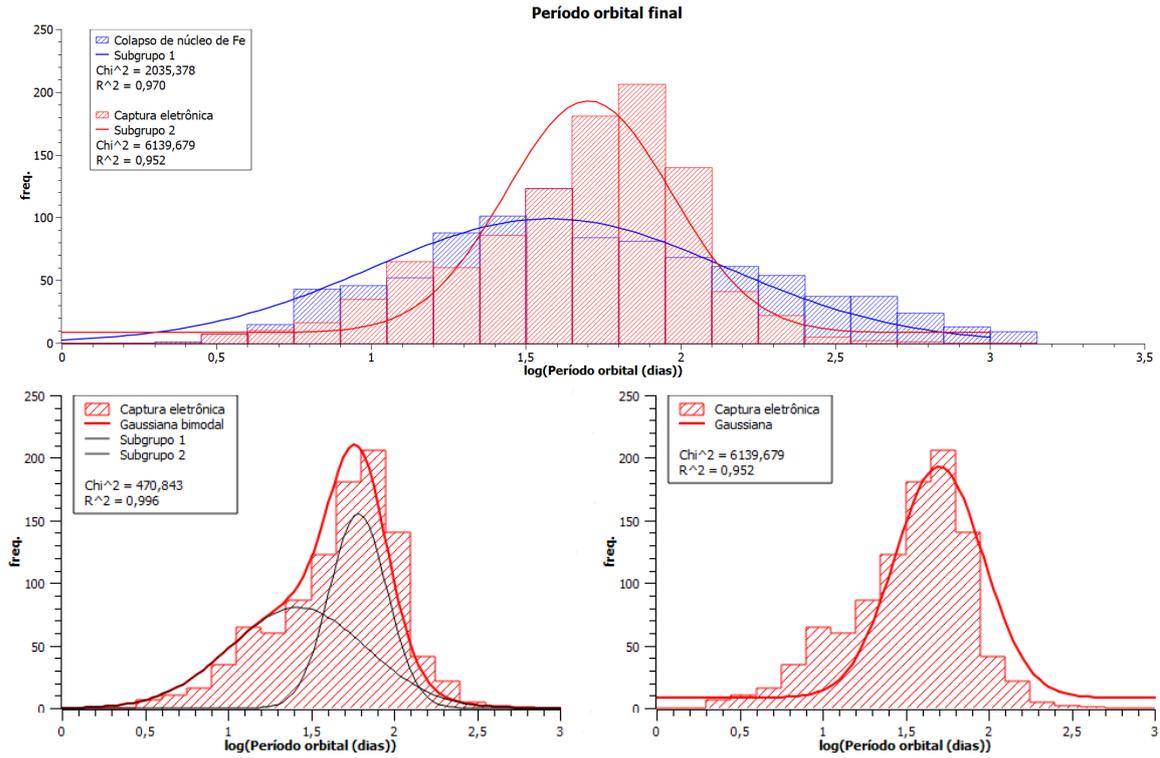


Figura 8: Distribuição de períodos orbitais finais em duas populações distintas de HMXRBs simuladas. Fonte: Autor, 2022

HMXRB, e portanto, HMXRBs formados a partir de captura eletrônica podem ter uma relação bem definida entre o período de *spin* da estrela e seu período orbital. Além de um *kick* excêntrico, o período de *spin* da estrela também pode ser perturbado pelas próprias interações de maré na nova configuração do sistema, onde podemos esperar, na maioria dos casos, uma desaceleração e, portanto, um aumento no período orbital, por conservação do momento angular. Espera-se que as interações de maré sejam mais intensas em períodos orbitais curtos, devido à maior proximidade entre a estrela e o objeto compacto.

A Figura 11 mostra, de forma curiosa, uma indeterminação da excentricidade de ambas as populações de HMXRB em relação ao seu período orbital inicial, o que mostra ser possível a formação de sistemas de diversas excentricidades a partir de quaisquer períodos iniciais dentro da faixa selecionada. Como comentamos anteriormente, o grupo de captura eletrônica se concentra na região de baixas excentricidades.

Além dos parâmetros orbitais, também podemos ampliar a análise para outros parâmetros que a simulação nos permite calcular. Nas Figuras 12 e 13, podemos estudar a população de HMXRBs pela massa da estrela companheira. Podemos observar que a prevalência de HMXRBs de massa

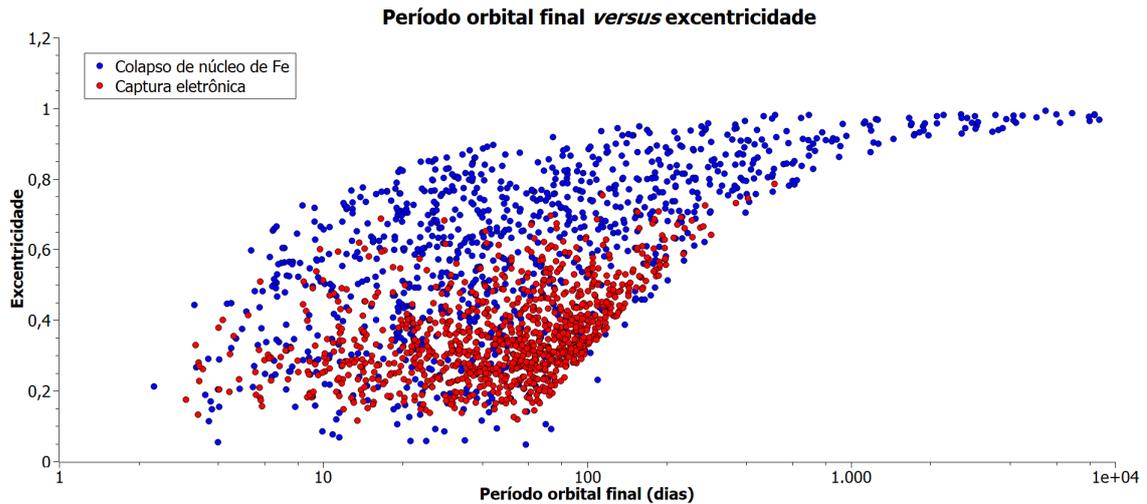


Figura 9: Dispersão de HMXRBs simulados nos parâmetros de excentricidade e período orbital resultantes. Fonte: Autor, 2022

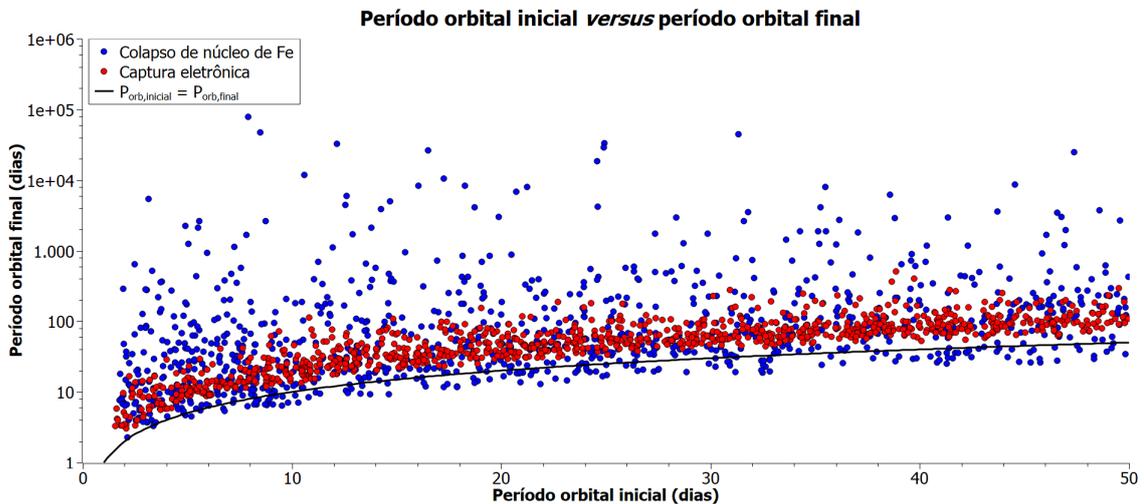


Figura 10: Dispersão de HMXRBs simulados no parâmetro de período orbital antes e depois da supernova. Fonte: Autor, 2022

mais baixa se dá no grupo de colapso de núcleo de ferro, diferentemente do que poderia se esperar, uma vez que uma estrela mais massiva favoreceria a formação de sistemas ligados para um *kick* mais intenso; no entanto, aqui prevalecem as condições iniciais do sistema, nas quais é rara a formação de duas estrelas de massa relativamente alta. Tal constatação indica a importância de levarmos em consideração o máximo de parâmetros possível no modelo de simulação. Surpreendentemente, na Figura 13, vemos uma tendência dos grupos distintos de HMXRB de ocupar regiões diferentes do gráfico, sendo o grupo de colapso do núcleo de ferro propenso a ocupar a região de baixas massas

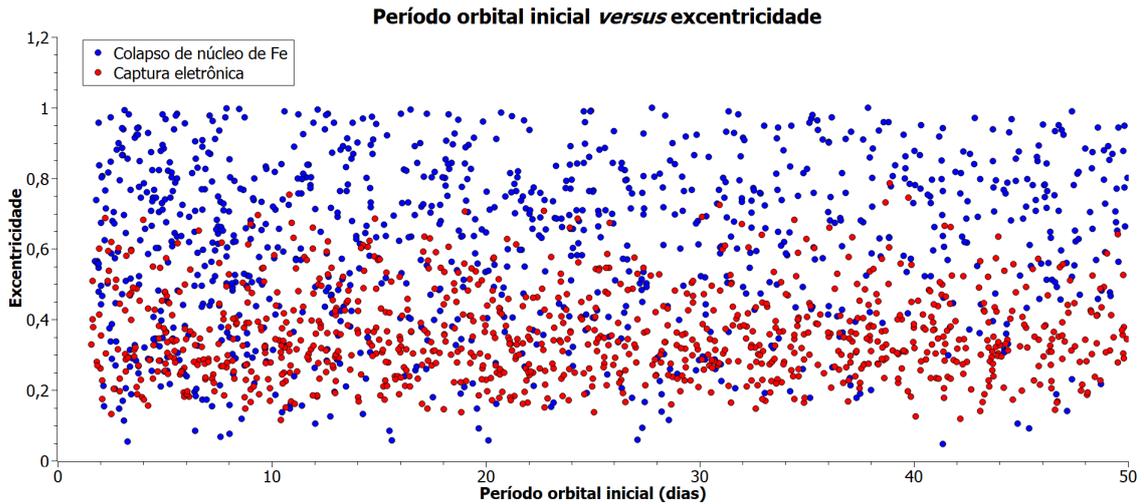


Figura 11: Dispersão de HMXRBs simulados nos parâmetros de excentricidade e período orbital antes da supernova. Fonte: Autor, 2022

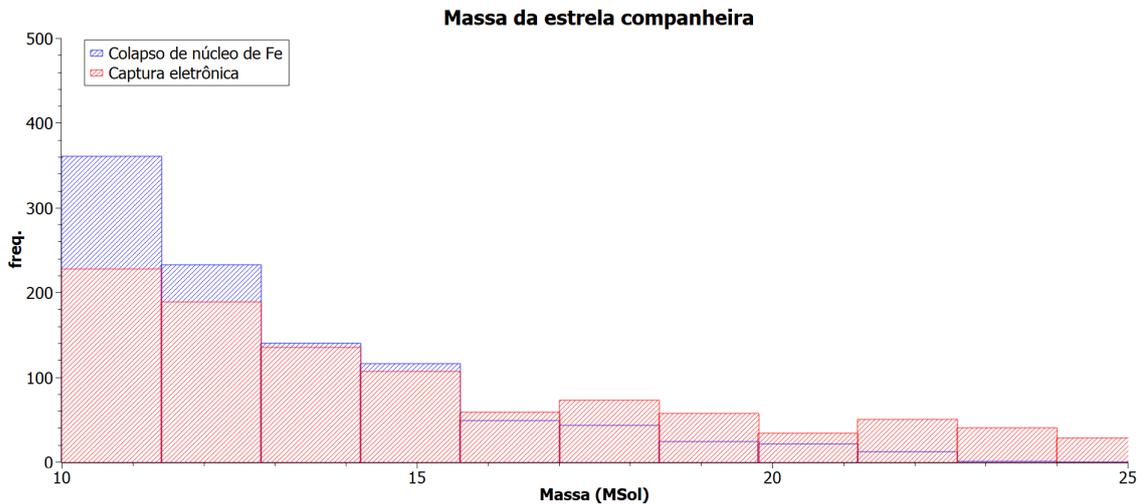


Figura 12: Distribuição de massa da estrela em uma população simulada de HMXRBs Fonte: Autor, 2022

e períodos orbitais curtos e, de forma difusa, ocupar a região de altos períodos orbitais, como visto anteriormente. Já o grupo de captura eletrônica é propenso a ocupar a faixa de altas massas e períodos orbitais medianos, o que pode facilitar a distinção desses sistemas.

Finalmente, na Figura 14, vemos outro parâmetro que poderia se ajustar aproximadamente em uma distribuição bimodal: a velocidade do centro de massa. A velocidade do centro de massa é relevante porque indica uma tendência dos HMXRBs em sair de suas regiões de formação, podendo impactar até mesmo no viés das observações astronômicas realizadas. Em sua simulação, Brandt e

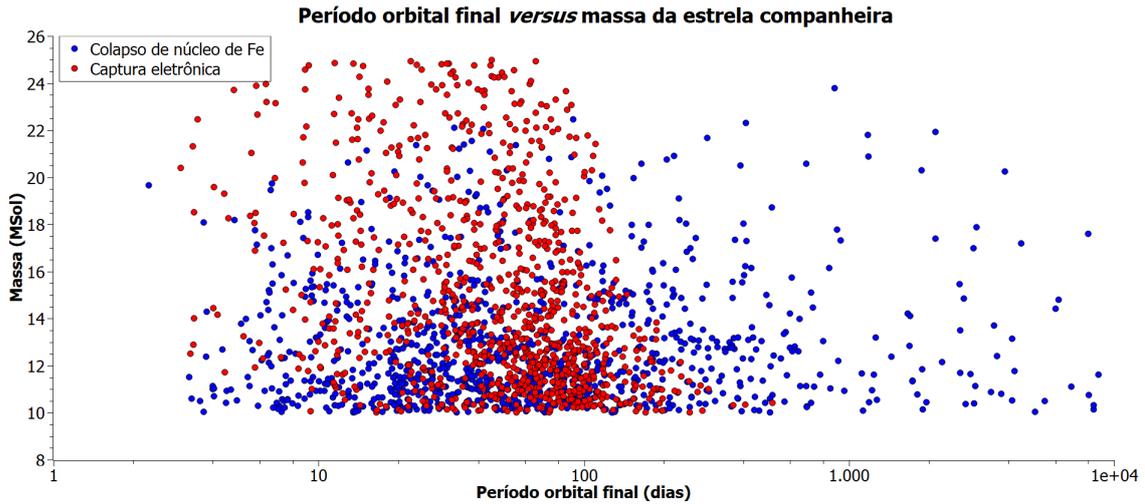


Figura 13: Dispersão de HMXRBs simulados nos parâmetros de massa da estrela ativa e período orbital depois da supernova. Fonte: Autor, 2022

Podsiadlowski (1995) argumentam que os efeitos do *kick* sobre a velocidade do centro de massa dos sistemas são cruciais para se compreender a distribuição observacional de XRBs ao longo do plano galáctico, em que HMXRBs possuem uma tendência maior a grandes dispersões em relação aos LMXRBs. Desse modo, pelas velocidades de centro de massa mais altas, é possível que HMXRBs formados a partir do colapso do núcleo de ferro estejam mais dispersos espacialmente e, portanto, sua detecção seja mais difícil. Por outro lado, uma concentração espacial relativamente maior de LMXRBs defendida por Brandt e Podsiadlowski (1995) pode ter um cenário de formação semelhante ao de HMXRBs remanescentes de supernovas de captura eletrônica, em que a velocidade do centro de massa apresenta desvios significativamente menores.

## 6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Diante dos cenários desenhados com base nos dados disponíveis na literatura e escolhidos para simulação e análise dos resultados, podemos concluir que *kicks* de supernova têm um papel fundamental na formação e diversificação de HMXRBs. Ao considerarmos que as supernovas de captura eletrônica e colapso de núcleo de ferro geram *kicks* muito díspares, por mecanismos distintos, podemos atestar que a população de HMXRBs também se divide em dois subgrupos distintos em relação à sua origem. Pudemos observar uma forte tendência de supernovas de colapso de núcleo de ferro em gerar HMXRBs de massas mais baixas, e excentricidades, períodos orbitais e velocidades do centro de massa mais altos; porém, essa subpopulação é, em geral, diversa, uma vez que

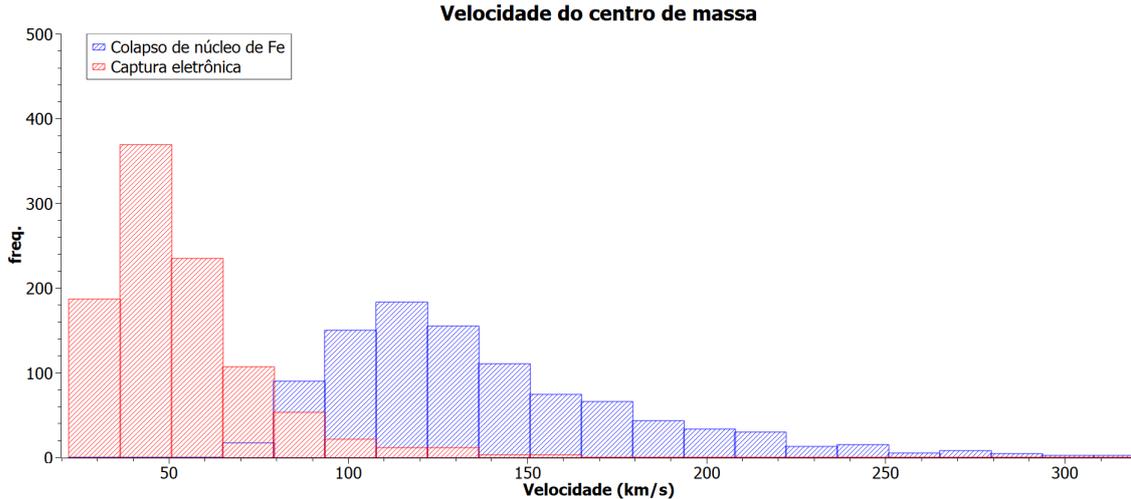


Figura 14: Distribuição de velocidades do centro de massa em populações simuladas de HMXRBs

Fonte: Autor, 2022

é mais sensível ao *kick*, que tem caráter aleatório. Já a subpopulação de HMXRBs geradas por supernovas de captura eletrônica tendem a ser menos diversas, mas podem se distinguir por uma relação extremamente bem definida entre períodos de *spin* e órbita, e pela presença de estrelas mais massivas. A tendência bem definida na relação entre os momentos *spin*-órbita das estrelas de HMXRBs também é interessante, pois indica a possibilidade de se fazer inferências da órbita de sistemas binários progenitores de HMXRBs, ao menos para o subgrupo de captura eletrônica.

Também pudemos observar uma tendência a um predomínio numérico expressivo de HMXRBs gerados por supernovas de captura eletrônica, em relação à população total de HMXRBs. Sistemas formados por supernovas de colapso de núcleo de ferro, por outro lado, podem ser extremamente raros e de difícil detecção, a depender da modelagem do *kick*. Isso pode representar uma limitação, de modelos que prevêem *kicks* muito intensos para supernovas de colapso de núcleo de ferro, em explicar a formação de uma subpopulação numerosa de HMXRBs. Também há aberturas para estudar a possibilidade de *kicks* mais intensos em supernovas de captura eletrônica por meio da emissão de neutrinos e para se quantificar as implicações de *kicks* excêntricos na deposição da energia das supernovas e seus efeitos nos parâmetros finais do sistema. Pelo mesmo motivo, mostramos uma aparente incompatibilidade entre modelos de *kick* anisotrópicos e a hipótese das diferenças nas supernovas de captura eletrônica e colapso de núcleo de ferro como principal causa da formação da bimodalidade nos parâmetros de HMXRBs, uma vez que a anisotropia aumenta a disparidade entre as duas vias geradoras de HMXRBs. Diante dessas constatações para o modelo apresentado, ressaltamos evidências preliminares de que a causa da bimodalidade não reside inteiramente na

distinção de *kicks* em processos diferentes de supernova, mas pode ser algo inerente das condições iniciais e dinâmicas próprias do sistema.

Cabe ressaltar algumas limitações constatadas da simulação ao longo do desenvolvimento deste trabalho, em especial, na compreensão do fluxo de massa entre as estrelas no sistema binário progenitor. É comum considerar que estrelas têm uma evolução fundamentalmente determinada por sua massa e composição, porém, em um sistema binário, a coevolução das estrelas faz com que elas se deixem influenciar e influenciam sua companheira. Entender as implicações das complexas dinâmicas de ganhos e perdas de massa de estrelas em sistemas binários para a sua evolução vai além das pretensões deste trabalho, mas representaria considerações importantes para o entendimento do processo de formação de HMXRBs como um todo. Da mesma forma, é importante dialetizar variáveis tratadas como independentes, tais como a intensidade do *kick*, as massas  $M_1$  da estrela e  $M'_1$  de seu remanescente compacto e a massa  $M_2$  da segunda estrela. Embora não seja esperado um grande impacto nos resultados, reconhecer o acoplamento de algumas dessas variáveis pode ajudar a refinar as condições iniciais em simulações futuras e levar a resultados mais precisos.

Entendendo o papel dos *kicks* na formação de HMXRBs, mostramos que é possível tanto compreender a diversificação de sistemas formados e identificar subgrupos que tenham características em comum quanto, a partir da identificação e quantificação desses subgrupos e de sua representatividade, refinar os parâmetros e modelos de *kick*, em um processo dialético. Desse modo, podemos esperar que a ferramenta computacional e as noções apresentadas possam auxiliar no esclarecimento de problemas ainda obscuros na astrofísica de HMXRBs, acompanhando o desenvolvimento de *insights* teóricos mais perspicazes e criativos e de novas observações disponíveis, bem como avanços em instrumentos e técnicas observacionais da astronomia.

## 7. ACKNOWLEDGEMENTS

Este Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) foi realizado integralmente ao longo da pandemia de covid-19 e não teria sido possível sem a sensibilidade e a compreensão da comunidade universitária para com as dificuldades impostas por este momento histórico singular. Agradeço à Universidade Federal do ABC (UFABC) pela oportunidade de cursar o Bacharelado em Física e pelas bolsas para fomento de pesquisa de iniciação científica e de atividades extensionistas que contribuíram com minha formação, com minha permanência na Universidade e possibilitaram uma maior dedicação ao curso. Agradeço ao professor Alex Gomes Dias (CCNH-UFABC) pela organização dos encontros de TCC e por sugestões que contribuíram para clareza na exposição das

ideias deste trabalho. Agradeço aos professores Annibal Hetem (CECS-UFABC) e Pieter Westera (CCNH-UFABC) pela presença na banca avaliadora da defesa deste TCC e pelos comentários, que auxiliaram no processo de revisão do trabalho e agregaram às ideias aqui desenvolvidas. Agradeço à professora Laura Paulucci (CCNH-UFABC) pela incansável disposição em orientar este trabalho, pela sugestão do problema de pesquisa, pelo incentivo e por todos os momentos de ensinamento e discussões. Agradeço à minha família, amigos e professores, que me apoiaram e incentivaram ao longo de meus estudos e de minha trajetória na Universidade. Por último, agradeço ao povo brasileiro pelo financiamento da Universidade pública e da ciência brasileira.

## 8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALMEIDA, L. A. et al. The Tarantula Massive Binary Monitoring-I. Observational campaign and OB-type spectroscopic binaries. *Astronomy & Astrophysics*, v. 598, p. A84, 2017.

BRANDT, Niel; PODSIADLOWSKI, Philipp. The effects of high-velocity supernova kicks on the orbital properties and sky distributions of neutron-star binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 274, n. 2, p. 461-484, 1995.

DEWI, J. D. M.; PODSIADLOWSKI, Ph; POLS, O. R. The spin period—eccentricity relation of double neutron stars: evidence for weak supernova kicks?. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, v. 363, n. 1, p. L71-L75, 2005.

DRILLING, John; LANDOLT, Arlo. IN: ALLEN, Clabon Walter; COX, Arthur N. *Allen's astrophysical quantities*. Springer Science & Business Media, 2002.

FRYER, Christopher L.; KUSENKO, Alexander. Effects of neutrino-driven kicks on the supernova explosion mechanism. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 163, n. 2, p. 335, 2006.

GESSNER, Alexandra; JANKA, Hans-Thomas. Hydrodynamical neutron-star kicks in electron-capture supernovae and implications for the CRAB supernova. *The Astrophysical Journal*, v. 865, n. 1, p. 61, 2018.

HABERL, Frank et al. Evidence for precession of the isolated neutron star RX J0720. 4-3125. *Astronomy & Astrophysics*, v. 451, n. 2, p. L17-L21, 2006.

HAMBARYAN, V. et al. The origin of the high-mass X-ray binary 4U 2206+ 54/BD+ 53 2790. *arXiv preprint arXiv:2201.07770*, 2022.

HOLLAND-ASHFORD, Tyler et al. Comparing neutron star kicks to supernova remnant asymmetries. *The Astrophysical Journal*, v. 844, n. 1, p. 84, 2017.

HUT, P. Tidal evolution in close binary systems. *Astronomy & Astrophysics*, v. 99, p. 126-140, 1981.

JOHNSTON, Simon et al. Evidence for alignment of the rotation and velocity vectors in pulsars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 364, n. 4, p. 1397-1412, 2005.

KIPPENHAHN, Rudolf; WEIGERT, Alfred; WEISS, Achim. *Stellar structure and evolution (second edition)*. Berlin: Springer-Verlag, 2012.

KNIGGE, Christian; COE, Malcolm J.; PODSIADLOWSKI, Philipp. Two populations of X-ray pulsars produced by two types of supernova. *Nature*, v. 479, n. 7373, p. 372-375, 2011.

KROUPA, Pavel. Binary Stars in Young Clusters-a Theoretical Perspective. *arXiv preprint astro-ph/0010347*, 2000.

KROUPA, Pavel; JERABKOVA, Tereza. The initial mass function of stars and the star-formation rates of galaxies. *arXiv preprint arXiv:2112.10788*, 2021.

LEVESQUE, Emily M. et al. Discovery of a Thorne-Żytkow object candidate in the Small Magellanic Cloud. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, v. 443, n. 1, p. L94-L98, 2014.

LYNE, A. G.; LORIMER, D. R. High birth velocities of radio pulsars. *Nature*, v. 369, n. 6476, p. 127-129, 1994.

NOMOTO, K. Evolution of 8-10 solar mass stars toward electron capture supernovae. I-Formation of electron-degenerate O+ NE+ MG cores. *The Astrophysical Journal*, v. 277, p. 791-805, 1984.

PODSIADLOWSKI, Philipp; CANNON, Robert C.; REES, Martin J. The evolution and final fate of massive Thorne-Żytkow objects. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 274, n. 2, p. 485-490, 1995.

SCHATZ, Hendrik; REHM, K. E. X-ray binaries. *Nuclear physics A*, v. 777, p. 601-622, 2006.

SCHWAB, Josiah; PODSIADLOWSKI, Ph; RAPPAPORT, Saul. Further evidence for the bimodal distribution of neutron-star masses. *The Astrophysical Journal*, v. 719, n. 1, p. 722, 2010.

SMITH, Nathan. Mass loss: its effect on the evolution and fate of high-mass stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, v. 52, p. 487-528, 2014.

SUTANTYO, W. Asymmetric supernova explosions and the origin of binary pulsars. *Astrophysics and Space Science*, v. 54, n. 2, p. 479-488, 1978.

VALENTIM, R.; RANGEL, E.; HORVATH, J. E. On the mass distribution of neutron stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 414, n. 2, p. 1427-1431, 2011.

WOOSLEY, Stan; JANKA, Thomas. The physics of core-collapse supernovae. *Nature Physics*, v. 1, n. 3, p. 147-154, 2005.

## Apêndice A: Aplicação dos métodos de Monte-Carlo e outras soluções computacionais

Fazemos, aqui, algumas considerações a respeito da aplicação dos métodos computacionais e dos cálculos envolvidos no processo. Cabe mencionar que a simulação foi programada em linguagem C com auxílio da *GNU Scientific Library* (GSL); consideração que é relevante tendo em vista os recursos matemáticos disponíveis. Esta seção não pretende esgotar os conceitos teóricos computacionais e nem detalhes técnicos, mas sim, esclarecer o funcionamento da simulação apresentada e fornecer um entendimento básico para que ela possa ser avaliada, replicada e aprimorada em trabalhos futuros.

### 1. Simulações Monte-Carlo e variáveis aleatórias

As simulações de Monte-Carlo, assim chamadas em referência a uma região no principado de Mônaco famosa por seus cassinos, são simulações computacionais que envolvem inferências a partir de um número relativamente grande de dados gerados aleatoriamente. Em nossa simulação, em particular, a amostragem observacional limitada de HMXRBs pode ser substituída por milhares de sistemas fictícios cujas características buscam se aproximar o tanto quanto possível do real. Para isso, geramos aleatoriamente parâmetros iniciais consistentes com a distribuição desses sistemas no mundo físico, computamos sua evolução por meio das interações físicas previstas no modelo concebido e, então, conduzimos a análise a partir da amostra resultante de sistemas.

### 2. Leis de potência e aplicação do método da inversão

Para que a simulação tenha os resultados pretendidos, os valores dos parâmetros iniciais não podem ser simplesmente gerados ao acaso, mas devem ser aleatórios dentro de uma distribuição esperada no mundo físico. Em especial, leis de potência são expressões recorrentes de variáveis cujo valor tende a se concentrar em um intervalo pequeno. São uma forma específica de exponencial em que:

$$\psi(x) = Ax^{-\alpha}, \tag{A1}$$

onde dizemos que probabilidade ou frequência relativa avaliada de uma determinada variável contínua  $x$  ao longo de uma população pode ser expressa por meio de uma função densidade de probabilidade (FDP)  $\psi(x)$ . Na simulação apresentada, por exemplo, a distribuição do período orbital inicial dos sistemas é descrita por uma lei de potência, o que significa que sistemas de períodos orbitais curtos são mais comuns que períodos longos.

Nessa expressão, a constante  $A$  deve ser usada para a normalização de  $\psi(x)$  dentro de um intervalo de interesse denotado por  $[x_{min}, x_{max}]$ , no que temos que

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} \psi(x') dx' = 1 \implies A = \frac{1 - \alpha}{x_{max}^{(1-\alpha)} - x_{min}^{(1-\alpha)}}. \quad (\text{A2})$$

A partir disso, podemos obter a função de distribuição cumulativa (FDC)  $\phi(x)$ , que expressa a prevalência, no domínio da variável contínua  $x$  da população, de um valor entre o mínimo e  $x$ . Se  $\psi(x)$  é normalizado, pode ser representada da seguinte forma:

$$\phi(x) = \int_{x_{min}}^x \psi(x') dx' = \frac{1}{x_{max}^{(1-\alpha)} - x_{min}^{(1-\alpha)}} x'^{(1-\alpha)} \Big|_{x_{min}}^x. \quad (\text{A3})$$

Também é importante notar que, se  $\psi(x)$  é normalizado no intervalo  $[x_{min}, x_{max}]$ ,  $\phi(x_{min}) = 0$  e  $\phi(x_{max}) = 1$ . Em seguida, precisamos obter a função inversa da FDC  $\phi(x)$ , que definimos como  $\phi^{-1}(p)$ . Para encontrar essa função; seja  $y = \phi(x)$ , devemos rearranjar os termos da equação e isolar  $x$  ao invés de  $y$ :

$$y = \frac{1}{x_{max}^{(1-\alpha)} - x_{min}^{(1-\alpha)}} x'^{(1-\alpha)} \Big|_{x_{min}}^x \implies x = \left[ y(x_{max}^{(1-\alpha)} - x_{min}^{(1-\alpha)}) + x_{min}^{(1-\alpha)} \right]^{\frac{1}{(1-\alpha)}}. \quad (\text{A4})$$

Desse modo, se  $\phi(x) = y$ , então  $\phi^{-1}(p) = x$ . Note que, se  $\phi(x)$  relaciona um valor cumulativo em  $x$  (período orbital inicial, por exemplo) a uma probabilidade  $p$  entre 0 e 1,  $\phi^{-1}(p)$  faz a relação contrária, partindo do *resultado* de  $\phi(x)$  e buscando o argumento para o qual tal resultado é obtido, por meio da função inversa. Assim, aplicamos o método da inversão, que consiste em gerar uma distribuição aleatória  $p$  homogênea no intervalo  $[0, 1]$ , e aplicar o resultado obtido em  $\phi^{-1}(p)$ . A distribuição obtida deve ser exatamente a FDP original,  $\psi(x)$ , a menos dos iminentes erros de arredondamento e truncamento envolvidos em cálculos computacionais na execução do algoritmo. Diante disso, a expressão generalizada que relaciona  $p \in [0, 1]$  a um valor aleatório distribuído segundo uma lei de potência é:

$$\phi^{-1}(p) = \left[ p(x_{max}^{(1-\alpha)} - x_{min}^{(1-\alpha)}) + x_{min}^{(1-\alpha)} \right]^{\frac{1}{(1-\alpha)}}. \quad (\text{A5})$$

---