

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO – MESTRADO ACADÊMICO EM FÍSICA

PEDRO MARTINS BAILER

**MODELAGEM DE SUPERNOVAS E DA EMISSÃO DE NEUTRINOS POR CAPTURA
ELETRÔNICA**

JOINVILLE

2026

PEDRO MARTINS BAILER

**MODELAGEM DE SUPERNOVAS E DA EMISSÃO DE NEUTRINOS POR CAPTURA
ELETRÔNICA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Dr Rafael Camargo Rodrigues de Lima

JOINVILLE

2026

**Ficha catalográfica elaborada pelo programa de geração automática da
Biblioteca Universitária Udesc,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)**

Bailer, Pedro Martins
MODELAGEM DE SUPERNOVAS E DA EMISSÃO DE
NEUTRINOS POR CAPTURA ELETRÔNICA / Pedro Martins
Bailer. -- 2026.
86 p.

Orientador: Rafael Camargo Rodrigues de Lima
Dissertação (mestrado) -- Universidade do Estado de
Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa
de Pós-Graduação em Física, Joinville, 2026.

1. Supernovas por Colapso de Núcleo. 2. Neutrinos. 3.
FLASH. 4. Neutrino Leakage. 5. Balanço Energético. I. Lima,
Rafael Camargo Rodrigues de. II. Universidade do Estado de
Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa
de Pós-Graduação em Física. III. Título.

Ata da reunião da Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Física do CCT/UDESC para avaliar a dissertação do mestrando **Pedro Martins Bailer**.

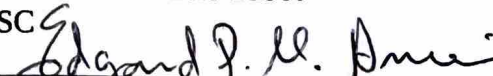
Aos vinte e sete dias do mês de julho de dois mil e vinte e seis, às dez horas, reuniu-se a Banca Examinadora para a avaliação da dissertação do mestrando **Pedro Martins Bailer**, na sala B-08 do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, em conformidade com a Resolução nº 007/2026 do CONSUNI. Na presença do público interessado, estiveram presentes o aluno, e os examinadores: Professor Dr. Rafael Camargo Rodrigues de Lima do CCT/UDESC (presidente/orientador), Dr. Alexandre Miers Zabet da UFSC, e Dr. Edgard Pacheco Moreira Amorim do CCT/UDESC. Aberta a sessão, o professor Rafael Camargo Rodrigues de Lima cumprimentou a todos os presentes, apresentou o mestrando Pedro Martins Bailer e a Banca Examinadora. Após, chamou o candidato para fazer sua exposição. O mestrando apresentou os resultados de sua dissertação intitulada "**Modelagem de supernovas e da emissão de neutrinos por captura eletrônica**". Em seguida, os membros da Banca fizeram comentários e arguições a respeito da dissertação. Após o mestrando terminar de responder a todos os questionamentos apresentados, a Banca deu-se por satisfeita. Os membros da Banca deliberaram sobre o resultado, e o presidente anunciou a todos o parecer da Banca considerando o mestrando (.....aprovado.....), e recomendando o grau de Mestre em Física, na área de Física, a **Pedro Martins Bailer**, após a entrega da versão definitiva do trabalho com as modificações sugeridas pela Banca. Para constar, foi lavrada a presente ata, que vai assinada pelos membros da Banca Examinadora e pelo candidato.

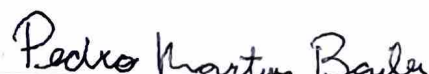
Joinville, 27 de julho de 2026.

Banca Examinadora:


Dr. Rafael Camargo Rodrigues de Lima
CCT/UDESC (presidente/orientador)


Dr. Alexandre Miers Zabet
UFSC


Dr. Edgard Pacheco Moreira Amorim
CCT/UDESC

Candidato: 
Pedro Martins Bailer

PEDRO MARTINS BAILER

**MODELAGEM DE SUPERNOVAS E DA EMISSÃO DE NEUTRINOS POR CAPTURA
ELETRÔNICA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Dr Rafael Camargo Rodrigues de Lima

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rafael Camargo Rodrigues de Lima (Presidente/Orientador)
Universidade do Estado de Santa Catarina

Membros:

Prof. Dr. Edgard Pacheco Moreira Amorim
CCT/UDESC

Prof. Dr. Alexandre Zabet
UFSC - Joinville

Joinville, 12 de Julho de 2026

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao professor Rafael pela paciência e apoio durante todo o processo de pesquisa. Foram reuniões, mensagens trocadas, inúmeros scripts produzidos... Sem esse apoio, essa pesquisa teria sido inviável.

Agradeço aos meus pais, que sempre se dedicaram genuinamente para me oferecer o que houvesse de melhor para o meu desenvolvimento. Agradeço também aos meus avós e familiares, em especial à minha avó Claudia e à minha tia Cyntia, que foram presenças marcantes durante a minha vida e que sempre me incentivaram aos estudos.

Agradeço à minha esposa e parceira Lara por sua zelosa dedicação a mim e à nossa família. Ela é minha parceira fiel nos bons e maus momentos e a minha maior incentivadora. Sua ajuda e suporte para que eu pudesse passar por esse mestrado foram imprescindíveis.

Agradeço a Deus que não poupou cuidado e nem criatividade quando criou um universo tão rico em beleza e em complexidade, garantindo que nós físicos sempre tenhamos com o que nos ocupar.

Agradeço ao corpo docente e aos demais colaboradores da UDESC, que forneceram o ambiente e os meios para o meu crescimento acadêmico. Agradecimentos especiais a todos os professores da Física e ao Sidnei, secretário do PPGF, que me ajudou muitas vezes e sempre de forma muito atenciosa, sanando diversas dúvidas. Ao professor Edgard, que também me incentivou e contribuiu para a conclusão desse mestrado.

Agradeço a UDESC pelo apoio financeiro que tornou possível esta pesquisa.

RESUMO

Supernovas por colapso de núcleo estão entre os eventos mais energéticos do Universo e constituem laboratórios naturais para o estudo de matéria nuclear densa, hidrodinâmica compressível e interações fracas. Nesta dissertação, analisamos uma simulação unidimensional de supernova por colapso de núcleo realizada com o código FLASH, utilizando o progenitor *s15s7b2*, a equação de estado LS220, gravidade Newtoniana e módulos aproximados para deleptonização e transporte de neutrinos por *leakage*. O objetivo é reconstruir a evolução física do evento a partir dos campos de saída da simulação, interpretando grandezas hidrodinâmicas, termodinâmicas e taxas efetivas de troca de energia e número leptônico entre matéria e neutrinos. A taxa específica líquida de troca de energia é denotada por $\dot{e}_\nu$, com valores negativos associados ao resfriamento por emissão de neutrinos e valores positivos ao aquecimento por absorção.

Os resultados mostram a sequência colapso–*bounce*–choque–protoestrela de nêutrons. A densidade central atinge $\rho_c \simeq 2,96 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ no *bounce*, em $t_b \simeq 0,2335 \text{ s}$, enquanto a fração eletrônica central cai para $Y_{e,c} \simeq 0,278$. A frente de choque alcança raio máximo de aproximadamente 234 km em 122,5 ms pós-*bounce* e permanece próxima de 203 km ao final da janela analisada. Os diagnósticos de neutrinos indicam resfriamento dominante, com pico de potência efetiva integrada de $4,53 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$, enquanto o aquecimento líquido atinge $7,87 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$. Entre 0 e 500 ms pós-*bounce*, a energia efetivamente depositada por aquecimento corresponde a cerca de 3,0% da energia removida por resfriamento. A energia média efetiva dos neutrinos, estimada por ponderação térmica da emissão, apresenta pico de aproximadamente 33 MeV logo após o *bounce*. Conclui-se que a simulação fornece uma descrição consistente da formação de uma protoestrela de nêutrons quente e densa, da propagação do choque em simetria esférica e do papel local dos neutrinos no balanço energético, respeitadas as limitações do transporte por *leakage* e da ausência de efeitos multidimensionais.

Palavras-chave: Supernovas por Colapso de Núcleo. Neutrinos. FLASH. Neutrino Leakage. Balanço Energético. Protoestrela de Nêutrons.

ABSTRACT

Core-collapse supernovae are among the most energetic events in the Universe and provide natural laboratories for the study of dense nuclear matter, compressible hydrodynamics, and weak interactions. In this dissertation, we analyze a one-dimensional core-collapse supernova simulation performed with the FLASH code, using the *s15s7b2* progenitor, the LS220 equation of state, Newtonian gravity, and approximate modules for deleptonization and neutrino transport by *leakage*. The goal is to reconstruct the physical evolution of the event from the simulation output fields by interpreting hydrodynamic and thermodynamic quantities, as well as effective rates of energy and lepton-number exchange between matter and neutrinos. The local net specific energy-exchange rate is denoted by $\dot{e}_\nu$, with negative values associated with cooling by neutrino emission and positive values associated with heating by absorption.

The results show the collapse–bounce–shock–protoneutron-star sequence. The central density reaches $\rho_c \simeq 2,96 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ at bounce, at $t_b \simeq 0.2335 \text{ s}$, while the central electron fraction decreases to $Y_{e,c} \simeq 0.278$. The shock front reaches a maximum radius of approximately 234 km at 122.5 ms after bounce and remains close to 203 km at the end of the analyzed time window. The neutrino diagnostics indicate dominant cooling, with an integrated effective cooling-power peak of $4.53 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$, whereas net heating reaches $7.87 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$. Between 0 and 500 ms after bounce, the energy effectively deposited by heating corresponds to about 3.0% of the energy removed by cooling. The effective mean neutrino energy, estimated from an emissivity-weighted temperature, peaks at approximately 33 MeV shortly after bounce. We conclude that the simulation provides a consistent description of the formation of a hot and dense protoneutron star, the propagation of the shock in spherical symmetry, and the local role of neutrinos in the energy balance, within the limitations imposed by the *leakage* treatment and by the absence of multidimensional effects.

Keywords: Core-Collapse Supernovae. Neutrinos. FLASH. Neutrino Leakage. Energy Balance. Protoneutron Star.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	– Estrutura em camadas de uma estrela massiva, com elementos progressivamente mais pesados em direção ao centro.	19
Figura 2	– Perfis radiais iniciais do progenitor <i>s15s7b2</i> usados como condição inicial da simulação.	27
Figura 3	– Fatia da EOS LS220: pressão em função da densidade para diferentes temperaturas, mantendo a fração eletrônica próxima de $Y_e = 0,277$	33
Figura 4	– Representação esquemática das fases temporais do sinal de neutrinos em uma supernova por colapso de núcleo.	35
Figura 5	– Evolução temporal da densidade central. O máximo de ρ_c identifica o instante de <i>bounce</i>	55
Figura 6	– Temperatura central e fração eletrônica central em função do tempo relativo ao <i>bounce</i>	56
Figura 7	– Evolução do raio do choque após o <i>bounce</i>	57
Figura 8	– Raio do choque e estimativa da taxa de acreção a montante. A taxa $\dot{M}_{up}$ é um diagnóstico aproximado calculado no material em queda logo à frente do choque.	58
Figura 9	– Perfis radiais de densidade em épocas selecionadas antes e depois do <i>bounce</i>	59
Figura 10	– Perfis radiais de velocidade. Valores negativos indicam material em queda, enquanto mudanças de estrutura no perfil marcam a ação do choque.	59
Figura 11	– Trajetória termodinâmica central no plano $\rho_c/\rho_{nuc}-T_c$	60
Figura 12	– Raios e massas da região densa central definidos por limiares de densidade. As curvas indicam superfícies operacionais da protoestrela de nêutrons, não uma fronteira física única.	61
Figura 13	– Perfis de entropia após o <i>bounce</i> . O aumento de entropia marca o material processado pelo choque.	62
Figura 14	– Perfis radiais da fração eletrônica em épocas selecionadas.	63
Figura 15	– Taxa radial de variação da fração eletrônica, $\dot{Y}_{e,v}$, em épocas pós- <i>bounce</i>	63
Figura 16	– Mapas espaço-temporais da taxa local de troca de energia $\dot{e}_v$ e da taxa de variação leptônica $\dot{Y}_{e,v}$. As curvas indicam o raio do choque e o raio de pico do aquecimento líquido.	64
Figura 17	– Potências efetivas integradas de resfriamento e aquecimento por neutrinos obtidas a partir de $\dot{e}_v$	65
Figura 18	– Diagnóstico da região de aquecimento líquido. O painel superior mostra a razão entre as potências efetivas integradas de aquecimento e resfriamento. O painel inferior compara o raio de pico do aquecimento líquido com a envoltória do diagnóstico do raio do choque.	66

Figura 19 – Diagnóstico estendido da região de aquecimento líquido. A faixa sombreada mostra o intervalo radial com $\dot{e}_\nu > 0$, enquanto o painel inferior apresenta a razão cumulativa entre energia aquecida e energia resfriada.	67
Figura 20 – Evolução das energias cinética, interna e total calculadas a partir dos arquivos globais da simulação.	68
Figura 21 – Potência efetiva integrada a partir de $\dot{e}_\nu$, energia média estimada e raio emissivo dos neutrinos calculados por ponderação térmica da emissão. . . .	69
Figura 22 – Diagrama termodinâmico ponderado pela potência de troca de energia com neutrinos. Os painéis separam células em resfriamento líquido e em aquecimento líquido.	69
Figura 23 – Síntese temporal dos principais diagnósticos da simulação. A linha vertical marca o instante de <i>bounce</i>	71
Figura 24 – Matriz de correlação de Pearson entre diagnósticos temporais pós- <i>bounce</i> . As correlações indicam tendências simultâneas entre grandezas, não relações causais isoladas.	72

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Propriedades representativas do progenitor <i>s15s7b2</i> na condição inicial da simulação.	28
Tabela 2 – Instantes representativos de maior aquecimento líquido efetivo.	66
Tabela 3 – Resumo dos principais diagnósticos obtidos na simulação.	70
Tabela 4 – Fases dinâmicas e diagnósticos usados na análise.	72

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AMR	Refinamento adaptativo de malha, do inglês <i>adaptive mesh refinement</i>
CCSN	Supernova por colapso de núcleo, do inglês <i>core-collapse supernova</i>
EOS	Equação de estado, do inglês <i>equation of state</i>
FLASH	Código hidrodinâmico modular usado nas simulações
HDF5	Formato hierárquico de dados, do inglês <i>Hierarchical Data Format 5</i>
LS220	Equação de estado de Lattimer–Swesty com incompressibilidade nuclear $K = 220 \text{ MeV}$
PNS	Protoestrela de nêutrons, do inglês <i>proto-neutron star</i>
SASI	Instabilidade advectivo-acústica do choque estacionário, do inglês <i>standing accretion shock instability</i>
SN	Supernova

LISTA DE SÍMBOLOS

α_{FD}	Fator de Fermi–Dirac que relaciona temperatura e energia média dos neutrinos
$\mathbf{B}$	Campo magnético
$\mathbf{F}$	Vetor de fluxos hidrodinâmicos
$\mathbf{S}$	Vetor de termos-fonte
$\mathbf{U}$	Vetor de variáveis conservadas
$\mathbf{v}$	Velocidade do fluido
Δr_i	Largura radial local da célula i
Δt	Passo de tempo numérico
Δx_i	Largura espacial da célula i
$\dot{e}_\nu$	Taxa específica líquida de troca de energia entre matéria e neutrinos
$\dot{\epsilon}_\nu$	Taxa específica de emissão em regiões de resfriamento líquido
$\dot{M}$	Taxa de acreção
$\dot{q}_{\text{cool}}$	Taxa específica de resfriamento por neutrinos
$\dot{q}_{\text{heat}}$	Taxa específica de aquecimento por neutrinos
$\dot{Q}_{\text{heat}}$	Taxa total de aquecimento por neutrinos
$\dot{Y}_{e,\nu}$	Taxa de variação da fração eletrônica por processos fracos
ϵ_{nuc}	Taxa específica de geração de energia nuclear
ϵ_ν	Taxa específica de perda de energia por neutrinos na evolução estelar
η	Parâmetro de degenerescência da distribuição de Fermi–Dirac
Γ	Índice adiabático efetivo da equação de estado
κ_ν	Opacidade efetiva para neutrinos
λ	Taxa específica de reação fraca
λ_ν	Livre caminho médio dos neutrinos
μ_e	Número médio de bárions por elétron
$\langle E_\nu \rangle$	Energia média efetiva dos neutrinos
∇	Operador gradiente vetorial
∇_T	Gradiente térmico logarítmico, $d \ln T / d \ln P$
$\mathcal{V}_{\text{cool}}$	Região de resfriamento líquido usada na média emissiva
$\mathcal{R}_i$	Termo de produção ou destruição nuclear da espécie i

ν_e	Neutrino eletrônico
$\bar{\nu}_e$	Antineutrino eletrônico
ν_x	Sabores pesados de neutrinos
ρ	Densidade de massa
ρ_c	Densidade central
ρ_{nuc}	Densidade nuclear de referência
$\sigma_{\nu n}$	Seção de choque aproximada para absorção de neutrino eletrônico por nêutron
$\sigma_{\nu N}$	Seção de choque aproximada para absorção de neutrinos por núcleons livres
τ_ν	Profundidade óptica dos neutrinos
τ_{adv}	Tempo característico de advecção
τ_{heat}	Tempo característico de aquecimento
Φ	Potencial gravitacional
$\mathcal{C}_M$	Compacticidade avaliada na massa M
ξ_1	Primeiro zero da solução de Lane–Emden no apêndice do limite de Chandrasekhar
ω_3	Constante estrutural do politropo de índice $n = 3$
c	Velocidade da luz
c_s	Velocidade do som
C_{CFL}	Número de Courant–Friedrichs–Lewy
D/Dt	Derivada material ou Lagrangiana seguindo o fluido
dV_i	Elemento de volume da célula radial i
E	Densidade total de energia hidrodinâmica
E_e	Energia do elétron final na estimativa de absorção de neutrinos
e_{int}	Energia interna específica
$E_{\text{bind,gain}}$	Energia de ligação do material na região de ganho
E_{grav}	Energia gravitacional característica
$F_k(\eta)$	Integral de Fermi de ordem k
G	Constante gravitacional
G_F	Constante de Fermi da interação fraca
g_A	Constante axial do acoplamento fraco dos núcleons
h	Constante de Planck

h_{spec}	Entalpia específica
$\hbar$	Constante de Planck reduzida
K	Módulo de incompressibilidade nuclear
K_{poly}	Constante politrópica usada na estimativa do limite de Chandrasekhar
k_B	Constante de Boltzmann
L_{ν}	Luminosidade de neutrinos
L_r	Luminosidade local que atravessa a casca de massa m
L_{cool}	Potência integrada de resfriamento por neutrinos
L_{heat}	Potência integrada de aquecimento por neutrinos
M	Massa
$M(r)$	Massa contida no raio r
M_{Ch}	Massa de Chandrasekhar
M_{gain}	Massa na região de ganho
$M_{\odot}$	Massa solar
m	Coordenada Lagrangiana de massa
m_u	Unidade de massa atômica
n_b	Densidade numérica bariônica
n_e	Densidade numérica de elétrons
n_0	Densidade de saturação nuclear
P	Pressão
p_e	Momento do elétron final na estimativa de absorção de neutrinos
P_{ram}	Pressão dinâmica do material em queda sobre a frente de choque
q_{ν}	Taxa volumétrica de emissão de energia por neutrinos
Q_{ν}^{diff}	Taxa difusiva de emissão de neutrinos no regime opaco
Q_{ν}^{eff}	Taxa efetiva de emissão de neutrinos no esquema de <i>leakage</i>
Q_{ν}^{loc}	Taxa local de emissão de neutrinos no regime transparente
r	Coordenada radial
R	Raio estelar ou raio característico
R_{em}	Raio emissivo efetivo
R_{gain}	Raio de ganho
R_{sh}	Raio da frente de choque

r_{XY}	Coeficiente de correlação de Pearson entre duas séries X e Y
s	Entropia específica
T	Temperatura
T_c	Temperatura central
T_{eff}	Temperatura efetiva de emissão
t	Tempo
t_b	Instante de <i>bounce</i>
t_{diff}	Tempo característico de difusão dos neutrinos
t_{pb}	Tempo pós- <i>bounce</i>
u_1, u_2	Velocidades normais ao choque nos lados pré-choque e pós-choque
v_r	Velocidade radial
X_i	Fração de massa da espécie nuclear i
Y_e	Fração eletrônica
$Y_{e,c}$	Fração eletrônica central
Y_n	Fração de nêutrons livres por bárion
Y_p	Fração de prótons livres por bárion
θ_C	Ângulo de Cabibbo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	SUPERNOVAS POR COLAPSO DE NÚCLEO	17
1.2	O LIMITE DE CHANDRASEKHAR	18
1.3	DO COLAPSO AO CHOQUE ESTAGNADO	18
1.4	NEUTRINOS E O MECANISMO DE EXPLOÇÃO	19
1.5	SIMULAÇÕES DE SUPERNOVAS POR COLAPSO DE NÚCLEO	20
1.5.1	A instabilidade SASI	22
1.6	O CÓDIGO FLASH	22
1.7	MOTIVAÇÃO E ESCOPO DESTE TRABALHO	24
1.8	ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO	24
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	25
2.1	EQUILÍBRIO HIDROSTÁTICO E INSTABILIDADE GRAVITACIONAL	25
2.2	MODELOS DE PROGENITORES PRÉ-SUPERNOVA	26
2.3	HIDRODINÂMICA EM SIMETRIA ESFÉRICA	29
2.4	EQUAÇÃO DE ESTADO E COMPOSIÇÃO DA MATÉRIA	32
2.4.1	A equação de estado LS220	32
2.5	ESCALAS TEMPORAIS DO SINAL DE NEUTRINOS	34
2.6	INTERAÇÕES FRACAS E EVOLUÇÃO DA FRAÇÃO ELETRÔNICA	35
2.7	PROFUNDIDADE ÓPTICA, NEUTRINOSFERA E LUMINOSIDADE	36
2.8	AQUECIMENTO, RESFRIAMENTO E REGIÃO DE GANHO	38
2.9	CAPTURAS: ELETRÔNICA E DE NEUTRINOS DO ELÉTRON	39
2.9.1	Aprisionamento e Captura de Neutrinos do Elétron	40
2.10	LIMITAÇÕES DA APROXIMAÇÃO UNIDIMENSIONAL	41
3	MODELAGEM NUMÉRICA E O CÓDIGO FLASH	42
3.1	VISÃO GERAL DO MODELO DE CCSN	42
3.1.1	O progenitor <i>s15s7b2</i>	42
3.2	INTEGRAÇÃO HIDRODINÂMICA E CAPTURA DE CHOQUES	43
3.3	MÓDULOS PARA MODELIZAÇÃO DE NEUTRINOS NO FLASH	45
3.3.1	Módulo de deleptonização (deleptonize)	45
3.3.2	Esquema de neutrino leakage (RadTrans)	46
3.3.3	Origem do termo de troca de energia no FLASH	47
4	ANÁLISE DA TROCA DE ENERGIA E BALANÇO ENERGÉTICO	49
4.1	PÓS-PROCESSAMENTO DOS DIAGNÓSTICOS DA SIMULAÇÃO	49
4.2	ENERGIA MÉDIA EFETIVA DOS NEUTRINOS	51
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO (SIMULAÇÕES)	54

5.1	VISÃO GERAL DA ANÁLISE	54
5.2	COLAPSO E <i>BOUNCE</i>	54
5.3	EVOLUÇÃO DO CHOQUE	56
5.4	ESTRUTURA TERMODINÂMICA DA PROTOESTRELA DE NÊUTRONS	60
5.5	DELEPTONIZAÇÃO E EVOLUÇÃO DE YE	62
5.6	LUMINOSIDADE, AQUECIMENTO E RESFRIAMENTO POR NEUTRINOS	64
5.7	ENERGIA MÉDIA EFETIVA DOS NEUTRINOS	68
5.8	SÍNTESE FÍSICA DOS DIAGNÓSTICOS	70
6	CONCLUSÕES	74
6.1	PERSPECTIVAS FUTURAS	75
	REFERÊNCIAS	77
	APÊNDICE A – ESTIMATIVA DO LIMITE DE CHANDRASEKHAR	81
	APÊNDICE B – DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DE EQUILÍBRIO HI- DROSTÁTICO	83
	APÊNDICE C – ESTIMATIVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSOR- ÇÃO DE NEUTRINOS	85

1 INTRODUÇÃO

A teoria moderna das supernovas por colapso de núcleo nasceu da ideia, proposta por Baade e Zwicky na década de 1930, de que supernovas poderiam marcar a transição de estrelas comuns para estrelas de nêutrons (BAADE; ZWICKY, 1934). Desde então, esses eventos passaram a ocupar um lugar central na astrofísica: eles encerram a vida de estrelas massivas, enriquecem o meio interestelar com material processado nuclearmente e dão origem a remanescentes compactos, como estrelas de nêutrons e buracos negros. Apesar de décadas de estudo, o mecanismo que converte o colapso gravitacional do núcleo em uma explosão observável ainda permanece um dos problemas abertos mais importantes da física estelar.

Neste trabalho, o foco está nas supernovas por colapso de núcleo, frequentemente designadas pela sigla CCSN (*core-collapse supernovae*). Elas ocorrem ao final da evolução de estrelas com massas iniciais tipicamente superiores a $8M_{\odot}$, quando o núcleo deixa de ser sustentado contra a gravidade. A energia envolvida no colapso é enorme: da ordem de 10^{53} erg são liberados na formação da protoestrela de nêutrons, mas apenas uma pequena fração aparece como energia cinética da explosão. A maior parte é emitida em neutrinos, o que torna essas partículas centrais tanto para a dinâmica do evento quanto para sua interpretação física (BETHE, 1990; JANKA, 2012).

1.1 SUPERNOVAS POR COLAPSO DE NÚCLEO

Historicamente, supernovas foram reconhecidas primeiro por seu brilho eletromagnético. Registros antigos, como os eventos de 1006 e 1054, mostram que algumas explosões estelares foram brilhantes o suficiente para serem observadas a olho nu. A supernova de 1054 deu origem à Nebulosa do Caranguejo, hoje associada a um pulsar central, isto é, a uma estrela de nêutrons em rotação. Mais tarde, observações como as de Tycho Brahe em 1572 e Johannes Kepler em 1604 ajudaram a estabelecer que essas “novas estrelas” pertenciam ao domínio celeste e não à atmosfera terrestre.

A classificação observacional moderna separa supernovas principalmente por suas características espectrais e curvas de luz. Supernovas do Tipo Ia estão associadas a explosões termonucleares de anãs brancas, enquanto os demais tipos ligados a estrelas massivas são consequência do colapso gravitacional de seus núcleos. As supernovas do Tipo II, por exemplo, apresentam linhas de hidrogênio em seus espectros e são tradicionalmente associadas a progenitores que preservam parte significativa de seu envelope externo. Já supernovas dos Tipos Ib e Ic também podem resultar de colapso de núcleo, mas ocorrem em estrelas que perderam camadas de hidrogênio e, no caso Ic, também de hélio.

Embora essa diversidade observacional seja importante, o motor central desses eventos é comum: a instabilidade gravitacional do núcleo de uma estrela massiva. É esse motor central, e não a classificação espectral em si, que interessa a esta dissertação. Em particular, buscamos interpretar a evolução hidrodinâmica e o balanço energético associados aos neutrinos em uma

simulação unidimensional de colapso de núcleo.

1.2 O LIMITE DE CHANDRASEKHAR

Um ingrediente central para compreender por que o núcleo de uma estrela massiva se torna instável é o limite de Chandrasekhar. Esse limite foi originalmente formulado no contexto de anãs brancas, mas sua ideia física também aparece no núcleo degenerado de uma estrela massiva antes do colapso. Em resumo, existe uma massa máxima que pode ser sustentada pela pressão de degenerescência dos elétrons contra a gravidade (CHANDRASEKHAR, 1931; SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983).

A pressão de degenerescência eletrônica é consequência do princípio de exclusão de Pauli. Mesmo que a temperatura fosse muito baixa, os elétrons não poderiam ocupar todos o mesmo estado quântico; por isso, um gás de elétrons degenerado exerce pressão. Em densidades suficientemente altas, porém, os elétrons tornam-se relativísticos, e a pressão cresce com a densidade de forma menos eficiente do que no caso não relativístico. A partir desse regime, aumentar a massa do núcleo não pode ser compensado indefinidamente por aumento da pressão eletrônica.

Para uma composição caracterizada pela fração eletrônica Y_e , uma forma aproximada do limite é

$$M_{\text{Ch}} \simeq 5,83 Y_e^2 M_{\odot}. \quad (1)$$

Uma dedução dessa expressão é apresentada no Apêndice A. Para matéria com $Y_e \simeq 0,5$, essa expressão fornece o valor clássico próximo de $1,4M_{\odot}$. Em um núcleo estelar real, entretanto, o limite efetivo não é um número fixo: ele depende da composição, da entropia, da distribuição radial de massa e das reações fracas que alteram Y_e durante a evolução. À medida que capturas eletrônicas convertem prótons em nêutrons e emitem neutrinos, Y_e diminui; como $M_{\text{Ch}} \propto Y_e^2$, essa redução diminui também a massa máxima sustentável.

Esse ponto é importante para a física das CCSN. O núcleo de ferro de uma estrela massiva pode se aproximar de uma massa da ordem do limite de Chandrasekhar ao final das queimas nucleares. Quando a fusão deixa de fornecer energia líquida e as capturas eletrônicas reduzem a pressão de degenerescência, o equilíbrio hidrostático torna-se instável. O colapso gravitacional não começa apenas porque o núcleo ficou “pesado”, mas porque a própria capacidade de sustentação da matéria degenerada é enfraquecida pela mudança de composição e pela perda de energia em neutrinos.

1.3 DO COLAPSO AO CHOQUE ESTAGNADO

Durante sua vida, uma estrela massiva é sustentada pelo equilíbrio entre gravidade e pressão gerada por reações nucleares. À medida que combustíveis sucessivos são esgotados, o núcleo se contrai, aquece e permite novas etapas de fusão. Esse processo forma uma estrutura em

camadas, com elementos progressivamente mais pesados em direção ao centro. Quando o núcleo passa a ser dominado por elementos do pico do ferro, a fusão deixa de fornecer energia líquida: núcleos de ferro estão entre os mais ligados por núcleon, e processos de fusão envolvendo elementos mais pesados tornam-se energeticamente desfavoráveis.

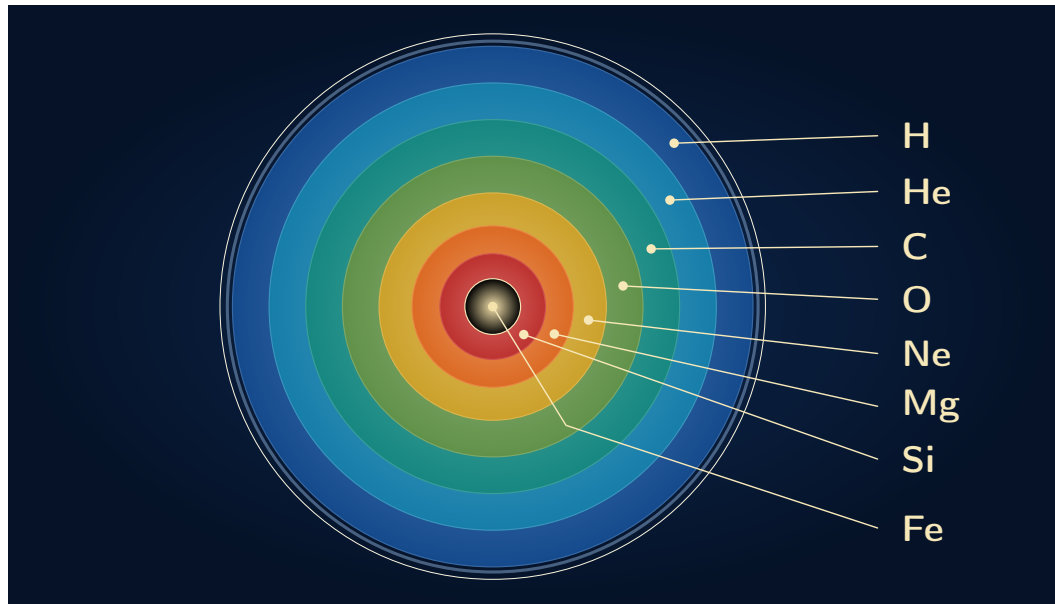


Figura 1 – Estrutura em camadas de uma estrela massiva, com elementos progressivamente mais pesados em direção ao centro.

Sem suporte termonuclear suficiente, o núcleo passa a depender da pressão de degenerescência eletrônica. Quando sua massa efetiva se aproxima do limite de Chandrasekhar, a gravidade vence esse suporte e o colapso se inicia. Capturas eletrônicas reduzem a fração eletrônica Y_e e removem parte da pressão disponível, enquanto a fotodesintegração de núcleos pesados consome energia térmica do fluido. Essas reações aceleram a contração e alteram simultaneamente a composição, a energia interna e o conteúdo leptônico do material colapsante (ARNETT, 1977; JANKA, 2012).

O colapso prossegue até que a densidade central se aproxima da densidade nuclear. Nesse regime, a equação de estado se torna muito mais rígida e a contração do núcleo interno é interrompida. O núcleo sofre então o *bounce*: uma onda de pressão se transforma em choque e começa a se propagar para fora. Em uma explosão puramente imediata, esse choque ejetaria o envelope externo. No entanto, em progenitores de colapso de núcleo típicos, o choque perde energia rapidamente por fotodesintegração de núcleos pesados e por emissão de neutrinos, estagnando em raios da ordem de 100–200 km (FERNÁNDEZ, 2009).

1.4 NEUTRINOS E O MECANISMO DE EXPLOSÃO

O fato de o choque estagnar é a origem do chamado problema do mecanismo de explosão. A questão central é entender como a onda de choque recupera energia suficiente para expulsar o envelope estelar. O cenário mais estudado é o mecanismo de explosão impulsionado por

neutrinos: neutrinos emitidos pela protoestrela de nêutrons depositam uma pequena fração de sua energia no material atrás do choque, aumentando a pressão local e favorecendo sua expansão (BETHE; WILSON, 1985; JANKA, 2012).

Esse mecanismo é delicado. A maior parte da energia gravitacional liberada no colapso escapa em neutrinos, e apenas uma eficiência da ordem de poucos por cento seria suficiente para alimentar uma explosão com energia típica de supernova. Entretanto, a deposição de energia depende de luminosidades, energias médias, opacidades, composição do material, posição do choque e tempo de permanência do fluido na região de ganho. Em simetria esférica, essa permanência tende a ser menor, e mecanismos multidimensionais como convecção, turbulência e SASI não aparecem de forma direta. Por isso, simulações unidimensionais são úteis como modelos controlados, mas não encerram o problema completo da explosão (MÜLLER, 2016; BURROWS; VARTANYAN, 2021).

O exemplo observacional mais importante desse quadro é a SN 1987A, ocorrida na Grande Nuvem de Magalhães. Em 23 de fevereiro de 1987, antes de a supernova atingir seu brilho óptico máximo, os detectores Kamiokande-II, IMB e Baksan registraram um pequeno conjunto de eventos compatíveis com neutrinos de dezenas de MeV provenientes da direção da explosão (HIRATA et al., 1987; BIONTA et al., 1987; ALEKSEEV, 1988). Embora o número total de eventos tenha sido modesto, essa detecção teve enorme impacto físico: foi a primeira observação direta de neutrinos de uma supernova e forneceu uma confirmação independente de que o colapso gravitacional libera a maior parte de sua energia na forma de neutrinos.

A importância da SN 1987A está justamente na diferença entre os tempos de escape dos mensageiros. Os fótons observados no óptico emergem apenas depois que a onda de choque atravessa as camadas externas da estrela, enquanto os neutrinos escapam das regiões profundas logo após a formação da protoestrela de nêutrons. A duração do sinal, de alguns segundos, e a energia típica dos eventos detectados são compatíveis com o resfriamento inicial de um objeto compacto recém-formado e com uma energia total emitida em neutrinos da ordem de 10^{53} erg. Por isso, mesmo com estatística limitada, a SN 1987A permanece como uma evidência central de que neutrinos são mensageiros privilegiados da termodinâmica, da composição e da evolução temporal do motor central em supernovas por colapso de núcleo.

1.5 SIMULAÇÕES DE SUPERNOVAS POR COLAPSO DE NÚCLEO

O estudo moderno das CCSN é inseparável da simulação numérica. Desde os primeiros cálculos hidrodinâmicos de colapso estelar, ficou claro que estimativas analíticas eram insuficientes para acompanhar simultaneamente a formação do choque, a resposta da equação de estado, a fotodesintegração, a emissão de neutrinos e a acreção sobre o núcleo compacto. Trabalhos pioneiros já mostravam que a explosão não poderia ser compreendida apenas como uma liberação mecânica simples de energia gravitacional, pois a dinâmica do choque dependia criticamente da troca de energia com neutrinos e da estrutura do progenitor (COLGATE; WHITE, 1966;

BRUENN, 1985; BETHE; WILSON, 1985; BETHE, 1990).

Nos primórdios, muitas simulações eram unidimensionais e usavam tratamentos simplificados para a microfísica. Ainda assim, elas tiveram papel decisivo. Em simetria esférica é possível resolver com maior controle a sequência colapso–*bounce*–choque estagnado, testar equações de estado, isolar o efeito de capturas eletrônicas e comparar diferentes prescrições de transporte neutrínico. Com o avanço dos métodos numéricos, simulações 1D com transporte de Boltzmann e microfísica mais detalhada passaram a servir como referência para calibrar aproximações usadas em códigos multidimensionais e em estudos paramétricos (MEZZACAPPA et al., 2001; LIEBENDÖRFER, 2005; JANKA et al., 2007; O’CONNOR, 2015; O’CONNOR et al., 2018).

A importância das simulações 1D não está em reproduzir todos os aspectos da explosão real, mas em fornecer um laboratório limpo. Como não há convecção, turbulência ou instabilidades não radiais, uma falha de explosão em 1D ajuda a revelar a dificuldade básica do mecanismo impulsionado por neutrinos. Da mesma forma, grandezas como a posição do choque, a evolução de Y_e , a luminosidade de neutrinos, a energia média e a localização da região de ganho podem ser interpretadas sem a complexidade angular presente em 2D e 3D. Por isso, modelos unidimensionais continuam úteis para validar códigos, estudar dependências com a EOS e construir diagnósticos físicos a partir de campos locais de saída. Trabalhos recentes também usam simulações 1D parametrizadas, como PUSH e STIR, para explorar explodibilidade, efeitos de turbulência efetiva e dependências com a equação de estado em grandes conjuntos de progenitores (O’CONNOR et al., 2018; BURROWS et al., 2018; EBINGER et al., 2019; COUCH; WARREN; O’CONNOR, 2020; GHOSH; WOLFE; FRÖHLICH, 2022).

O estado da arte, contudo, é multidimensional. Simulações modernas em 2D e 3D combinam hidrodinâmica de alta resolução, gravidade relativística aproximada ou relatividade geral, transporte neutrínico dependente de energia, redes nucleares simplificadas e famílias extensas de progenitores. Esses cálculos mostram que convecção, turbulência e instabilidades não radiais podem aumentar o tempo de residência do material na região de ganho, fornecer pressão turbulenta atrás do choque e favorecer explosões que não ocorreriam em simetria esférica. Ao mesmo tempo, eles revelam que o resultado final depende de detalhes da estrutura pré-colapso, da compacticidade, da equação de estado e das opacidades de neutrinos (MÜLLER, 2016; BURROWS; VARTANYAN, 2021; VARTANYAN; BURROWS, 2023).

Nesse contexto, a simulação analisada nesta dissertação ocupa uma posição intermediária e bem definida. Ela não pretende representar o estado da arte tridimensional do mecanismo de explosão, mas usa uma configuração 1D suficientemente controlada para estudar de forma transparente como os neutrinos retiram energia das regiões internas e depositam energia em regiões externas. Esse recorte é adequado ao objetivo central do trabalho que é avaliar o balanço energético local entre matéria e neutrinos e construir uma estimativa efetiva para a energia média emitida a partir das grandezas disponíveis no pós-processamento.

1.5.1 A instabilidade SASI

Uma das diferenças mais importantes entre simulações unidimensionais e multidimensionais de CCSN é a presença de instabilidades não radiais. Entre elas está a SASI, sigla para *standing accretion shock instability*. Em português, a expressão pode ser traduzida como instabilidade do choque de acreção estacionário. Ela ocorre na fase pós-*bounce*, quando o choque formado no núcleo não consegue expulsar imediatamente o envelope e permanece temporariamente estagnado acima da protoestrela de nêutrons.

Nesse regime, o choque não é uma superfície passiva. Pequenas perturbações no escoamento podem deformá-lo, fazendo com que ele oscile globalmente. O material que atravessa o choque continua sendo advectado para regiões internas, enquanto ondas de pressão podem se propagar de volta em direção ao choque. Essa realimentação entre perturbações advectadas e resposta acústica pode amplificar modos globais de oscilação, produzindo movimentos do choque que lembram deslocamentos dipolares, quadrupolares ou espirais em duas ou três dimensões (BLONDIN; MEZZACAPPA; DEMARINO, 2003; FOGLIZZO; SCHECK; JANKA, 2006; JANKA, 2012; MÜLLER, 2016).

A SASI é relevante para o mecanismo de explosão porque altera a geometria e a dinâmica da região entre o choque e a protoestrela de nêutrons. Ao deformar o choque, ela pode aumentar temporariamente o volume da região de ganho, modular a acreção e prolongar o tempo de permanência do material aquecido por neutrinos. Esses efeitos não garantem uma explosão por si sós, mas podem favorecer a deposição de energia quando atuam em conjunto com convecção, turbulência e aquecimento neutrínico (MÜLLER, 2016; BURROWS; VARTANYAN, 2021).

Em uma simulação estritamente esférica, a SASI não pode aparecer, pois todos os movimentos são obrigados a permanecer radiais. Essa ausência é uma limitação física importante dos modelos 1D. Ainda assim, modelos unidimensionais continuam úteis porque fornecem uma referência controlada: mostram a evolução básica do choque sem o auxílio de instabilidades multidimensionais e ajudam a isolar o papel da microfísica, da equação de estado e do tratamento de neutrinos.

1.6 O CÓDIGO FLASH

O FLASH é um código de simulação multipropósito desenvolvido originalmente no ASCI/Alliances Center for Astrophysical Thermonuclear Flashes, na Universidade de Chicago. Seu desenvolvimento foi motivado por problemas de astrofísica explosiva nos quais choques fortes, queima nuclear, instabilidades hidrodinâmicas e grande variação de escalas espaciais aparecem simultaneamente. O artigo de apresentação do código descreve o FLASH como uma ferramenta paralela com refinamento adaptativo de malha, pensada para modelar escoamentos compressíveis e reativos em ambientes astrofísicos (FRYXELL et al., 2000).

A origem do nome FLASH está ligada às “chamas” ou eventos termonucleares astrofísicos, especialmente aqueles associados a explosões estelares. A equipe inicial reuniu

pesquisadores ligados à astrofísica, à física computacional e à computação de alto desempenho, entre eles Bruce Fryxell, Kevin Olson, Paul Ricker, Frank Timmes, Michael Zingale, Donald Lamb, Peter MacNeice, Robert Rosner, James Truran e Henry Tufo (FRYXELL et al., 2000). Desde o início, portanto, o código foi concebido não apenas como um programa para um único problema, mas como uma infraestrutura modular para construir simulações físicas distintas sobre uma base comum.

Uma das primeiras características importantes do FLASH foi o uso de AMR, sigla para *adaptive mesh refinement*. Essa técnica permite aumentar a resolução apenas nas regiões em que a solução exige mais detalhes, como frentes de choque, interfaces instáveis, regiões de queima nuclear ou zonas de forte gradiente. Em problemas astrofísicos, essa capacidade é essencial porque a simulação pode envolver simultaneamente escalas muito pequenas, associadas à microfísica local, e escalas muito maiores, associadas à estrutura global do objeto. Assim, o AMR reduz o custo computacional em comparação com uma malha uniformemente refinada e permite acompanhar melhor estruturas localizadas.

As primeiras aplicações do FLASH incluíram testes hidrodinâmicos, instabilidades de Rayleigh–Taylor e Richtmyer–Meshkov, explosões termonucleares e simulações de aglomerados de galáxias. Já nesses trabalhos iniciais, o código foi usado tanto para problemas puramente astrofísicos quanto para estudos de validação contra experimentos de laboratório, algo importante para avaliar a confiabilidade de simulações de fluidos compressíveis em regimes extremos (RICKER et al., 2000; CALDER et al., 2002). Essa combinação de verificação numérica, comparação com problemas-teste e modularidade ajudou o FLASH a se tornar uma ferramenta amplamente utilizada em astrofísica computacional.

Atualmente, o FLASH e sua evolução mais recente, o Flash-X, são usados em uma variedade de aplicações. Na astrofísica, aparecem em estudos de supernovas, remanescentes de supernovas, jatos, turbulência, plasmas astrofísicos, ondas de choque, formação estelar, interação radiação–matéria e fenômenos de alta energia. Fora da astrofísica estrita, versões e módulos associados ao código também são empregados em física de plasmas e experimentos de alta densidade de energia, especialmente quando há interesse em comparar simulações com sistemas produzidos em laboratório. Desenvolvimentos recentes incorporam capacidades de radiação-hidrodinâmica e modernização da infraestrutura computacional para arquiteturas de alto desempenho (CHATZOPOULOS; WEIDE, 2019; DUBEY et al., 2022).

Do ponto de vista numérico, o FLASH oferece solvers hidrodinâmicos de captura de choque, suporte a geometrias diferentes, paralelização, acoplamento com equações de estado, módulos de gravidade, física nuclear, transporte aproximado de radiação e ferramentas de entrada e saída adequadas a simulações grandes. Essa organização modular é uma vantagem prática importante, um usuário pode montar uma aplicação específica escolhendo unidades físicas e numéricas compatíveis com o problema. Para supernovas por colapso de núcleo, isso permite combinar hidrodinâmica, gravidade, equação de estado nuclear e tratamentos aproximados de neutrinos em uma estrutura relativamente flexível.

Essas capacidades não eliminam limitações. O FLASH não é uma solução automática para toda a física do problema. A fidelidade de uma simulação depende das escolhas feitas pelo usuário: dimensionalidade, resolução, equação de estado, tratamento da gravidade, prescrição de neutrinos, condições de contorno e critérios de refinamento. Em particular, uma simulação 1D com transporte aproximado de neutrinos não reproduz por si só convecção, turbulência, SASI, assimetrias globais nem transporte espectral completo. Por isso, nesta dissertação o FLASH é usado como uma ferramenta para construir um modelo controlado e interpretar diagnósticos locais da troca matéria–neutrinos, não como uma representação completa de uma supernova real.

1.7 MOTIVAÇÃO E ESCOPO DESTE TRABALHO

Simulações computacionais são indispensáveis para estudar supernovas por colapso de núcleo, pois o problema combina hidrodinâmica compressível, gravidade, equação de estado nuclear e interações fracas em escalas de tempo de milissegundos. Nesta dissertação, analisamos uma simulação unidimensional realizada com o código FLASH, usando o progenitor *s15s7b2* (WOOSLEY; WEAVER, 1995), a equação de estado LS220 (LATTIMER; WESTY, 1991) e módulos aproximados para o tratamento de neutrinos. O objetivo não é reproduzir todo o mecanismo de explosão em sua complexidade multidimensional, mas interpretar de forma física os campos de saída ligados à troca de energia e de léptons entre matéria e neutrinos.

O parâmetro central desta análise é a taxa líquida local de troca de energia entre o fluido e o tratamento aproximado de neutrinos, denotada por $\dot{e}_\nu$ neste trabalho. Valores negativos indicam resfriamento líquido por emissão, enquanto valores positivos indicam aquecimento líquido por absorção. A partir dessa grandeza, investigamos o balanço energético da simulação e construímos uma estimativa efetiva para a energia média dos neutrinos, respeitando as limitações impostas por um esquema de *leakage* e pela ausência de transporte espectral completo.

1.8 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

O Capítulo 2 apresenta a fundamentação teórica necessária para interpretar a evolução do colapso, o papel da equação de estado, as interações fracas, a profundidade óptica, a região de ganho e as limitações de uma abordagem unidimensional. O Capítulo 3 descreve a modelagem numérica e o uso do código FLASH, com ênfase nos módulos de deleptonização e *neutrino leakage*. O Capítulo 4 introduz a metodologia usada para analisar a taxa local de troca de energia e estimar a energia média efetiva dos neutrinos. O Capítulo 5 apresenta os resultados da simulação e sua comparação com expectativas da literatura. Por fim, o Capítulo 6 reúne as conclusões e aponta limitações e possíveis extensões do trabalho.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O estudo de supernovas por colapso de núcleo envolve uma combinação de gravitação, hidrodinâmica, física nuclear e interações fracas. A evolução do sistema não pode ser entendida apenas como uma explosão mecânica, pois grande parte da energia liberada no colapso é convertida em neutrinos e transportada para fora da protoestrela de nêutrons. Assim, a dinâmica observada nas simulações depende de como a matéria responde à compressão extrema, de como a composição nuclear muda com a densidade e de como os neutrinos retiram ou depositam energia no fluido.

Neste capítulo são reunidos os ingredientes teóricos necessários para interpretar a modelagem numérica apresentada adiante. O objetivo não é construir uma descrição microscópica completa da supernova, mas estabelecer as grandezas físicas que aparecem na simulação: densidade, temperatura, fração eletrônica, energia interna, taxas de emissão e absorção de neutrinos, luminosidade e energia média efetiva. A discussão também delimita o alcance de uma simulação unidimensional: ela captura a sequência principal colapso–*bounce*–estagnação do choque, mas não descreve diretamente convecção, turbulência, SASI ou assimetrias tridimensionais, efeitos que a literatura moderna identifica como decisivos para a explosão em muitos progenitores (MÜLLER, 2016; BURROWS; VARTANYAN, 2021; COUCH; WARREN; O’CONNOR, 2020).

2.1 EQUILÍBRIO HIDROSTÁTICO E INSTABILIDADE GRAVITACIONAL

Durante a maior parte da vida de uma estrela, sua estrutura é determinada pelo equilíbrio entre a força gravitacional, que tende a contrair o material, e os gradientes de pressão, que se opõem a essa contração. Em simetria esférica, a condição de equilíbrio hidrostático pode ser escrita de forma aproximada como

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (2)$$

em que P é a pressão, ρ é a densidade, $M(r)$ é a massa contida no raio r e G é a constante gravitacional. Enquanto a estrela possui combustível nuclear capaz de sustentar a pressão térmica e de radiação, a estrutura pode evoluir lentamente. No entanto, quando o núcleo atinge uma composição dominada por elementos do pico do ferro, a fusão deixa de fornecer energia líquida ao sistema. Uma dedução dessa relação é apresentada no Apêndice B.

Neste estágio, a pressão de degenerescência dos elétrons passa a desempenhar papel central. Ela resulta do princípio de exclusão de Pauli e depende da densidade de elétrons, não da temperatura de forma dominante. O colapso se inicia quando essa pressão deixa de ser suficiente para sustentar o núcleo contra a gravidade. Em estrelas massivas, isso ocorre quando o núcleo cresce até uma massa da ordem do limite de Chandrasekhar, ao mesmo tempo em que capturas eletrônicas e fotodesintegração reduzem ainda mais a pressão disponível (BETHE, 1990; JANKA, 2012).

A escala energética envolvida é determinada pela energia de ligação gravitacional do remanescente compacto. Para uma protoestrela de nêutrons de massa M e raio R , uma estimativa dimensional é

$$E_{\text{grav}} \sim \frac{GM^2}{R}. \quad (3)$$

Para massas da ordem de uma massa solar e raios de dezenas de quilômetros, essa expressão fornece uma energia da ordem de 10^{53} erg. O ponto essencial para a física da supernova é que essa energia não aparece majoritariamente como energia cinética do envelope ejetado. Ela é emitida quase completamente na forma de neutrinos, tornando o transporte neutrínico uma parte indispensável do problema.

Além da massa total do núcleo, a estrutura radial do progenitor imediatamente antes do colapso influencia a evolução pós-*bounce*. Um parâmetro frequentemente usado para quantificar essa dependência é a compacticidade,

$$\mathcal{C}_M = \frac{M/M_\odot}{R(M_{\text{bary}} = M)/1000\text{km}}, \quad (4)$$

avaliada para uma massa bariônica M no instante do colapso. Progenitores mais compactos tendem a manter taxas de acreção maiores sobre o choque, aumentando a pressão de ram, isto é, a pressão dinâmica $P_{\text{ram}} \sim \rho v_r^2$ exercida pelo material em queda sobre a frente de choque. Ao mesmo tempo, essa acreção também alimenta a luminosidade de neutrinos, criando uma competição entre aquecimento e confinamento hidrodinâmico. Essa sensibilidade à estrutura inicial explica por que estrelas com massas iniciais próximas podem produzir evoluções pós-*bounce* significativamente diferentes (O'CONNOR et al., 2018; BURROWS; VARTANYAN, 2021). Em simetria esférica, uma estimativa local da taxa de acreção é proporcional a $4\pi r^2 \rho |v_r|$; essa ideia será usada no Capítulo 5 como diagnóstico da acreção a montante do choque.

2.2 MODELOS DE PROGENITORES PRÉ-SUPERNOVA

Uma simulação de colapso de núcleo não começa a partir de uma estrela arbitrária, mas de um modelo de progenitor que já foi evoluído até o estágio imediatamente anterior ao colapso. Esse modelo fornece os perfis radiais de densidade, temperatura, composição química, entropia, fração eletrônica e massa interna que serão usados como condição inicial na simulação hidrodinâmica. A massa interna $M(r)$ representa a massa contida dentro de uma esfera de raio r e, em simetria esférica, é definida por

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr'. \quad (5)$$

Na Figura 2, essa quantidade foi reconstruída a partir do perfil de densidade da condição inicial. Como a saída do FLASH usa malha adaptativa, a integração numérica deve usar apenas as células efetivamente ativas em cada raio, evitando contar simultaneamente uma região refinada e sua representação mais grosseira. Em outras palavras, o progenitor determina o material que cai

sobre o choque depois do *bounce*, a taxa de acreção, a pressão de ram e parte importante da luminosidade de neutrinos alimentada pela acreção.

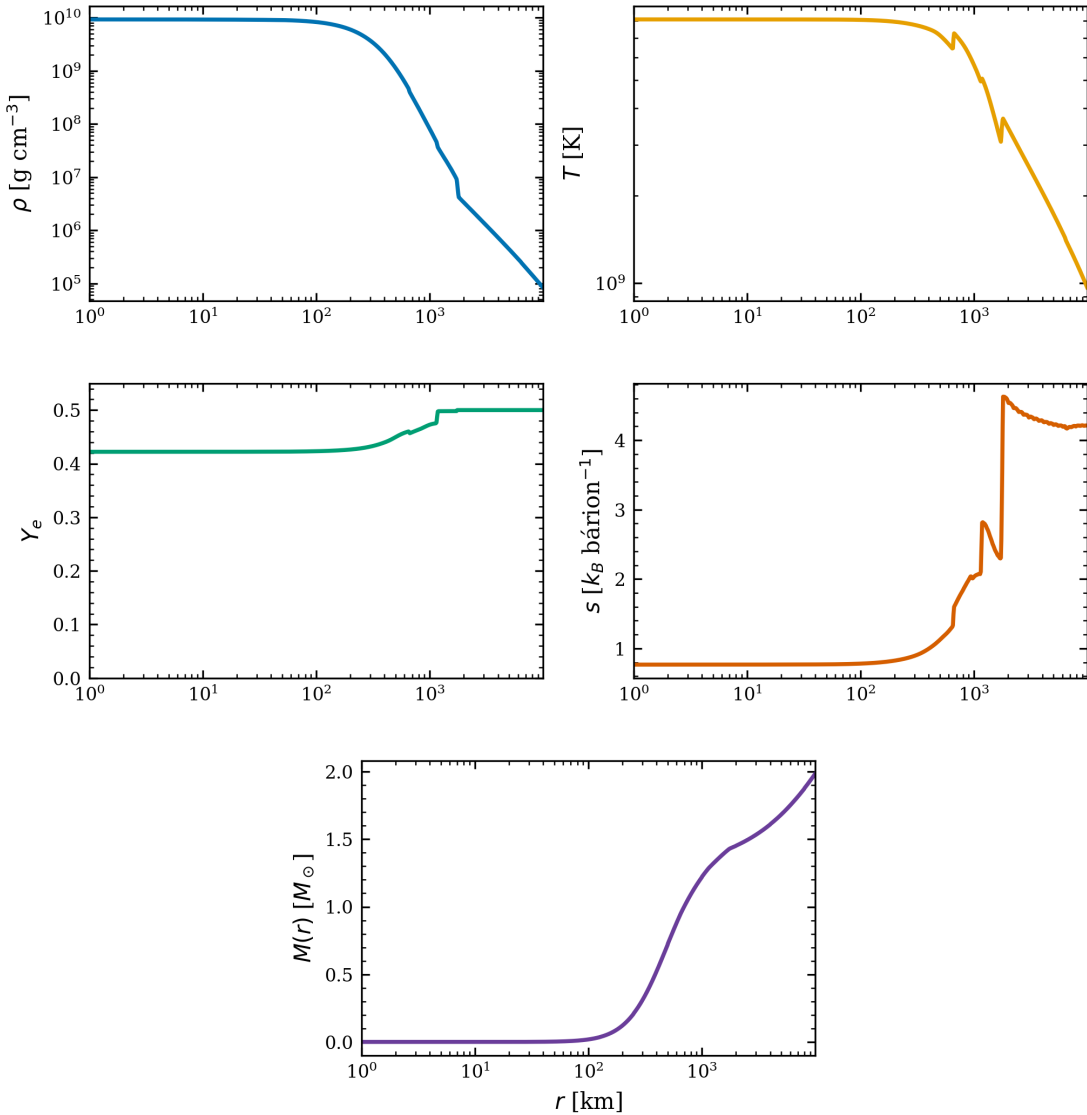


Figura 2 – Perfis radiais iniciais do progenitor *s15s7b2* usados como condição inicial da simulação.

A Tabela 1 resume algumas propriedades da condição inicial usada nesta dissertação. A massa inicial é a massa de sequência principal do modelo de Woosley e Weaver, enquanto os valores centrais e a massa interna representada na grade foram extraídos do primeiro arquivo de saída da simulação. Esses números não substituem a informação radial completa da Figura 2, mas ajudam a fixar a escala física do modelo antes do colapso.

A construção de um progenitor pré-supernova é, em geral, feita por códigos de evolução estelar unidimensionais. Durante a maior parte da vida da estrela, a evolução é quase hidrostática. O tempo hidrodinâmico é muito menor que o tempo nuclear, e a estrela pode ser tratada como uma sequência de configurações próximas do equilíbrio. Em uma coordenada Lagrangiana de massa m , definida como a massa contida dentro de uma determinada casca, as equações

Tabela 1 – Propriedades representativas do progenitor *s15s7b2* na condição inicial da simulação.

Grandeza	Valor
Massa inicial do progenitor	$15 M_{\odot}$
Massa interna representada na grade	$\simeq 1,98 M_{\odot}$
Raio externo da região simulada	$\simeq 9,94 \times 10^3 \text{ km}$
Densidade central inicial	$\rho_c \simeq 9,26 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$
Temperatura central inicial	$T_c \simeq 8,10 \times 10^9 \text{ K}$
Fração eletrônica central inicial	$Y_{e,c} \simeq 0,422$
Entropia central inicial	$s_c \simeq 0,77 k_B \text{ por bárion}$
Raio que contém $1,0 M_{\odot}$	$\simeq 699 \text{ km}$
Raio que contém $1,5 M_{\odot}$	$\simeq 2609 \text{ km}$

estruturais básicas incluem a relação entre raio e massa,

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (6)$$

e a condição de equilíbrio hidrostático,

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4}. \quad (7)$$

Esta última é a forma em coordenada de massa da Eq. (2). A luminosidade local evolui conforme a energia é produzida por reações nucleares, perdida por neutrinos térmicos e consumida ou liberada por mudanças térmicas da matéria,

$$\frac{\partial L_r}{\partial m} = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_v - T \frac{\partial s}{\partial t}, \quad (8)$$

onde L_r é a luminosidade que atravessa a casca de massa m , ϵ_{nuc} é a taxa específica de geração de energia nuclear e ϵ_v representa perdas específicas por neutrinos. A estrutura térmica é determinada por uma equação de transporte de energia. De forma esquemática,

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla_T, \quad (9)$$

em que

$$\nabla_T \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P} \quad (10)$$

é o gradiente térmico logarítmico. O nome vem do fato de que essa grandeza mede a variação relativa da temperatura em relação à variação relativa da pressão ao longo da estrutura estelar. Na literatura de estrutura estelar, esse gradiente é frequentemente denotado apenas por ∇ , com variantes como ∇_{rad} e ∇_{ad} . Nesta dissertação usamos ∇_T para evitar confusão com o operador vetorial ∇ usado em expressões como $\mathbf{v} \cdot \nabla f$. O valor de ∇_T é escolhido de acordo com o regime dominante de transporte de energia, radiativo ou convectivo (WOOSLEY; HEGER; WEAVER, 2002).

A composição também precisa ser evoluída. Para cada espécie nuclear com fração de massa X_i , a evolução pode ser escrita de forma esquemática como

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \mathcal{R}_i(\rho, T, \{X_j\}) + \left(\frac{\partial X_i}{\partial t} \right)_{\text{mix}}, \quad (11)$$

onde $\mathcal{R}_i$ representa a rede de reações nucleares e o segundo termo representa mistura convectiva ou outros processos de transporte tratados de forma parametrizada. Essa equação é decisiva para a formação da estrutura em camadas. Queimas sucessivas de hidrogênio, hélio, carbono, neônio, oxigênio e silício produzem um núcleo central rico em elementos do pico do ferro, cercado por cascas de composição progressivamente mais leve. Essa estrutura, ilustrada de forma esquemática na Figura 1, é uma das marcas físicas de uma progenitora massiva no fim da vida.

O modelo *s15s7b2* usado nesta dissertação pertence à família clássica de progenitores de Woosley e Weaver (WOOSLEY; WEAVER, 1995). Ele representa uma estrela de massa inicial $15M_{\odot}$ evoluída até a fase pré-supernova e fornece ao FLASH uma condição inicial radial com perfis de $\rho(r)$, $T(r)$, $Y_e(r)$, composição, entropia e massa interna. No contexto deste trabalho, o ponto mais importante não é apenas a massa inicial de $15M_{\odot}$, mas a estrutura final do modelo no instante do colapso. O tamanho do núcleo de ferro, a localização das interfaces entre camadas e o gradiente de densidade fora do núcleo determinam como a taxa de acreção muda depois do *bounce*. Quando uma interface de composição atravessa o choque, a pressão de ram pode diminuir, modificando a evolução do raio do choque e o balanço entre aquecimento e acreção.

Modelos como o *s15s7b2* têm um regime de validade bem definido. Eles são adequados para fornecer condições iniciais esfericamente simétricas e fisicamente consistentes para estudos de colapso de núcleo, testes de códigos e comparações de microfísica. No entanto, não descrevem de forma completa efeitos multidimensionais presentes em estrelas reais, como rotação diferencial, campos magnéticos, convecção turbulenta tridimensional, assimetrias de queima e perda de massa dependente de binariedade. Grades modernas mostram que incertezas em metalicidade, ventos, mistura, taxas nucleares e tratamento convectivo podem alterar significativamente a estrutura pré-colapso e a explodibilidade de estrelas com massas iniciais semelhantes (WOOSLEY; HEGER; WEAVER, 2002; ERTL et al., 2016; SUKHBOLD et al., 2016). Assim, o *s15s7b2* deve ser entendido como um progenitor de referência, não como uma representação única de todas as estrelas de $15M_{\odot}$.

2.3 HIDRODINÂMICA EM SIMETRIA ESFÉRICA

Em uma simulação unidimensional de CCSN, a estrela é descrita como um fluido esfericamente simétrico. As variáveis hidrodinâmicas fundamentais são a densidade ρ , a velocidade radial v_r , a pressão P , a energia interna específica e_{int} e a composição, frequentemente representada pela fração eletrônica Y_e . A conservação de massa pode ser escrita, em coordenadas esféricas, como

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) = 0. \quad (12)$$

A equação de momento expressa a competição entre aceleração, gradiente de pressão e gravidade,

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{GM(r)}{r^2}. \quad (13)$$

Na fase de colapso, o termo gravitacional domina sobre o gradiente de pressão em grande parte do núcleo, levando o material a velocidades de infall elevadas. Após o *bounce*, a situação se torna mais complexa: a onda de choque cria regiões de descontinuidade, aquece a matéria por compressão e separa o material pós-choque do material ainda em queda. No Capítulo 5, esse comportamento é retomado quantitativamente a partir dos perfis de velocidade, densidade e entropia da simulação, especialmente na Seção 5.3.

A energia interna do fluido também evolui por compressão, expansão, aquecimento no choque e termos de fonte associados a neutrinos. Antes de escrever essa evolução, é útil distinguir duas formas de derivar uma grandeza hidrodinâmica. A derivada parcial $\partial/\partial t$ mede a variação temporal em uma posição fixa do espaço, isto é, em uma descrição Euleriana. Já a derivada material, também chamada derivada Lagrangiana ou convectiva, acompanha uma parcela de fluido enquanto ela se move. Para uma grandeza escalar $f(r, t)$ em simetria esférica, essa derivada é

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r}. \quad (14)$$

O primeiro termo descreve a variação local em um raio fixo; o segundo aparece porque a parcela de fluido se desloca através de regiões onde f pode variar espacialmente. Em três dimensões, a forma correspondente é

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f. \quad (15)$$

Essa equação surge da primeira lei da termodinâmica escrita por unidade de massa. Para uma parcela de fluido de composição fixa, a relação termodinâmica fundamental pode ser escrita como

$$de_{\text{int}} = T ds - P d\left(\frac{1}{\rho}\right), \quad (16)$$

onde s é a entropia específica e $1/\rho$ é o volume específico. O termo com pressão representa o trabalho mecânico realizado pela compressão ou expansão da parcela de fluido. Aplicando essa relação ao longo do movimento do fluido, obtém-se

$$\frac{De_{\text{int}}}{Dt} = T \frac{Ds}{Dt} - P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right). \quad (17)$$

Em um escoamento ideal, suave e adiabático, a entropia de uma parcela de fluido é conservada, de modo que $Ds/Dt = 0$. Em uma supernova, porém, há fontes não adiabáticas: choques produzem entropia e neutrinos podem retirar ou depositar energia. De forma esquemática, mantendo explicitamente o termo de troca de energia com neutrinos, escrevemos

$$\frac{De_{\text{int}}}{Dt} = -P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) + \left(\frac{\partial e_{\text{int}}}{\partial t}\right)_v, \quad (18)$$

A velocidade que aparece na Eq. (14) não desaparece nessa expressão, ela está contida no operador D/Dt . Escrevendo a Eq. (18) de forma expandida em simetria esférica, o lado esquerdo corresponde a $\partial e_{\text{int}}/\partial t + v_r \partial e_{\text{int}}/\partial r$, e o termo de compressão também deve ser entendido como uma derivada seguindo a mesma parcela de fluido. Quando essa parcela é comprimida, ρ

aumenta e $1/\rho$ diminui, portanto, $D(1/\rho)/Dt < 0$ e o termo $-PD(1/\rho)/Dt$ é positivo, indicando aumento de energia interna por compressão. Durante uma expansão ocorre o contrário, e parte da energia interna é convertida em trabalho mecânico. O termo $(\partial e_{\text{int}}/\partial t)_v$ representa a troca líquida de energia com neutrinos. Ele é negativo em regiões onde a matéria esfria emitindo neutrinos e positivo onde ocorre aquecimento por absorção.

A passagem de uma onda de choque por um fluido produz uma mudança termodinâmica irreversível. Parte da energia cinética do material em queda é convertida em energia interna, aumentando a entropia específica do material processado pelo choque. Por isso, no pós-processamento de simulações de supernovas por colapso de núcleo, uma transição entre entropia baixa, típica do material pré-choque ainda em queda, e entropia mais alta, típica do material pós-choque aquecido, pode ser usada como marcador aproximado da frente de choque. Esse diagnóstico não é o mecanismo pelo qual o FLASH evolui o choque; a frente é capturada diretamente pelo método hidrodinâmico conservativo discutido no Capítulo 3. A entropia, a densidade e a velocidade radial são usadas aqui como indicadores físicos para interpretar sua posição nos perfis de saída (JANKA, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021). Nos resultados desta dissertação, essa identificação é mostrada pelo raio do choque na Figura 7 e pelos perfis radiais de densidade, velocidade e entropia nas Figuras 9, 10 e 13.

As relações de conservação através de um choque podem ser expressas pelas condições de Rankine–Hugoniot. No referencial da frente de choque, sejam u_1 e u_2 as velocidades normais ao choque nos lados pré-choque e pós-choque, respectivamente. Para um fluido ideal sem fontes externas exatamente na descontinuidade, a conservação de massa, momento e energia fornece

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (19)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_2 + \rho_2 u_2^2, \quad (20)$$

e

$$h_{\text{spec},1} + \frac{u_1^2}{2} = h_{\text{spec},2} + \frac{u_2^2}{2}, \quad (21)$$

onde $h_{\text{spec}} = e_{\text{int}} + P/\rho$ é a entalpia específica. Essas equações mostram por que o choque não é apenas uma superfície geométrica: a matéria atravessa a frente, desacelera, é comprimida e aumenta sua energia interna. A condição física adicional é que a entropia cresça do lado pré-choque para o lado pós-choque, distinguindo um choque real de uma descontinuidade reversível. Em uma CCSN, essa conversão de energia cinética em energia interna ocorre simultaneamente à fotodesintegração de núcleos e à emissão de neutrinos, o que ajuda a explicar por que o choque se enfraquece e estagna após o *bounce* (BETHE, 1990; JANKA, 2012).

Em simetria esférica, a onda de choque encontra uma dificuldade estrutural: o material aquecido por neutrinos não pode escapar lateralmente nem desenvolver plenamente movimentos convectivos que aumentariam o tempo de permanência na região de ganho. Em simulações multidimensionais, a convecção e a turbulência atrás do choque fornecem uma pressão turbulenta adicional e misturam material aquecido, favorecendo a expansão do choque. Também pode

surgir a instabilidade advectivo-acústica do choque estacionário, conhecida como SASI (*standing accretion shock instability*), discutida na Seção 1.5.1, que produz oscilações globais do choque e modula a acreção sobre a protoestrela de nêutrons. Por isso, resultados 1D são especialmente úteis como referência controlada para a física microfísica e para a comparação entre códigos, mas não devem ser interpretados como uma descrição completa do mecanismo de explosão (BLONDIN; MEZZACAPPA; DEMARINO, 2003; FOGLIZZO; SCHECK; JANKA, 2006; MÜLLER, 2016; O’CONNOR et al., 2018).

2.4 EQUAÇÃO DE ESTADO E COMPOSIÇÃO DA MATÉRIA

A equação de estado (EOS, do inglês *equation of state*) fecha o sistema hidrodinâmico ao relacionar pressão, energia interna, temperatura, densidade e composição. Em uma supernova por colapso de núcleo, a EOS precisa descrever regimes muito diferentes: matéria de baixa densidade nas camadas externas, núcleos pesados e partículas alfa durante o colapso, nucleons livres atrás do choque e matéria nuclear densa no interior da protoestrela de nêutrons.

De forma abstrata, a EOS fornece relações do tipo

$$P = P(\rho, T, Y_e), \quad e_{\text{int}} = e_{\text{int}}(\rho, T, Y_e). \quad (22)$$

A dependência com Y_e é essencial porque a fração eletrônica controla a quantidade de elétrons disponíveis, a pressão de degenerescência eletrônica e o grau de neutronização da matéria. Durante o colapso, capturas eletrônicas reduzem Y_e , após o aprisionamento dos neutrinos, a evolução de Y_e passa a depender do equilíbrio entre emissão, absorção e difusão de neutrinos.

2.4.1 A equação de estado LS220

No contexto das simulações deste trabalho, a EOS LS220 é usada como descrição termodinâmica da matéria nuclear (LATTIMER; SWESTY, 1991). A sigla LS se refere ao modelo de Lattimer e Swesty, uma equação de estado de temperatura finita construída para matéria quente e densa em equilíbrio estatístico nuclear, apropriada para cálculos de colapso estelar. O número 220 identifica o módulo de incompressibilidade nuclear adotado, $K = 220$ MeV, que parametriza a curvatura da energia por bárion em torno da densidade de saturação nuclear e, portanto, a rigidez da matéria nuclear nesse regime. A Figura 3 ilustra uma fatia da tabela LS220 ao mostrar como a pressão cresce com a densidade para diferentes temperaturas, mantendo Y_e fixo.

Uma forma usual de quantificar a rigidez da matéria nuclear é o módulo de incompressibilidade,

$$K = 9n_0^2 \left. \frac{\partial^2 (E/A)}{\partial n_b^2} \right|_{n_b=n_0}, \quad (23)$$

em que n_b é a densidade numérica bariônica, n_0 é a densidade de saturação nuclear e E/A é a energia por bárion da matéria nuclear. Quanto maior for K , maior é a curvatura da energia perto

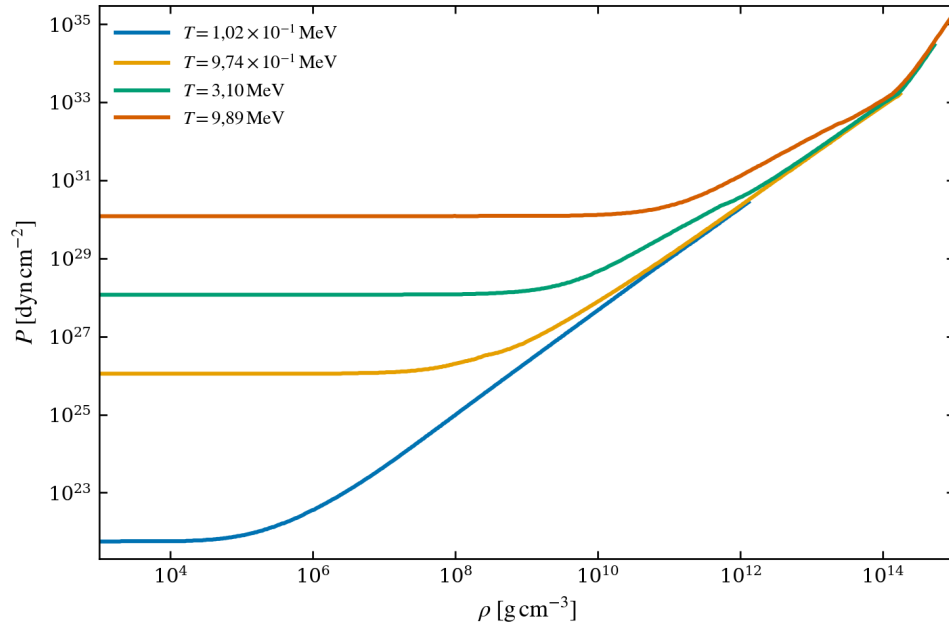


Figura 3 – Fatia da EOS LS220: pressão em função da densidade para diferentes temperaturas, mantendo a fração eletrônica próxima de $Y_e = 0,277$.

de n_0 e maior é o custo energético para comprimir a matéria. Por isso, K está diretamente ligado à rigidez da EOS e ao modo como a pressão cresce quando o núcleo atinge densidades próximas ou superiores à densidade nuclear.

Outras duas grandezas úteis para interpretar a resposta hidrodinâmica são a velocidade do som e o índice adiabático efetivo. Em uma EOS tabulada, elas podem ser obtidas a partir de derivadas termodinâmicas, de forma esquemática,

$$c_s^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{s, Y_e}, \quad \Gamma = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_{s, Y_e}. \quad (24)$$

O aumento de c_s e de Γ quando a matéria se torna menos compressível é a expressão hidrodinâmica do enrijecimento da EOS. Essa mudança é decisiva para o *bounce*: o núcleo interno deixa de colapsar quase livremente, desacelera de modo abrupto e lança uma perturbação de pressão que se transforma na onda de choque.

Na prática, a LS220 fornece tabelas termodinâmicas em função de densidade, temperatura e fração eletrônica. A partir dessas variáveis, a simulação obtém grandezas como pressão, energia interna, entropia, potenciais químicos, velocidade do som e composição nuclear efetiva. Essa forma tabulada é essencial porque, durante uma CCSN, a matéria percorre regimes muito diferentes em poucos milissegundos: de material relativamente frio e composto por núcleos pesados no pré-colapso até matéria quente, parcialmente dissociada e rica em núcleons livres atrás do choque.

Fisicamente, a escolha da LS220 afeta a contração do núcleo, o instante do *bounce* e a estrutura da protoestrela de nêutrons. Uma EOS mais rígida tende a produzir uma protoestrela de nêutrons menos compacta, com neutrinosferas em regiões de menor temperatura. Uma EOS

mais macia favorece maior contração, temperaturas mais altas próximas às neutrinosferas e, em geral, neutrinos emitidos com energias médias maiores. A consequência para o mecanismo de explosão não é trivial, pois a contração maior pode aumentar o aquecimento por neutrinos, mas também altera o raio do choque, o tempo de advecção na região de ganho e a possibilidade de formação posterior de buraco negro.

A LS220 é amplamente usada como referência em simulações de CCSN por combinar simplicidade computacional, disponibilidade em tabelas e longa tradição de comparação entre códigos. Ao mesmo tempo, ela possui limitações conhecidas. O tratamento da composição nuclear é aproximado, a física de matéria exótica não é incluída, e incertezas em energia de simetria, massas efetivas e propriedades de núcleos em meio denso podem alterar a evolução prevista. Por esse motivo, trabalhos modernos tratam a EOS como uma das incertezas físicas centrais do problema, acoplada à microfísica dos neutrinos, à gravidade, à estrutura do progenitor e à hidrodinâmica multidimensional (OERTEL et al., 2017; BURROWS et al., 2018; BURROWS; VARTANYAN, 2021).

2.5 ESCALAS TEMPORAIS DO SINAL DE NEUTRINOS

O sinal de neutrinos de uma CCSN pode ser dividido, de forma aproximada, em três fases. A primeira é o *neutronization burst*, um pulso curto dominado por ν_e logo após o *bounce*, quando o choque atravessa regiões em que os neutrinos passam a escapar mais livremente. Essa fase dura apenas alguns milissegundos e está diretamente ligada à rápida deleptonização do material recém-atravessado pelo choque.

A segunda é a fase de acreção, que se estende por dezenas a centenas de milissegundos após o *bounce*. Nessa etapa, o choque está estagnado ou se expandindo lentamente, e a matéria que continua caindo através do choque deposita energia gravitacional sobre a protoestrela de nêutrons. Parte dessa energia é convertida em luminosidade de neutrinos. Por isso, a luminosidade durante a fase de acreção depende fortemente da taxa de acreção, da massa da protoestrela de nêutrons e da posição do choque (O’CONNOR et al., 2018).

A terceira é a fase de resfriamento da protoestrela de nêutrons. Após a ejeção ou redução da acreção, a emissão passa a ser dominada pela difusão da energia térmica armazenada no remanescente compacto. Essa fase ocorre em escalas de segundos a dezenas de segundos e tende a apresentar luminosidades decrescentes em todos os sabores. Embora a simulação analisada nesta dissertação foque tempos mais curtos, essa divisão ajuda a interpretar por que luminosidade, energia média e taxa local de troca de energia mudam de caráter entre colapso, *bounce*, acreção e resfriamento (JANKA, 2017; VARTANYAN; BURROWS, 2023).

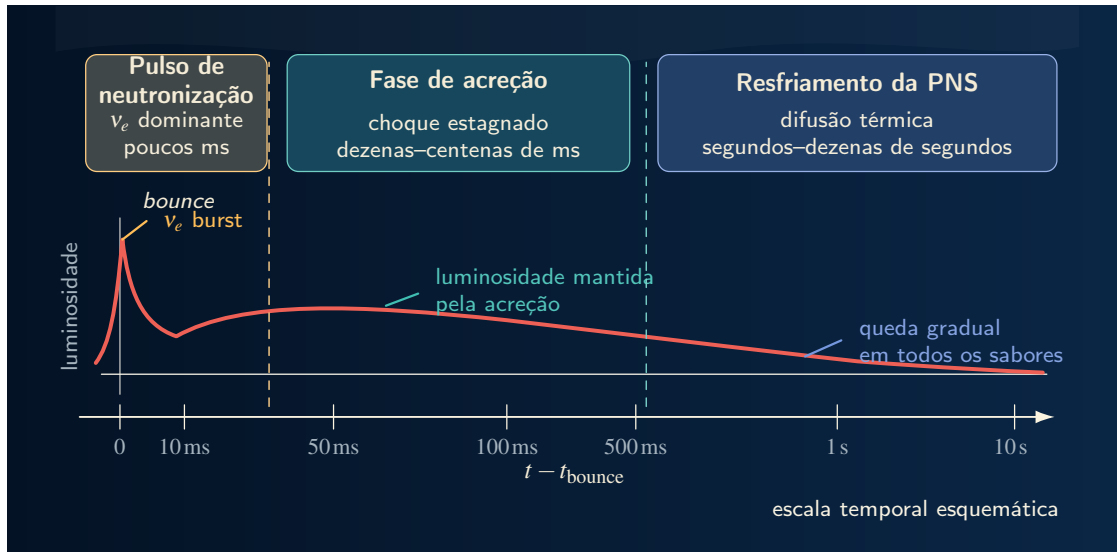


Figura 4 – Representação esquemática das fases temporais do sinal de neutrinos em uma supernova por colapso de núcleo.

2.6 INTERAÇÕES FRACAS E EVOLUÇÃO DA FRAÇÃO ELETRÔNICA

Os neutrinos entram no problema principalmente por meio das interações fracas. Durante o colapso, o processo dominante para a mudança da composição leptônica é a captura eletrônica,

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e, \quad (25)$$

incluindo capturas sobre prótons livres e sobre núcleos. Essa reação reduz a quantidade de elétrons por bárion, diminuindo Y_e e favorecendo a neutronização da matéria. A redução de Y_e diminui a pressão de degenerescência eletrônica e, portanto, acelera o colapso (LANGANKE et al., 2003; LIEBENDÖRFER, 2005).

Antes de os neutrinos ficarem aprisionados, grande parte dos ν_e produzidos escapa, carregando energia e número leptônico. Em densidades suficientemente altas, da ordem de 10^{12} g/cm^3 , o livre caminho médio dos neutrinos se torna pequeno comparado ao tamanho do núcleo. A partir desse ponto, os neutrinos passam a difundir pelo material em vez de escapar livremente, e o sistema se aproxima de um equilíbrio beta local (ARNETT, 1977). Esse regime altera a evolução da composição e torna inadequada uma descrição puramente local de perda de léptons.

Após o *bounce*, as reações de absorção passam a ser fundamentais na região externa à protoestrela de nêutrons:

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-, \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (26)$$

Essas reações depositam energia no material atrás da onda de choque e podem contribuir para a reanimação do choque estagnado. A eficiência desse mecanismo depende da luminosidade dos neutrinos, das energias médias, da composição local e do tempo que o material permanece na região de ganho. Essa competição está ligada ao conceito de luminosidade crítica para explosão,

introduzido em modelos estacionários e posteriormente refinado em estudos do mecanismo de neutrinos (BURROWS; GOSHY, 1993; BETHE; WILSON, 1985; JANKA, 2012; PEJCHA; THOMPSON, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021).

De forma esquemática, a evolução da fração eletrônica pode ser escrita como um balanço entre processos que aumentam ou reduzem o número de elétrons por bárion. Para núcleons livres, uma representação simplificada é

$$\frac{DY_e}{Dt} \simeq \lambda_{\nu_e n} Y_n + \lambda_{e^+ n} Y_n - \lambda_{\bar{\nu}_e p} Y_p - \lambda_{e^- p} Y_p, \quad (27)$$

em que Y_n e Y_p são, respectivamente, as frações de nêutrons e prótons livres por bárion, e λ representa a taxa específica do processo indicado no subscrito. Os dois primeiros termos aumentam Y_e ao converter nêutrons em prótons, enquanto os dois últimos reduzem Y_e ao converter prótons em nêutrons. Em uma simulação real, capturas em núcleos, bloqueio de Pauli, potenciais químicos, opacidades e efeitos de transporte modificam essas taxas. Ainda assim, a Eq. (27) mostra por que a evolução de Y_e está acoplada simultaneamente à composição, ao campo de neutrinos e ao estado termodinâmico do fluido (LANGANKE et al., 2003; JANKA, 2012).

Para neutrinos com energias da ordem de MeV, a seção de choque de absorção por núcleons livres cresce aproximadamente como

$$\sigma_{\nu N}(E_\nu) \sim 10^{-43} \left(\frac{E_\nu}{\text{MeV}} \right)^2 \text{ cm}^2, \quad (28)$$

em ordem de grandeza, com fatores numéricos que dependem do canal considerado e das correções microfísicas incluídas (JANKA, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021). Uma estimativa dessa escala é apresentada no Apêndice C. Assim, como indicado pela Eq. (28), as taxas de absorção por núcleons livres dependem aproximadamente do quadrado da energia do neutrino. Por isso, pequenas mudanças nas energias médias de ν_e e $\bar{\nu}_e$ podem produzir efeitos relevantes sobre o aquecimento. A microfísica moderna inclui correções de recuo, bloqueio de Pauli, correlações nucleares, espalhamento inelástico e capturas em núcleos pesados. Perto da condição crítica para explosão, diferenças aparentemente modestas nas opacidades ou nas taxas de emissão podem ser amplificadas pelo acoplamento entre neutrinos, acreção e turbulência (BURROWS et al., 2018).

2.7 PROFUNDIDADE ÓPTICA, NEUTRINOSFERA E LUMINOSIDADE

A transição entre o regime transparente e o regime opaco aos neutrinos é descrita pela profundidade óptica. Para uma espécie de neutrino, ela pode ser definida de forma esquemática como

$$\tau_\nu(r) = \int_r^\infty \kappa_\nu(r') dr', \quad (29)$$

onde κ_ν é uma opacidade efetiva. Quando $\tau_\nu \ll 1$, os neutrinos escapam quase livremente. Quando $\tau_\nu \gg 1$, eles ficam acoplados à matéria e escapam apenas por difusão. A superfície aproximada definida por $\tau_\nu \sim 1$ é chamada neutrinosfera.

A luminosidade neutrínica mede a energia transportada por neutrinos por unidade de tempo. Em simetria esférica, uma luminosidade associada a uma taxa volumétrica de emissão efetiva q_v pode ser representada por

$$L_v(r, t) = \int_0^r 4\pi r'^2 q_v(r', t) dr'. \quad (30)$$

Essa expressão é útil como interpretação física. Na simulação analisada, entretanto, a luminosidade não é obtida por transporte espectral completo. O FLASH usa um esquema de *leakage* no qual taxas locais de emissão são combinadas com taxas limitadas por difusão, conforme a Eq. (52), enquanto o pós-processamento reconstrói diagnósticos efetivos de potência pela integração do termo local de troca de energia $\dot{e}_v$.

Outra grandeza importante é a energia média dos neutrinos. Em um transporte espectral completo, ela seria obtida diretamente da distribuição em energia. Em uma abordagem aproximada, pode-se associar a escala de energia dos neutrinos à temperatura da região emissora. Essa ideia será usada no capítulo de análise para construir uma estimativa efetiva baseada na temperatura ponderada pela potência emissiva associada a $\dot{e}_v$.

Em modelos modernos com transporte multigrupo¹, os sabores não possuem exatamente a mesma região de desacoplamento. Em geral, ν_e interage fortemente com nêutrons por corrente carregada, $\bar{\nu}_e$ interage com prótons, e os sabores pesados, representados coletivamente por ν_x , desacoplam principalmente por processos de corrente neutra. Como as temperaturas aumentam para regiões mais internas, essa hierarquia de opacidades leva a uma hierarquia típica de energias médias,

$$\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \lesssim \langle E_{\nu_x} \rangle, \quad (31)$$

embora diferenças na EOS, na compactação da protoestrela de nêutrons e nas opacidades possam reduzir ou alterar parcialmente essa separação (JANKA, 2017; VARTANYAN; BURROWS, 2023).

Essa separação por sabores também chama atenção para o fenômeno de oscilações de neutrinos. Após serem emitidos, neutrinos podem mudar de sabor por efeitos de mistura no vácuo, pela interação com a matéria atravessada e pela própria densidade de neutrinos no ambiente da supernova. Esses processos podem alterar o espectro observado e, em descrições mais completas, afetar a forma como cada sabor participa do resfriamento e do acoplamento com a matéria. A simulação analisada nesta dissertação não inclui oscilações de sabor, pois utiliza um tratamento aproximado de transporte por *leakage*. Ainda assim, esse tema é uma extensão natural do presente trabalho, especialmente para estudos futuros sobre o papel independente de cada sabor no balanço energético e no resfriamento da protoestrela de nêutrons (DUAN; FULLER; QIAN, 2010; MIRIZZI et al., 2016; DASGUPTA; MIRIZZI; SEN, 2017).

¹ Transporte multigrupo significa que o campo de neutrinos é evoluído em várias faixas discretas de energia. Em vez de usar apenas uma taxa integrada ou média, o cálculo acompanha como emissão, absorção e espalhamento dependem da energia dos neutrinos em cada grupo.

2.8 AQUECIMENTO, RESFRIAMENTO E REGIÃO DE GANHO

Depois da formação da protoestrela de nêutrons, o campo de neutrinos passa a exercer dois efeitos opostos sobre a matéria. Nas regiões mais internas e quentes, a emissão de neutrinos remove energia, levando ao resfriamento e à contração da protoestrela de nêutrons. Em regiões mais externas, principalmente atrás do choque estagnado, a absorção de neutrinos pode aquecer o material. A superfície que separa, aproximadamente, o domínio de resfriamento líquido do domínio de aquecimento líquido define o chamado *raio de ganho* (ou região de ganho).

O balanço energético local pode ser escrito como

$$\left(\frac{\partial e_{\text{int}}}{\partial t} \right)_v = \dot{q}_{\text{heat}} - \dot{q}_{\text{cool}}, \quad (32)$$

em que $\dot{q}_{\text{heat}}$ representa a taxa específica de aquecimento por absorção e $\dot{q}_{\text{cool}}$ a taxa específica de resfriamento por emissão. Se o lado direito é negativo, a matéria perde energia para os neutrinos; se é positivo, a matéria recebe energia do campo neutrínico.

Esse balanço é a base física para interpretar $\dot{e}_v$, a taxa local de troca de energia analisada nesta dissertação. Essa grandeza não deve ser entendida como a luminosidade total de neutrinos, mas como um termo local de acoplamento entre matéria e neutrinos. Por isso, sua integração espacial, sua separação entre regiões de aquecimento e resfriamento e sua ponderação pela temperatura fornecem formas de conectar os arquivos de saída da simulação com grandezas físicas como energia emitida, potência líquida e energia média efetiva dos neutrinos. Essa passagem da definição teórica para os diagnósticos discretos é feita no Capítulo 4 e aplicada aos resultados nas Figuras 17 e 18.

Operacionalmente, se o campo líquido de troca de energia muda de sinal de negativo para positivo ao se afastar da protoestrela de nêutrons, pode-se definir

$$\dot{e}_v(R_{\text{gain}}) = 0, \quad \dot{e}_v < 0 \text{ para } r < R_{\text{gain}}, \quad \dot{e}_v > 0 \text{ para } R_{\text{gain}} < r < R_{\text{sh}}. \quad (33)$$

Com essa definição idealizada, a massa na região de ganho seria

$$M_{\text{gain}} = \int_{R_{\text{gain}}}^{R_{\text{sh}}} 4\pi r^2 \rho(r) dr. \quad (34)$$

Na prática, perfis discretos, ruído numérico e múltiplas regiões de aquecimento podem tornar essa identificação menos limpa. Por isso, nos resultados usamos também diagnósticos mais diretos, como o raio do pico de aquecimento líquido e a razão entre potências integradas.

Uma forma útil de caracterizar a competição entre aquecimento e acreção é comparar o tempo de aquecimento com o tempo de advecção. Aqui, advecção significa o transporte de uma grandeza física pelo próprio movimento do fluido. No contexto pós-*bounce*, o termo se refere principalmente ao escoamento do material que atravessa o choque, passa pela região de ganho e continua sendo carregado para raios menores pela acreção sobre a protoestrela de nêutrons.

Em uma aproximação Newtoniana, a energia de ligação do material na região de ganho pode ser estimada pela energia total integrada entre o raio de ganho, R_{gain} , e o raio do choque,

R_{sh} ,

$$E_{\text{bind,gain}} \simeq \int_{R_{\text{gain}}}^{R_{\text{sh}}} 4\pi r^2 \rho \left(e_{\text{int}} + \frac{v_r^2}{2} + \Phi \right) dr, \quad (35)$$

onde Φ é o potencial gravitacional. Para material ligado, essa integral é negativa, e seu módulo representa a energia que precisa ser fornecida para tornar o material não ligado. De modo análogo, a taxa total de aquecimento por neutrinos na região de ganho pode ser escrita como

$$\dot{Q}_{\text{heat}} = \int_{R_{\text{gain}}}^{R_{\text{sh}}} 4\pi r^2 \rho \dot{q}_{\text{heat}} dr. \quad (36)$$

Com essas definições, o tempo de aquecimento pode ser estimado como

$$\tau_{\text{heat}} \sim \frac{|E_{\text{bind,gain}}|}{\dot{Q}_{\text{heat}}}, \quad (37)$$

O tempo de advecção pode ser escrito esquematicamente como

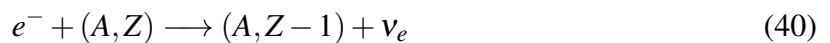
$$\tau_{\text{adv}} \sim \frac{M_{\text{gain}}}{\dot{M}}, \quad (38)$$

com M_{gain} a massa na região de ganho e $\dot{M}$ a taxa de acreção. Quando τ_{heat} se torna menor ou comparável a τ_{adv} , o material pode absorver energia suficiente antes de ser advecado para regiões internas, favorecendo a expansão do choque. Essa comparação é particularmente útil para interpretar por que o mesmo fluxo de neutrinos pode ser insuficiente em 1D e mais eficiente em multidimensões, onde movimentos não radiais aumentam o tempo de residência do material aquecido (FOGLIZZO; SCHECK; JANKA, 2006; JANKA, 2017; MÜLLER, 2016).

Nesta dissertação, essas escalas são usadas como referência conceitual. A análise realizada permite separar regiões de resfriamento e aquecimento líquido a partir do sinal de $\dot{e}_\nu$, mas não fornece uma determinação completa e robusta de M_{gain} , τ_{heat} e τ_{adv} . Para isso seria necessário combinar uma identificação estável de R_{gain} e R_{sh} com energia de ligação e taxa de acreção local reconstruídas de forma consistente. Por essa razão, o Capítulo 5 apresenta o raio de pico do aquecimento líquido, $r_{\text{heat,peak}}$, e a razão $L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$ como diagnósticos efetivos da deposição de energia, não como uma reconstrução completa da região de ganho.

2.9 CAPTURAS: ELETRÔNICA E DE NEUTRINOS DO ELÉTRON

Durante a fase de colapso, o rápido aumento da densidade de massa força a elevação do potencial químico dos elétrons (μ_e), tornando termodinamicamente favorável a captura de elétrons altamente degenerados por prótons livres (p) e por prótons vinculados em núcleos pesados ((A, Z)) (LIEBENDÖRFER, 2005; ARNETT, 1977):



Nas densidades iniciais do colapso, a captura eletrônica em núcleos pesados domina o processo através de transições superpermitidas de Gamow-Teller (LIEBENDÖRFER, 2005). Esse mecanismo reduz de forma contínua e irreversível a pressão hidrostática exercida pelos elétrons relativísticos (LIEBENDÖRFER, 2005). Os neutrinos do elétron (ν_e) gerados nessas reações carregam energias iniciais que refletem diretamente os potenciais químicos locais ($\mu_e + \mu_p - \mu_n$) (LIEBENDÖRFER, 2005). Inicialmente, devido às baixas densidades, esses neutrinos escapam livremente da estrela (regime transparente), atuando como um sumidouro de energia que resfria eficientemente o caroço e reduz a entropia específica da matéria (LIEBENDÖRFER, 2005). Na simulação realizada com o código FLASH para o progenitor s15s7b2 com a equação de estado LS220, o colapso prossegue até que a densidade central atinja a densidade nuclear de $\rho_c \simeq 2,96 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ no instante de *bounce* ($t_b \simeq 0,2335 \text{ s}$), momento no qual a fração eletrônica central atinge seu valor mínimo de $Y_{e,c} \simeq 0,278$ (????).

2.9.1 Aprisionamento e Captura de Neutrinos do Elétron

À medida que o colapso avança e a densidade central ultrapassa o limiar crítico de aprisionamento (*trapping density*), estimado classicamente em $\rho_{\text{trap}} \simeq 2 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$, o livre caminho médio dos neutrinos torna-se significativamente menor do que o raio do caroço estelar (LIEBENDÖRFER, 2005). Esse aumento drástico na opacidade decorre principalmente do espalhamento coerente neutrino-núcleo ($\nu + A \rightarrow \nu + A$), cuja seção de choque possui uma forte dependência com o quadrado da energia do neutrino ($\sigma \propto E_\nu^2$) (LIEBENDÖRFER, 2005).

Uma vez aprisionados, os neutrinos passam a difundir-se lentamente e entram em equilíbrio térmico e químico com o fluido, tornando-se também degenerados (LIEBENDÖRFER, 2005). Sob essas condições de alta densidade e opacidade, o processo inverso de absorção de neutrinos por nêutrons livres torna-se estatisticamente relevante (LIEBENDÖRFER, 2005):



Essa reação de captura de neutrinos opera como um mecanismo de retroalimentação termodinâmica essencial no modelo hidrodinâmico pós-*bounce* (??). Enquanto a captura eletrônica direta atua como uma taxa de resfriamento volumétrico via emissão (associada aos potenciais químicos locais $\langle E_{\nu_e} \rangle_{\text{pot}}$), a absorção de neutrinos da radiação incidente fornece aquecimento local na chamada região de ganho (??JANKA et al., 2007).

A energia dos neutrinos que chegam à região de ganho para serem absorvidos provém do fluxo emitido na neutrinoesfera (????). Devido à forte dependência energética da opacidade, o espectro sofrido pela radiação sofre um “endurecimento espectral” analítico, modelado frequentemente por distribuições do tipo *Alpha-fit* com parâmetro de compressão do espectro $\alpha = 3,151$ (????). A energia média dos neutrinos absorvidos ($\langle E_{\nu_e, \text{abs}} \rangle$) é expressa em termos da energia efetiva de emissão ($\langle E_{\nu, \text{eff}} \rangle$) pela relação analítica (????):

$$\langle E_{\nu_e, \text{abs}} \rangle = \langle E_{\nu, \text{eff}} \rangle \frac{\alpha + 3}{\alpha + 1} \quad (42)$$

A taxa líquida de troca de energia por bárion ($\dot{e}_v$) reflete esse balanço, assumindo valores negativos na região interna de resfriamento denso e valores positivos na região de ganho exterior (JANKA et al., 2007). Próximo ao equilíbrio beta ($\mu_e + \mu_p = \mu_n + \mu_\nu$), a fração leptônica total ($Y_L = Y_e + Y_\nu$) estabiliza-se, travando a entropia e forçando o colapso a prosseguir de maneira quase adiabática até que o choque seja deflagrado (LIEBENDÖRFER, 2005; ARNETT, 1977).

2.10 LIMITAÇÕES DA APROXIMAÇÃO UNIDIMENSIONAL

A simulação estudada neste trabalho assume simetria esférica e gravidade Newtoniana. Essa escolha torna o problema numericamente mais controlado e permite isolar o papel de grandezas como Y_e , $\dot{e}_v$, luminosidade e energia média efetiva. No entanto, ela remove graus de liberdade que são fisicamente importantes para o mecanismo de explosão. Em 2D e 3D, a região entre o choque e a protoestrela de nêutrons pode desenvolver convecção, SASI, plumas de acreção e turbulência. Esses movimentos aumentam a massa aquecida, deformam o choque e introduzem variações angulares na emissão de neutrinos.

Outra limitação é o tratamento aproximado de transporte. Métodos de *leakage* capturam a tendência de resfriamento em regiões densas e o aquecimento aproximado em regiões externas, mas não substituem transporte multigrupo dependente de energia e ângulo. Por isso, grandezas derivadas de $\dot{e}_v$ devem ser interpretadas como diagnósticos efetivos do acoplamento matéria–neutrinos na simulação, não como reconstruções completas do espectro neutrínico. Comparações modernas entre códigos mostram que, mesmo em simetria esférica, diferenças de transporte, opacidades e tratamentos relativísticos podem alterar a evolução do choque, da luminosidade e do aquecimento (O’CONNOR et al., 2018; PAN et al., 2018; BURROWS et al., 2018).

Essas limitações não invalidam a análise; elas definem seu escopo. O valor de uma simulação 1D com física de neutrinos aproximada está em fornecer uma leitura clara da sequência causal local: colapso aumenta a densidade, capturas reduzem Y_e , neutrinos removem energia, o *bounce* lança o choque, e o balanço entre resfriamento e aquecimento determina a evolução pós-*bounce*. O capítulo de modelagem numérica usa exatamente essa leitura para interpretar os campos de saída do FLASH.

3 MODELAGEM NUMÉRICA E O CÓDIGO FLASH

3.1 VISÃO GERAL DO MODELO DE CCSN

A simulação numérica foi conduzida de forma unidimensional (1D), assumindo estrita simetria esférica. Como condição inicial para a estrela na fase pré-supernova, adotou-se o modelo *s15s7b2* desenvolvido por Woosley e Weaver em 1995, um progenitor clássico de $15M_{\odot}$ amplamente utilizado como referência em simulações de CCSN. A dinâmica do colapso é governada por uma gravidade puramente Newtoniana. A termodinâmica foi descrita pela EOS (*equation of state*) LS220, de Lattimer e Swesty 1991, parametrizada com um módulo de incompressibilidade nuclear de $K = 220$ MeV. Essa escolha coloca a simulação no contexto de modelos 1D usados para testes controlados, comparação de microfísica e avaliação de tratamentos aproximados de transporte (O’CONNOR, 2015; O’CONNOR et al., 2018).

Essas escolhas definem um modelo controlado para estudar a sequência colapso–*bounce*–evolução pós-*bounce*. A simetria esférica reduz o custo computacional e elimina efeitos multidimensionais, permitindo isolar a resposta hidrodinâmica, a influência da EOS e o papel dos termos aproximados de neutrinos. A gravidade Newtoniana e o tratamento por *leakage* não substituem cálculos relativísticos com transporte espectral completo, mas são adequados ao objetivo desta dissertação: interpretar diagnósticos locais de troca de energia e de léptons nos arquivos de saída do FLASH.

3.1.1 O progenitor *s15s7b2*

O modelo *s15s7b2* corresponde a uma estrela massiva de massa inicial de $15M_{\odot}$ evoluída até o estágio imediatamente anterior ao colapso do núcleo. Ele pertence ao conjunto clássico de modelos pré-supernova de Woosley e Weaver, no qual a estrutura estelar é acompanhada por sucessivas etapas de queima nuclear até a formação de um núcleo central rico em elementos do pico do ferro (WOOSLEY; WEAVER, 1995). Nesse estágio, o perfil radial da estrela já contém as camadas composicionais típicas de uma progenitora massiva: uma região central de ferro, camadas intermediárias ricas em silício, oxigênio, carbono e hélio, e um envelope externo de hidrogênio.

O interesse desse progenitor não está apenas em sua massa inicial, mas na estrutura que ele apresenta no instante do colapso. Perfis de densidade, temperatura, entropia, composição e fração eletrônica determinam a massa do núcleo interno no *bounce*, a taxa de acreção pós-*bounce* e a pressão de ram exercida pelo material que continua caindo sobre o choque. Assim, dois progenitores com massas iniciais próximas podem levar a evoluções diferentes se tiverem perfis internos distintos. Essa dependência motivou o uso de parâmetros estruturais, como a compacticidade e critérios baseados no gradiente de massa próximo à interface entre camadas, para relacionar a estrutura pré-colapso à dificuldade de explosão (O’CONNOR; OTT, 2011; ERTL et al., 2016; SUKHBOLD et al., 2016).

Para uma simulação unidimensional como a analisada nesta dissertação, o *s15s7b2* funciona como uma condição inicial controlada e bem conhecida. Por ser um modelo de $15M_{\odot}$, ele representa uma progenitora intermediária frequentemente usada em testes de códigos e em comparações de física microfísica, sem exigir as condições extremas de progenitores muito compactos ou de modelos que evoluem rapidamente para formação de buraco negro. Ainda assim, sua estrutura determina diretamente o problema hidrodinâmico: após o *bounce*, a queda contínua das camadas externas alimenta a luminosidade de neutrinos por acreção e, ao mesmo tempo, aumenta a pressão de ram que se opõe à expansão do choque.

É importante notar que o *s15s7b2* é um modelo clássico, anterior a grades modernas de evolução estelar que exploram de forma mais sistemática os efeitos de metalicidade, perda de massa, rotação, convecção e incertezas em taxas nucleares (WOOSLEY; HEGER; WEAVER, 2002; SUKHBOLD et al., 2016). Por isso, ele deve ser entendido aqui como uma escolha de referência, não como uma representação única ou definitiva de todas as estrelas de $15M_{\odot}$. Essa distinção é relevante para a interpretação dos resultados: as conclusões extraídas sobre a taxa local de troca de energia, o resfriamento, o aquecimento e a energia média efetiva dos neutrinos pertencem à combinação específica entre progenitor, EOS, gravidade, transporte aproximado e simetria esférica adotada nesta simulação.

A evolução temporal foi gerada com o FLASH, cuja origem, aplicações e limitações gerais foram discutidas no Capítulo 1. Neste capítulo, o foco passa a ser operacional: quais ingredientes do código entram nesta simulação e como eles afetam a interpretação dos resultados.

3.2 INTEGRAÇÃO HIDRODINÂMICA E CAPTURA DE CHOQUES

A etapa hidrodinâmica da simulação precisa resolver escoamentos altamente compressíveis, com velocidades de queda elevadas, formação de descontinuidades e variações rápidas de densidade e pressão no *bounce*. Por isso, não é adequado usar uma discretização que pressuponha soluções suaves em todo o domínio. O FLASH foi construído justamente para esse tipo de problema: ele resolve as equações de fluido em forma conservativa, usando métodos de captura de choque capazes de tratar descontinuidades sem rastrear explicitamente a posição da frente de choque (FRYXELL et al., 2000).

Na forma conservativa, as equações de Euler para um fluido compressível podem ser escritas, de modo esquemático, como

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \mathbf{S}, \quad (43)$$

em que $\mathbf{U}$ é o vetor de variáveis conservadas, $\mathbf{F}$ representa os fluxos hidrodinâmicos e $\mathbf{S}$ reúne termos-fonte, como gravidade, geometria esférica e acoplamento com a microfísica. Para uma

descrição puramente hidrodinâmica, sem campo magnético, pode-se escrever

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ E \end{pmatrix}, \quad E = \rho e_{\text{int}} + \frac{1}{2} \rho v^2, \quad (44)$$

onde E é a densidade total de energia hidrodinâmica, composta por energia interna e energia cinética. Em uma dimensão radial, a estrutura essencial das equações é preservada, mas os termos geométricos associados à simetria esférica entram como contribuições adicionais aos termos-fonte.

O método numérico usado em códigos desse tipo é baseado em volumes finitos. O domínio é dividido em células, e a grandeza evoluída em cada célula é sua média volumétrica. A atualização temporal depende do balanço entre o fluxo que entra e o fluxo que sai pelas faces da célula. Em uma dimensão, essa atualização pode ser representada por

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}) + \Delta t \mathbf{S}_i, \quad (45)$$

em que $\mathbf{F}_{i+1/2}$ e $\mathbf{F}_{i-1/2}$ são os fluxos numéricos nas interfaces da célula. Essa forma é importante porque preserva, no nível discreto, a conservação das grandezas fundamentais. Em uma região de choque, onde densidade, pressão e velocidade mudam abruptamente, a conservação correta através da descontinuidade é mais importante do que tentar representar a frente de choque como uma função suave.

O FLASH clássico usa, para hidrodinâmica compressível, uma implementação do método PPM (*Piecewise Parabolic Method*), desenvolvido por Colella e Woodward (COLELLA; WOODWARD, 1984; FRYXELL et al., 2000). O PPM pertence à família de métodos de Godunov: em cada passo temporal, o código reconstrói os estados à esquerda e à direita de cada interface de célula e resolve localmente um problema de Riemann, isto é, o problema de evolução de duas regiões constantes separadas por uma descontinuidade inicial. O resultado fornece os fluxos $\mathbf{F}_{i+1/2}$ usados na Eq. (45).

A reconstrução parabólica do PPM fornece alta resolução em regiões suaves, enquanto limitadores e procedimentos de achatamento do perfil reduzem oscilações espúrias perto de choques fortes. Essa combinação é crucial no colapso de núcleo. Antes do *bounce*, o código precisa acompanhar a compressão quase homóloga do núcleo interno e a queda supersônica das camadas externas. No *bounce*, a rigidez da equação de estado desacelera abruptamente o núcleo interno, criando uma onda de pressão que se transforma em choque. Depois disso, o método precisa manter uma frente de choque estreita e estável, sem produzir oscilações não físicas em pressão, densidade ou energia.

A estabilidade temporal é controlada pela condição de Courant–Friedrichs–Lewy, usualmente chamada condição CFL. De forma esquemática, o passo de tempo deve satisfazer

$$\Delta t \leq C_{\text{CFL}} \min_i \left[\frac{\Delta x_i}{|v_i| + c_{s,i}} \right], \quad (46)$$

onde c_s é a velocidade do som e $C_{\text{CFL}} < 1$ é um fator de segurança numérico. Essa restrição expressa a ideia de que a informação física não deve atravessar mais de uma fração de célula durante um único passo temporal. Perto do *bounce*, quando a velocidade do som e os gradientes hidrodinâmicos crescem rapidamente, essa condição força passos de tempo menores e ajuda a manter a integração estável.

O refinamento adaptativo de malha também contribui para o tratamento do choque. Em vez de usar a mesma resolução em toda a estrela, o AMR permite concentrar células menores nas regiões de maior gradiente, como a vizinhança do choque, o núcleo compacto e interfaces de composição. Assim, a descontinuidade hidrodinâmica é capturada em poucas células bem resolvidas, enquanto regiões mais suaves podem permanecer com resolução menor, reduzindo o custo computacional (FRYXELL et al., 2000).

O FLASH também possui módulos para magnetohidrodinâmica em outras configurações, nos quais o vetor de variáveis conservadas inclui o campo magnético e as equações passam a envolver a indução magnética e a condição $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. De forma esquemática, a MHD ideal acrescenta

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (47)$$

No entanto, a simulação analisada nesta dissertação é hidrodinâmica, unidimensional e sem campos magnéticos. Portanto, a menção à MHD serve apenas para situar capacidades gerais do FLASH; os resultados discutidos no Capítulo 5 devem ser interpretados como resultados de hidrodinâmica compressível com gravidade, EOS nuclear e tratamento aproximado de neutrinos.

3.3 MÓDULOS PARA MODELIZAÇÃO DE NEUTRINOS NO FLASH

3.3.1 Módulo de deleptonização (deleptonize)

Durante a fase de colapso que antecede o *bounce*, o módulo *deleptonize* representa de forma parametrizada a perda de léptons discutida na fundamentação teórica. Em vez de calcular explicitamente todas as taxas microscópicas de captura eletrônica, o FLASH impõe uma trajetória efetiva para a fração eletrônica como função da densidade,

$$Y_e = Y_e(\rho), \quad (48)$$

calibrada a partir de simulações unidimensionais com transporte de neutrinos mais detalhado (LIEBENDÖRFER, 2005). Assim, conforme uma célula do fluido é comprimida e sua densidade aumenta, o código ajusta Y_e para representar a perda média de léptons esperada naquele regime.

De forma esquemática, durante a compressão pré-*bounce*, a contribuição do módulo pode ser entendida como um termo-fonte para a fração eletrônica,

$$\left(\frac{\partial Y_e}{\partial t} \right)_{\text{delept}} \simeq \frac{dY_e(\rho)}{d\rho} \frac{D\rho}{Dt}, \quad (49)$$

onde D/Dt indica a derivada seguindo o movimento do fluido. Essa expressão não deve ser lida como uma solução de transporte, mas como a forma física da parametrização: a evolução de Y_e é ligada ao aumento de densidade do material colapsante.

A parametrização é usada principalmente para representar a fase de colapso até o *bounce*, fornecendo ao cálculo hidrodinâmico uma evolução mais realista de Y_e , da pressão e da estrutura do núcleo central do que uma evolução adiabática sem perdas leptônicas. No contexto desta dissertação, o papel do deleptonize é preparar o estado termodinâmico e composicional sobre o qual o esquema de *leakage* atuará depois.

Essa distinção é importante para interpretar os arquivos de saída. A queda de Y_e antes do *bounce* pode estar incorporada diretamente pela atualização parametrizada $Y_e(\rho)$, sem aparecer como um valor não nulo da taxa salva para a variação fraca de Y_e em todos os arquivos. Nesta dissertação, essa taxa é denotada por $\dot{Y}_{e,v}$, enquanto a deleptonização pré-*bounce* é acompanhada principalmente pela evolução do próprio campo Y_e . Assim, perfis com Y_e variável e $\dot{Y}_{e,v}$ nulo em épocas pré-*bounce* não são contraditórios; eles refletem a separação entre a parametrização de colapso e o termo-fonte salvo pelo tratamento pós-*bounce* (LIEBENDÖRFER, 2005; JANKA, 2012).

3.3.2 Esquema de neutrino leakage (RadTrans)

Depois do *bounce*, a aproximação de deleptonização parametrizada deixa de ser suficiente para descrever a troca de energia entre matéria e neutrinos. O módulo RadTrans usado pelo FLASH fornece uma descrição aproximada desse processo por meio de um esquema de *neutrino leakage*. Na prática, o transporte completo é substituído por termos-fonte locais calculados a partir de ρ , T e Y_e , combinando produção local, limitação difusiva em regiões opticamente espessas e, quando ativado, aquecimento por absorção em regiões externas. Comparações recentes mostram que diferenças entre tratamentos de transporte aproximados e métodos mais completos podem alterar luminosidades, aquecimento e evolução do choque, o que reforça a interpretação de $\dot{e}_v$ como diagnóstico efetivo (O’CONNOR et al., 2018; PAN et al., 2018).

O resultado final não é um espectro detalhado de neutrinos, mas um conjunto de termos que entram diretamente nas equações hidrodinâmicas:

$$\frac{De_{\text{int}}}{Dt} = \left(\frac{De_{\text{int}}}{Dt} \right)_{\text{hydro}} + \left(\frac{\partial e_{\text{int}}}{\partial t} \right)_v, \quad (50)$$

$$\frac{DY_e}{Dt} = \left(\frac{\partial Y_e}{\partial t} \right)_v. \quad (51)$$

Esses termos são o elo entre a física aproximada de neutrinos e a evolução do fluido: eles modificam a pressão, a entropia, a composição e a possibilidade de deposição de energia atrás da onda de choque. É nesse contexto que as taxas locais de troca de energia e de número leptônico devem ser interpretadas, não como observáveis globais, mas como registros dos termos-fonte calculados pelo esquema aproximado de neutrinos.

3.3.3 Origem do termo de troca de energia no FLASH

Nos arquivos de saída do FLASH, o termo local de troca de energia entre matéria e neutrinos é armazenado no campo `dele`. Nesta dissertação, essa grandeza será denotada por $\dot{e}_\nu$. Ela não é uma grandeza primitiva da equação de estado, nem uma luminosidade global calculada posteriormente. Trata-se de um termo-fonte local, calculado célula a célula pelo módulo de física de neutrinos e acoplado à evolução da energia da matéria. Na simulação usada neste trabalho, os parâmetros de execução indicam o uso conjunto da deleptonização parametrizada e do esquema de *leakage* com aquecimento por neutrinos, ativados por `useDeleptonize`, `useRadTrans` e `leak_doHeat`.

No esquema de *leakage*, a taxa de emissão local não é automaticamente igual à taxa de escape. O módulo combina uma taxa local de emissão, Q_ν^{loc} , adequada ao regime transparente, com uma taxa difusiva, Q_ν^{diff} , adequada ao regime opaco. Uma forma usual dessa interpolação é a média harmônica,

$$Q_\nu^{\text{eff}} = \left[\frac{1}{Q_\nu^{\text{loc}}} + \frac{1}{Q_\nu^{\text{diff}}} \right]^{-1}. \quad (52)$$

Assim, em regiões transparentes $Q_\nu^{\text{eff}} \approx Q_\nu^{\text{loc}}$, enquanto em regiões opacas $Q_\nu^{\text{eff}} \approx Q_\nu^{\text{diff}}$.

A parte difusiva representa o fato de que, em regiões de grande profundidade óptica, os neutrinos não escapam no tempo de cruzamento livre R/c , mas por um passeio aleatório através da matéria. De forma esquemática, se λ_ν é o livre caminho médio e τ_ν a profundidade óptica, o tempo de difusão pode ser estimado como

$$t_{\text{diff}} \sim \frac{3\tau_\nu \Delta r}{c}, \quad (53)$$

onde Δr representa a escala radial local relevante para o escape. A taxa difusiva é então interpretada como a energia ou o número de neutrinos disponíveis dividido por esse tempo característico,

$$Q_\nu^{\text{diff}} \sim \frac{E_\nu^{\text{loc}}}{t_{\text{diff}}}. \quad (54)$$

Essas expressões não significam que o código resolva uma equação de transporte espectral completa. Elas indicam a lógica da aproximação: a emissão local é limitada quando a matéria se torna opticamente espessa, evitando que energia e léptons escapem mais rapidamente do que a difusão permitiria (RUFFERT; JANKA; SCHÄFER, 1996; O'CONNOR et al., 2018; JANKA, 2012).

Além do resfriamento por emissão, o módulo também pode incluir aquecimento por absorção de neutrinos em regiões externas à protoestrela de nêutrons. Esse aquecimento é particularmente relevante na região de ganho, onde a absorção de ν_e e $\bar{\nu}_e$ por núcleons livres pode devolver energia ao material atrás do choque (JANKA, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021). Assim, para cada célula, o termo energético líquido que entra na hidrodinâmica pode ser escrito de forma esquemática como

$$\left(\frac{\partial e_{\text{int}}}{\partial t} \right)_\nu = \dot{q}_{\text{heat}} - \dot{q}_{\text{cool}}, \quad (55)$$

onde e_{int} é a energia interna específica da matéria. A taxa específica líquida de troca de energia é então identificada por

$$\dot{e}_v \equiv \left(\frac{\partial e_{\text{int}}}{\partial t} \right)_v, \quad (56)$$

com unidades de energia por massa por tempo. Pela convenção de sinal usada nos arquivos analisados, valores negativos de $\dot{e}_v$ indicam resfriamento líquido da matéria por emissão de neutrinos, enquanto valores positivos indicam aquecimento líquido por absorção. Em termos práticos, $\dot{e}_v$ corresponde ao campo `dele` salvo pelo FLASH.

De modo análogo, a taxa local de variação da fração eletrônica por processos fracos será escrita como

$$\dot{Y}_{e,v} \equiv \left(\frac{\partial Y_e}{\partial t} \right)_v. \quad (57)$$

A diferença essencial é que $\dot{Y}_{e,v}$ mede a variação líquida do número leptônico eletrônico, enquanto $\dot{e}_v$ mede a troca líquida de energia. Por isso, processos que carregam energia em neutrinos sem alterar significativamente Y_e , como canais térmicos de produção de pares, podem contribuir para $\dot{e}_v$ sem produzir contribuição equivalente em $\dot{Y}_{e,v}$. Essa distinção é central para a interpretação física dos resultados e para o método de estimativa da energia média efetiva apresentado a seguir.

4 ANÁLISE DA TROCA DE ENERGIA E BALANÇO ENERGÉTICO

4.1 PÓS-PROCESSAMENTO DOS DIAGNÓSTICOS DA SIMULAÇÃO

Os resultados apresentados no Capítulo 5 foram obtidos a partir dos arquivos de saída hidrodinâmicos do FLASH e de um arquivo global de diagnóstico da simulação. Os perfis radiais usam os campos de densidade, temperatura, velocidade radial, entropia, fração eletrônica, taxa de variação leptônica e taxa de troca de energia. Nos arquivos do FLASH, essas duas últimas grandezas aparecem como $\dot{y}_e$ e $\dot{y}_v$; no texto, elas serão denotadas por $\dot{Y}_{e,v}$ e $\dot{e}_v$, respectivamente. O instante de *bounce* foi identificado pelo máximo da densidade central, adotando-se

$$t_b = 0,2335 \text{ s.} \quad (58)$$

Todos os tempos pós-*bounce* usados nos gráficos são definidos por

$$t_{pb} = t - t_b. \quad (59)$$

Quando um perfil é apresentado em uma época específica, o arquivo escolhido é aquele cujo tempo salvo é mais próximo do valor desejado de t_{pb} .

Como a simulação é unidimensional e esfericamente simétrica, a coordenada radial foi reconstruída a partir das caixas de malha dos arquivos HDF5 do FLASH. Para cada bloco, as posições das células foram calculadas no centro dos volumes de malha e depois ordenadas por raio. As distâncias são convertidas de centímetros para quilômetros nas figuras. Essa reconstrução preserva a interpretação esférica do problema e permite integrar grandezas volumétricas por meio de elementos de volume

$$dV_i = 4\pi r_i^2 \Delta r_i, \quad (60)$$

onde Δr_i é estimado a partir do espaçamento radial local.

O raio do choque é determinado combinando informação cinemática e termodinâmica. Sempre que há uma transição clara no perfil de velocidade radial, a mudança entre material em queda e material desacelerado pelo choque fornece um marcador direto da frente de choque. Em fases em que essa transição não é simples de identificar, usa-se também o salto de entropia produzido pelo choque. Na prática, o diagnóstico adotado procura a região externa ao núcleo central, com $r > 50 \text{ km}$, em que a entropia específica excede um limiar típico de material pós-choque,

$$s > 6k_B \text{ baryon}^{-1}. \quad (61)$$

O raio do choque é então associado à posição mais externa que satisfaz esse critério. Esse limiar não é uma constante física universal; ele é um critério operacional para acompanhar a descontinuidade hidrodinâmica nos perfis analisados, coerente com o aumento de entropia esperado no material processado pelo choque (JANKA, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021).

A taxa de acreção a montante do choque é estimada como um diagnóstico hidrodinâmico local,

$$\dot{M}_{\text{up}} \simeq 4\pi R_{\text{sh}}^2 \rho_{\text{up}} |v_{r,\text{up}}|, \quad (62)$$

onde ρ_{up} e $v_{r,\text{up}}$ são avaliados no material em queda imediatamente externo ao choque. No pós-processamento, usa-se a mediana das células localizadas logo à frente de R_{sh} para reduzir a sensibilidade a uma única célula. Esse valor deve ser lido como uma estimativa diagnóstica, não como uma taxa de acreção de transporte conservativo calculada diretamente pelo FLASH.

Também são calculados raios e massas associados à protoestrela de nêutrons por limiares de densidade. Para um limiar ρ_* , definimos

$$R_{\rho_*}(t) = \max\{r : \rho(r, t) > \rho_*\}, \quad (63)$$

e

$$M_{\rho_*}(t) = \int_0^{R_{\rho_*}} 4\pi r^2 \rho(r, t) dr. \quad (64)$$

Foram usados os limiares $\rho_* = 10^{11}$ e $10^{12} \text{ g cm}^{-3}$. Essas superfícies não definem uma fronteira única e fundamental da protoestrela de nêutrons, mas permitem acompanhar de forma reproduzível a contração e o crescimento da região densa central.

As potências integradas de resfriamento e aquecimento por neutrinos são calculadas a partir de $\dot{e}_\nu$. Como discutido na Seção 3.3.3, essa grandeza representa uma taxa específica líquida de troca de energia entre matéria e neutrinos. Assim, valores negativos indicam perda líquida de energia pela matéria, enquanto valores positivos indicam deposição líquida de energia. Para cada instante, definimos

$$L_{\text{cool}} = - \sum_{\dot{e}_{\nu,i} < 0} \rho_i \dot{e}_{\nu,i} dV_i, \quad (65)$$

e

$$L_{\text{heat}} = \sum_{\dot{e}_{\nu,i} > 0} \rho_i \dot{e}_{\nu,i} dV_i. \quad (66)$$

Essas grandezas são diagnósticos efetivos integrados a partir de $\dot{e}_\nu$. Elas não devem ser confundidas com luminosidades espectrais por sabor obtidas em transporte multigrupo completo.

O sinal de $\dot{e}_\nu$ também permite identificar regiões de resfriamento líquido, com $\dot{e}_\nu < 0$, e regiões de aquecimento líquido, com $\dot{e}_\nu > 0$. Essa separação fornece um diagnóstico aproximado da zona em que o tratamento de neutrinos deposita energia no fluido. No entanto, nesta dissertação ela não é usada para definir de forma robusta M_{gain} , τ_{heat} ou τ_{adv} . Essas quantidades exigiriam uma identificação estável do raio de ganho, do raio do choque, da massa contida entre essas superfícies, da taxa de acreção e da energia de ligação do material. Como o pós-processamento disponível não armazena diretamente todas essas grandezas, em particular uma reconstrução completa do potencial gravitacional e da taxa de acreção local, os resultados são apresentados em termos de potências efetivas de resfriamento e aquecimento, além do raio emissivo efetivo definido adiante.

Para visualizar a extensão radial da deposição de energia, definimos ainda os limites operacionais

$$r_{\text{heat,min}} = \min\{r : \dot{e}_v(r, t) > 0\}, \quad r_{\text{heat,max}} = \max\{r : \dot{e}_v(r, t) > 0\}, \quad (67)$$

calculados no intervalo radial relevante para a região pós-*bounce*. O raio $r_{\text{heat,peak}}$ é definido como a posição da casca que mais contribui para a integral positiva de $\rho \dot{e}_v dV$. A razão cumulativa

$$\frac{E_{\text{heat}}(t)}{E_{\text{cool}}(t)} = \frac{\int_0^t L_{\text{heat}}(t') dt'}{\int_0^t L_{\text{cool}}(t') dt'} \quad (68)$$

mede a fração efetiva da energia removida por neutrinos que retorna ao fluido por aquecimento líquido dentro da aproximação usada.

Por fim, foram construídos mapas espaço-temporais de $\dot{e}_v$ e $\dot{Y}_{e,v}$ por interpolação dos perfis radiais em uma malha comum de raio e tempo. Diagramas no plano (ρ, T) foram ponderados pela potência por casca, $\rho |\dot{e}_v| dV$, separando células em resfriamento e em aquecimento líquido. Correlações entre diagnósticos temporais foram estimadas por coeficientes de Pearson no intervalo pós-*bounce*. Para duas séries temporais X_i e Y_i , esse coeficiente é definido por

$$r_{XY} = \frac{\sum_i (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{[\sum_i (X_i - \bar{X})^2]^{1/2} [\sum_i (Y_i - \bar{Y})^2]^{1/2}}, \quad (69)$$

em que $\bar{X}$ e $\bar{Y}$ são as médias temporais das séries analisadas. O valor $r_{XY} = 1$ indica correlação linear positiva perfeita, $r_{XY} = -1$ indica correlação linear negativa perfeita e $r_{XY} = 0$ indica ausência de correlação linear. Nesta dissertação, esses coeficientes são usados apenas como indicadores exploratórios de tendências simultâneas, não como prova de causalidade.

O arquivo global da simulação fornece ainda diagnósticos de energia total, cinética e interna. Nesta dissertação, essas colunas são usadas como diagnósticos hidrodinâmicos globais, em unidades de 10^{51} erg, para acompanhar a redistribuição de energia durante o colapso e o pós-*bounce*. Elas não devem ser confundidas com a densidade de energia conservada local E usada na formulação de volumes finitos do Capítulo 3. A interpretação das energias globais depende das convenções do problema numérico, especialmente do tratamento gravitacional e dos termos incluídos no balanço global. Por isso, elas não são usadas aqui como uma medida direta da energia final de explosão.

4.2 ENERGIA MÉDIA EFETIVA DOS NEUTRINOS

Além da luminosidade total associada ao resfriamento e ao aquecimento por neutrinos, uma grandeza importante para caracterizar o sinal emitido é a energia média dos neutrinos. Em um cálculo com transporte espectral completo, essa quantidade poderia ser obtida diretamente a partir da distribuição em energia de cada sabor. No tratamento utilizado aqui, entretanto, a informação espectral não é armazenada de forma explícita nos arquivos de saída do FLASH.

Por isso, a energia média deve ser estimada por uma prescrição efetiva, construída a partir das grandezas termodinâmicas e das taxas de troca de energia disponíveis na simulação.

O ponto de partida é interpretar $\dot{e}_\nu$, definido na Seção 3.3.3 pela Eq. (56), como uma taxa específica líquida de troca de energia entre a matéria e o campo de neutrinos. Nas regiões em que $\dot{e}_\nu$ é negativo, a matéria perde energia para os neutrinos, caracterizando resfriamento local. Assim, definimos

$$\dot{\epsilon}_\nu = -\dot{e}_\nu, \quad (70)$$

para as células em que ocorre emissão líquida. Como $\dot{e}_\nu$ é dado por unidade de massa, a taxa volumétrica de emissão é obtida multiplicando-se pela densidade local:

$$q_\nu = \rho \dot{\epsilon}_\nu. \quad (71)$$

A temperatura efetiva de emissão é então definida como uma média da temperatura local ponderada pela potência neutrínica emitida em cada elemento de volume. Para um perfil esfericamente simétrico, essa definição pode ser escrita como

$$T_{\text{eff}}(t) = \frac{\int_{\mathcal{V}_{\text{cool}}} q_\nu(r, t) T(r, t) dV}{\int_{\mathcal{V}_{\text{cool}}} q_\nu(r, t) dV}, \quad (72)$$

em que $\mathcal{V}_{\text{cool}}$ representa a região de resfriamento líquido. Esta ponderação evita atribuir o mesmo peso a regiões quentes porém pouco emissivas e a regiões que dominam efetivamente a perda de energia por neutrinos.

No pós-processamento usado para os resultados, $\mathcal{V}_{\text{cool}}$ é restrita às células com $\dot{e}_\nu < 0$ no intervalo radial $0,5 < r < 400$ km. O limite interno evita que uma única célula muito central domine artificialmente a média, enquanto o limite externo remove regiões distantes que não pertencem ao domínio emissivo relevante da protoestrela de nêutrons e da região pós-choque.

Uma vez obtida T_{eff} , a energia média é estimada supondo que o espectro efetivo dos neutrinos seja aproximadamente descrito por uma distribuição de Fermi-Dirac. Nesse caso,

$$\langle E_\nu \rangle = \alpha_{\text{FD}} k_B T_{\text{eff}}, \quad (73)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann e α_{FD} é o fator que relaciona a temperatura do espectro à energia média. Para uma distribuição de Fermi-Dirac com parâmetro de degenerescência η , esse fator é

$$\alpha_{\text{FD}} = \frac{F_3(\eta)}{F_2(\eta)}, \quad (74)$$

com $F_k(\eta)$ representando a integral de Fermi de ordem k . No limite não degenerado, $\eta = 0$, obtém-se $\alpha_{\text{FD}} \simeq 3,151$. Em regiões mais densas e degeneradas, como o interior da protoestrela de nêutrons, valores moderadamente maiores podem ser esperados. Assim, a energia média obtida por essa prescrição deve ser entendida como uma estimativa efetiva, não como a reconstrução de um espectro transportado por grupos de energia.

É importante destacar por que a estimativa foi baseada em uma temperatura ponderada por $\dot{e}_\nu$, e não diretamente na razão entre as taxas de energia e de número leptônico. A grandeza

$\dot{Y}_{e,\nu}$ acompanha a variação líquida da fração eletrônica, sendo sensível principalmente ao balanço entre processos que produzem e absorvem neutrinos do elétron. Já $\dot{e}_\nu$ inclui a troca líquida de energia associada ao conjunto das espécies tratadas pelo esquema de *leakage*. Como processos de produção de pares podem carregar energia sem produzir uma variação líquida correspondente em Y_e , a razão entre $\dot{e}_\nu$ e $\dot{Y}_{e,\nu}$ não fornece, de forma geral, uma energia média robusta. A definição por T_{eff} preserva a ligação física entre temperatura local e escala energética do espectro, ao mesmo tempo em que usa o peso emissivo fornecido diretamente pela simulação.

Essa construção possui limitações naturais. Ela não distingue explicitamente os sabores ν_e , $\bar{\nu}_e$ e ν_x , não resolve a dependência espectral das opacidades e não substitui um cálculo de transporte multigrupo. Seu papel nesta dissertação é fornecer uma escala energética média compatível com as variáveis disponíveis no pós-processamento, permitindo comparar a evolução térmica e emissiva da simulação com expectativas físicas gerais para neutrinos de supernovas por colapso de núcleo.

Além da energia média, também é registrado um raio emissivo efetivo. Ele é definido como o raio da célula ou casca radial que fornece a maior contribuição para a potência emitida,

$$R_{\text{em}}(t) = r_j, \quad j = \arg \max_i (q_{\nu,i} dV_i). \quad (75)$$

Esse raio não é uma neutrinosfera calculada por profundidade óptica. Ele indica onde, dentro da prescrição efetiva adotada, a emissão ponderada por volume é máxima. Por isso, deve ser lido como um diagnóstico de pós-processamento e não como uma superfície física de desacoplamento dos neutrinos.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO (SIMULAÇÕES)

5.1 VISÃO GERAL DA ANÁLISE

Este capítulo apresenta os resultados da simulação unidimensional de supernova por colapso de núcleo realizada com o progenitor *s15s7b2*, a equação de estado LS220 e o tratamento aproximado de neutrinos descrito nos capítulos anteriores. A análise foi organizada para reconstruir a evolução física do evento, e não apenas listar diagnósticos isolados. A sequência começa no núcleo central em colapso, passa pelo *bounce*, acompanha a formação e a propagação do choque, caracteriza a protoestrela de nêutrons e termina no balanço energético mediado por neutrinos.

Essa ordem segue a causalidade principal da simulação. A densidade central e a fração eletrônica mostram quando o núcleo interno perde suporte e atinge densidades nucleares. O *bounce* lança o choque, que reorganiza os perfis radiais de densidade, velocidade e entropia. A região central remanescente permanece quente e compacta, tornando-se a fonte dominante de neutrinos. Por fim, as taxas efetivas de resfriamento e aquecimento mostram como parte da energia liberada no colapso é transportada para fora e parcialmente depositada atrás do choque.

As grandezas apresentadas foram extraídas dos arquivos de saída do FLASH por meio dos campos hidrodinâmicos de densidade, temperatura, velocidade radial, entropia, fração eletrônica, taxa leptônica $\dot{Y}_{e,\nu}$ e taxa energética $\dot{e}_\nu$. O instante de *bounce* foi identificado pelo pico da densidade central, adotando-se $t_b = 0,2335$ s como referência temporal. Assim, os tempos mostrados nas figuras e tabelas são dados por $t_{pb} = t - t_b$. O procedimento de reconstrução radial, integração volumétrica e identificação do choque é descrito no Capítulo 4. Além dos perfis em épocas selecionadas, foi realizada uma campanha de pós-processamento sobre a sequência temporal da simulação para reconstruir mapas espaço-temporais, diagnósticos de acreção, superfícies de densidade da protoestrela de nêutrons, diagramas termodinâmicos ponderados pela emissão e correlações entre grandezas globais. Esses produtos serão introduzidos de forma progressiva, sempre associados à fase física que ajudam a interpretar.

5.2 COLAPSO E *BOUNCE*

A primeira etapa da simulação é dominada pela contração do núcleo. A Figura 5 mostra essa fase pela evolução da densidade central. Durante o colapso, a compressão gravitacional eleva rapidamente ρ_c até valores supranucleares. O máximo encontrado na simulação foi $\rho_c \simeq 2,96 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, equivalente a aproximadamente $1,10\rho_{\text{nuc}}$ para $\rho_{\text{nuc}} = 2,7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Esse resultado é compatível com o enrijecimento da equação de estado em densidades nucleares e com a formação inicial de uma protoestrela de nêutrons. O pico de ρ_c define o instante em que o núcleo interno deixa de acompanhar o colapso livre e passa a responder elasticamente à compressão extrema.

A evolução conjunta da temperatura central e da fração eletrônica central, mostrada na

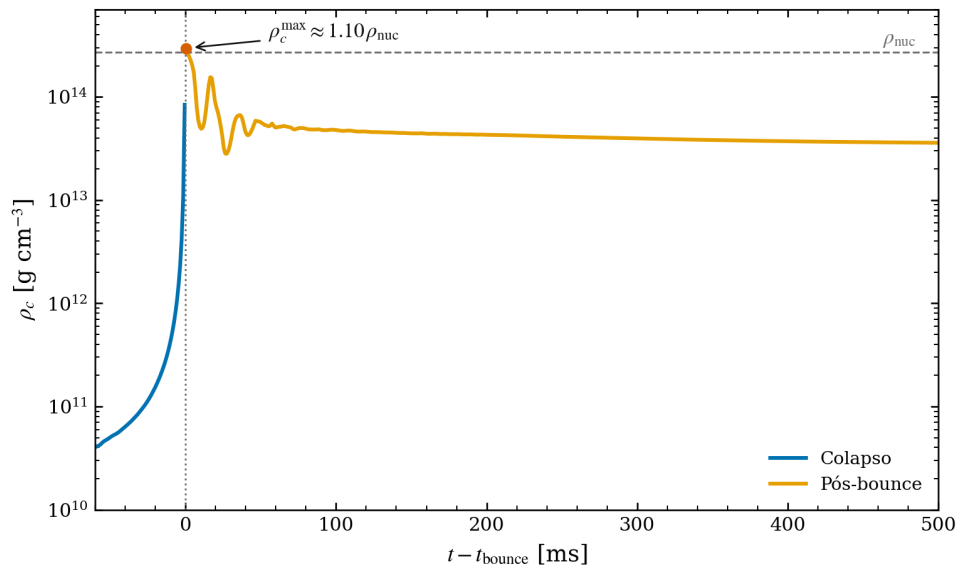


Figura 5 – Evolução temporal da densidade central. O máximo de ρ_c identifica o instante de *bounce*.

Figura 6, completa esse quadro. O valor central de Y_e cai para aproximadamente 0,278 no *bounce*, refletindo a deleptonização do material durante o colapso. Ao mesmo tempo, a temperatura central atinge valores da ordem de 10^2 GK, correspondendo a uma escala térmica de alguns MeV. Assim, o primeiro conjunto de resultados mostra a sequência que prepara a explosão. A compressão aumenta a densidade, as capturas eletrônicas reduzem Y_e , o aquecimento central eleva a temperatura e a rigidez da matéria nuclear interrompe bruscamente o colapso do núcleo interno. O passo seguinte é observar como essa parada aparece fora do centro, na forma de uma frente de choque.

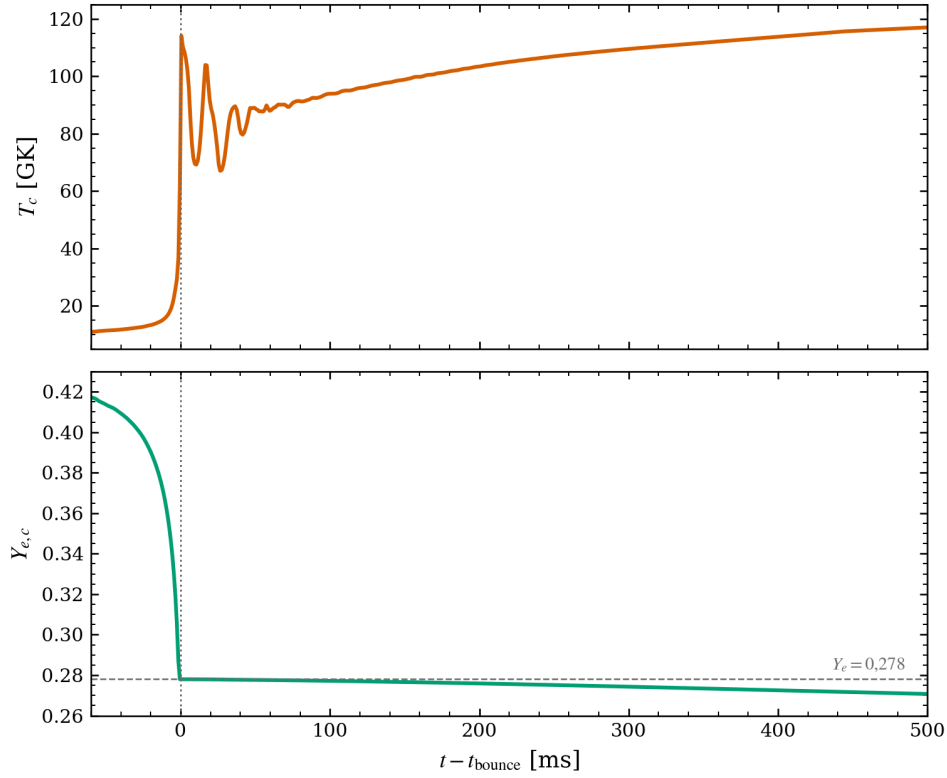


Figura 6 – Temperatura central e fração eletrônica central em função do tempo relativo ao *bounce*.

5.3 EVOLUÇÃO DO CHOQUE

O próximo elemento da imagem é a frente de choque. A parada súbita do núcleo interno lança uma onda de pressão que se transforma em choque e começa a se propagar contra o material ainda em queda. A Figura 7 mostra a posição dessa frente obtida a partir dos perfis hidrodinâmicos. O choque se expande rapidamente nos primeiros milissegundos pós-*bounce*, atinge raios da ordem de centenas de quilômetros e alcança um valor máximo de $R_{\text{sh}} \simeq 234$ km em $t_{\text{pb}} \simeq 122,5$ ms. Em $t_{\text{pb}} \simeq 500$ ms, o raio detectado permanece próximo de 203 km.

Essa evolução reúne dois efeitos opostos. De um lado, o choque carrega a energia mecânica produzida no *bounce*; de outro, perde energia por fotodesintegração, emissão de neutrinos e trabalho contra a acreção. Para esta simulação específica, os diagnósticos indicam que o choque não deve ser descrito simplesmente como estabilizado em 80–150 km em tempos avançados. A posição calculada permanece mais externa, perto de 200 km no fim da janela analisada. Esse ponto é importante porque mostra que a comparação com a literatura deve ser feita a partir dos diagnósticos da própria simulação, e não apenas por faixas típicas esperadas (JANKA, 2012; O’CONNOR et al., 2018; BURROWS; VARTANYAN, 2021; COUCH; WARREN; O’CONNOR, 2020).

A Figura 8 compara o raio do choque obtido pelo critério termodinâmico descrito pela Eq. (61) com o diagnóstico bruto salvo na varredura temporal. A mesma figura mostra uma

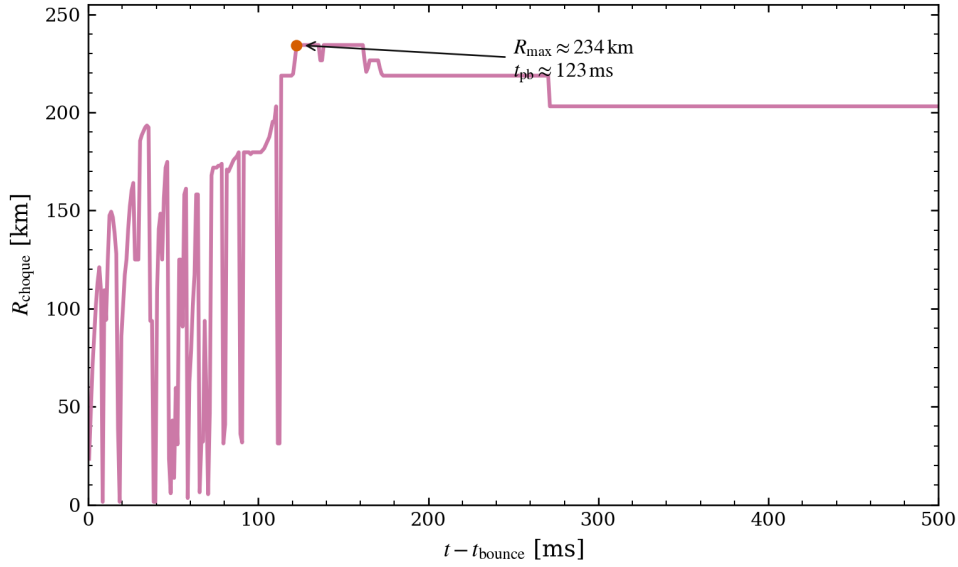


Figura 7 – Evolução do raio do choque após o *bounce*.

estimativa da taxa de acreção a montante, $\dot{M}_{\text{up}}$, calculada pela Eq. (62). Nos primeiros milissegundos pós-*bounce*, essa estimativa é ruidosa e pode atingir valores muito altos, pois o choque ainda está se formando e a separação entre material pré-choque e pós-choque muda rapidamente. A partir de algumas dezenas de milissegundos, porém, ela mostra a tendência esperada de queda da acreção: em $t_{\text{pb}} \simeq 50$ ms obtém-se $\dot{M}_{\text{up}} \simeq 1,9 M_{\odot} \text{s}^{-1}$, enquanto em $t_{\text{pb}} \simeq 500$ ms o valor cai para aproximadamente $0,24 M_{\odot} \text{s}^{-1}$. Essa redução ajuda a interpretar a evolução conjunta entre pressão de ram, posição do choque e luminosidade de neutrinos alimentada por acreção.

Com a posição global do choque estabelecida, os perfis radiais mostram como essa frente reorganiza o fluido. Os perfis de densidade e velocidade, mostrados nas Figuras 9 e 10, complementam essa interpretação. A densidade revela a compactação do núcleo e a reorganização do material pós-*bounce*. A velocidade radial mostra a coexistência entre material em queda e regiões afetadas pela passagem do choque.

Antes do *bounce*, os perfis de velocidade confirmam a aceleração do material em queda. Em $t_{\text{pb}} = -50$ ms, a velocidade radial mais negativa no domínio analisado é cerca de $v_r \simeq -0,014c$, enquanto em $t_{\text{pb}} = -10$ ms ela chega a aproximadamente $v_r \simeq -0,026c$. No instante de *bounce*, o valor mínimo atinge cerca de $v_r \simeq -0,20c$. Uma estimativa direta dos termos da equação de momento, feita entre 10 e 1000 km nos perfis pré-*bounce*, indica que a aceleração gravitacional supera a aceleração associada ao gradiente de pressão em cerca de 93% da massa amostrada em $t_{\text{pb}} = -50$ ms e 87% em $t_{\text{pb}} = -10$ ms.

Depois do *bounce*, a separação entre material processado e não processado pelo choque aparece de forma clara nos perfis de entropia. Em $t_{\text{pb}} = 50$ ms, por exemplo, o choque está em $R_{\text{sh}} \simeq 163$ km. A entropia típica atrás da frente é $s \simeq 7,85 k_B$ por bárion, enquanto à frente do choque ela é $s \simeq 2,57 k_B$ por bárion. Em $t_{\text{pb}} = 100$ ms, essa diferença permanece evidente, com $R_{\text{sh}} \simeq 179$ km e entropias típicas de $s \simeq 8,61 k_B$ por bárion atrás do choque e $s \simeq 2,41 k_B$ por

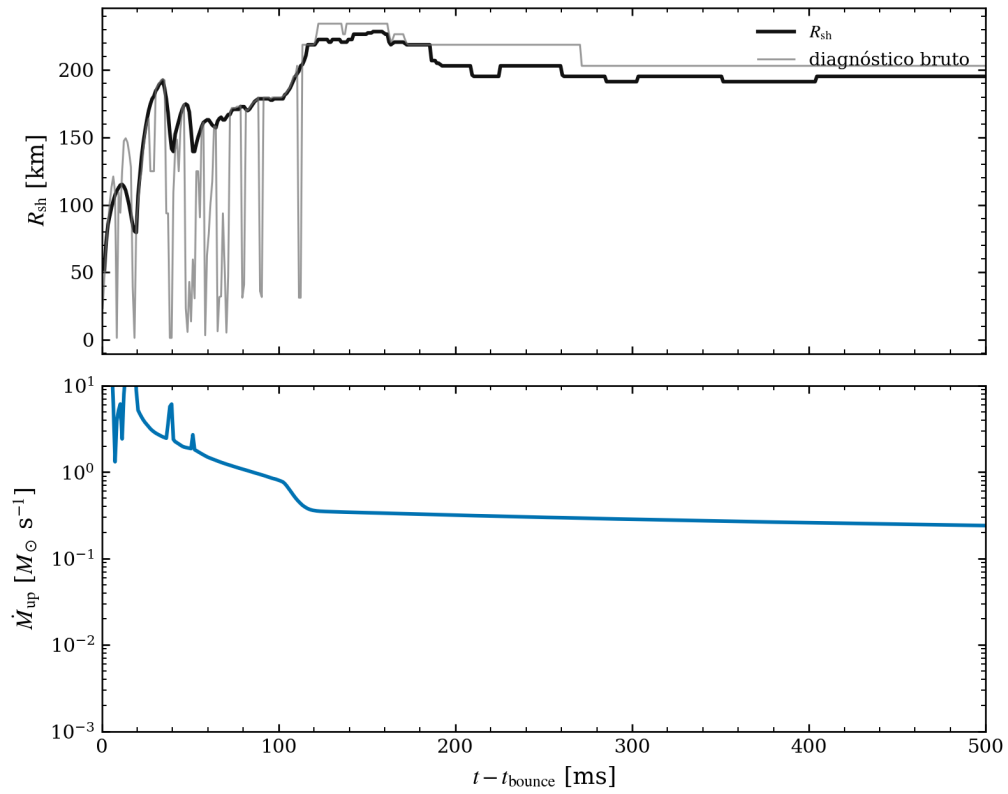


Figura 8 – Raio do choque e estimativa da taxa de acreção a montante. A taxa $\dot{M}_{\text{up}}$ é um diagnóstico aproximado calculado no material em queda logo à frente do choque.

bárion à frente. Esses valores exemplificam a conversão de energia cinética em energia interna e a descontinuidade termodinâmica produzida pela passagem do choque.

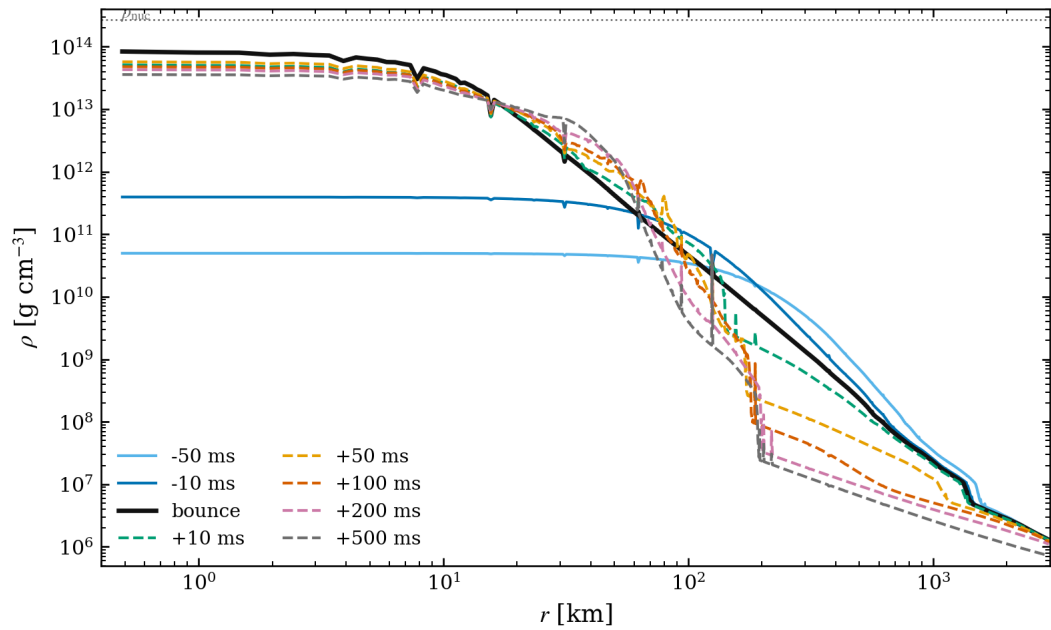


Figura 9 – Perfis radiais de densidade em épocas seleccionadas antes e depois do *bounce*.

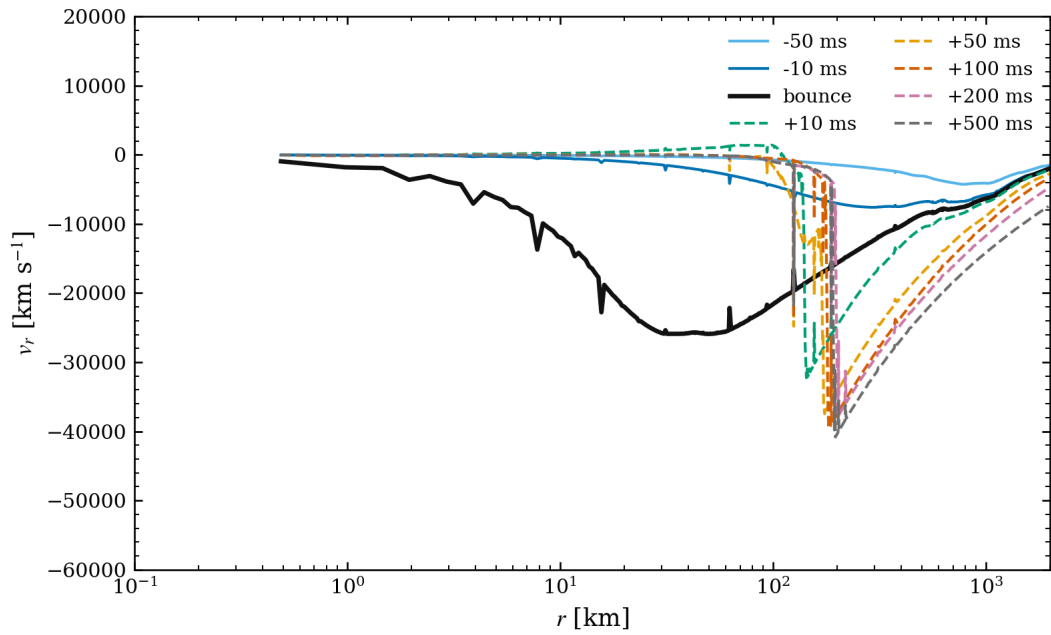


Figura 10 – Perfis radiais de velocidade. Valores negativos indicam material em queda, enquanto mudanças de estrutura no perfil marcam a ação do choque.

5.4 ESTRUTURA TERMODINÂMICA DA PROTOESTRELA DE NÊUTRONS

Enquanto o choque se move para fora, a região central permanece como o reservatório denso e quente que domina a emissão de neutrinos. A formação da protoestrela de nêutrons aparece de forma clara na trajetória termodinâmica central, apresentada na Figura 11. O núcleo evolui para densidades próximas ou superiores à densidade nuclear e para temperaturas centrais elevadas. Essa trajetória condensa a sequência física do colapso. A matéria é comprimida, aquecida e finalmente sustentada pelo aumento da rigidez da equação de estado nuclear.

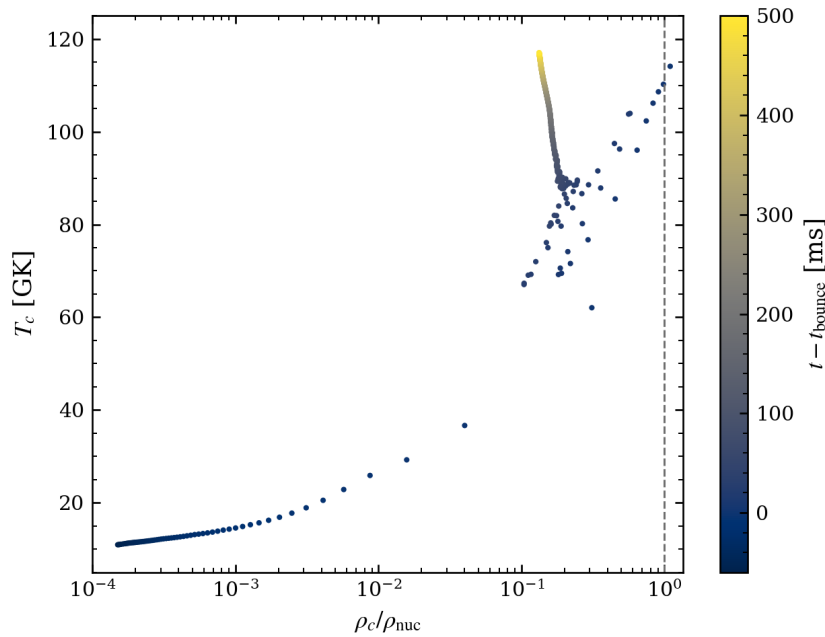


Figura 11 – Trajetória termodinâmica central no plano $\rho_c/\rho_{\text{nuc}}-T_c$.

A evolução da região densa central é mostrada de outra forma na Figura 12, usando as definições operacionais das Eqs. (63) e (64). O raio associado ao limiar $\rho > 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ permanece da ordem de 40–58 km entre 10 e 500 ms pós-*bounce*, enquanto a massa contida nessa superfície cresce de aproximadamente $0,58M_{\odot}$ para $1,36M_{\odot}$. Para o limiar menos denso, $\rho > 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, a superfície externa se localiza em raios maiores, próximos de 67–111 km no mesmo intervalo, e a massa cresce até cerca de $1,48M_{\odot}$. Esse comportamento é compatível com uma protoestrela de nêutrons que continua acumulando massa por acreção enquanto sua estrutura interna se reorganiza termodinamicamente. O quadro resultante é o de um núcleo compacto que cresce em massa ao mesmo tempo em que estabelece as condições de temperatura e densidade responsáveis pela emissão intensa de neutrinos.

Essa estrutura central não está isolada do restante da estrela. Os perfis de entropia pós-*bounce*, mostrados na Figura 13, indicam o aquecimento produzido pela passagem do choque. O material pré-choque possui entropia relativamente baixa, enquanto a região pós-choque apresenta entropias mais elevadas. Esse contraste é um dos indicadores hidrodinâmicos usados para acompanhar a posição do choque e a estrutura do material aquecido (JANKA, 2012; BURROWS;

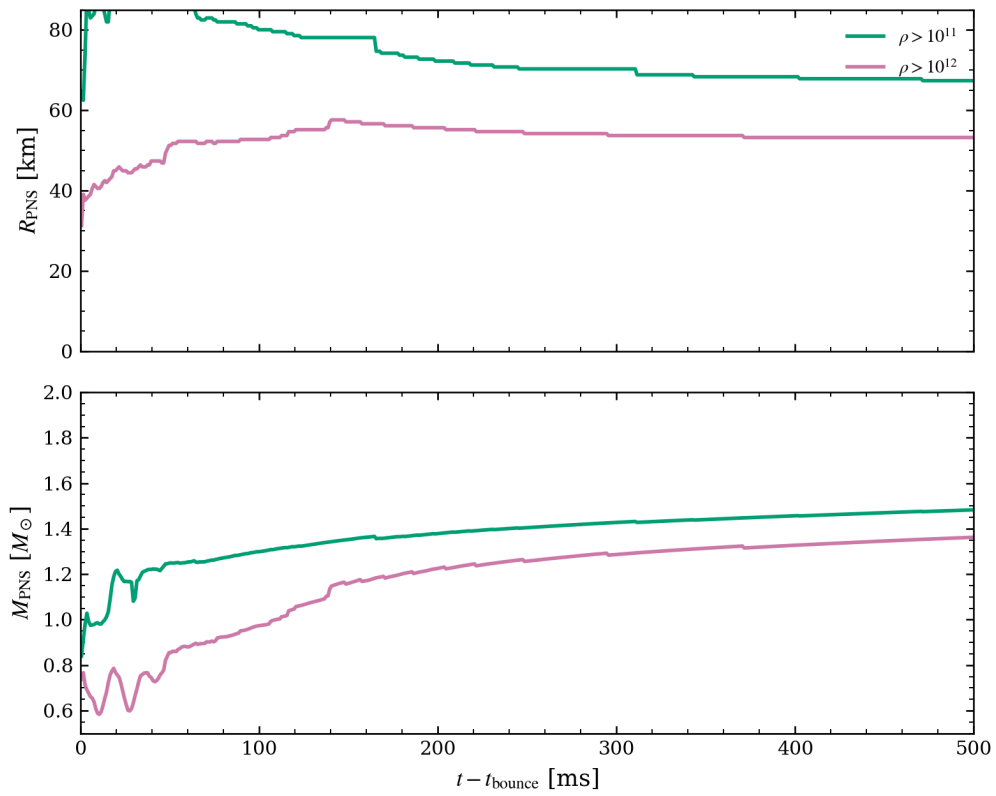


Figura 12 – Raios e massas da região densa central definidos por limiares de densidade. As curvas indicam superfícies operacionais da protoestrela de nêutrons, não uma fronteira física única.

VARTANYAN, 2021). A protoestrela de nêutrons, o choque e o material aquecido formam, portanto, uma estrutura acoplada. A composição do fluido é o próximo elemento necessário para entender como essa estrutura troca energia e léptons com os neutrinos.

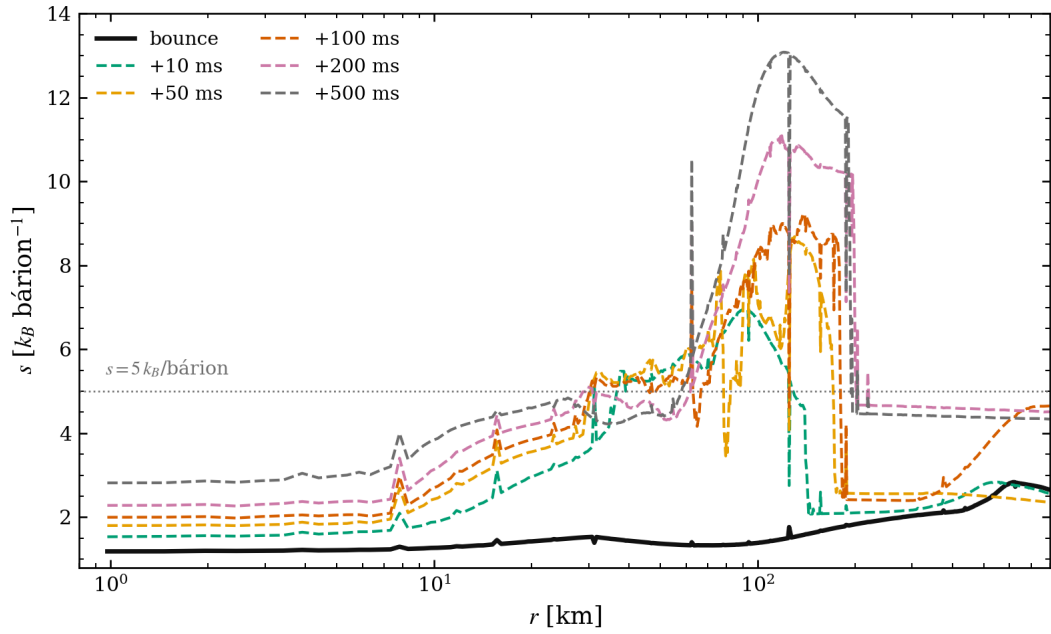


Figura 13 – Perfis de entropia após o *bounce*. O aumento de entropia marca o material processado pelo choque.

5.5 DELEPTONIZAÇÃO E EVOLUÇÃO DE Y_e

A hidrodinâmica descrita até aqui é acompanhada por uma mudança de composição. A evolução da fração eletrônica é um dos diagnósticos centrais dessa mudança, pois indica o grau de neutronização do material. A Figura 14 mostra que o núcleo se torna mais neutronizado durante a evolução, com valores menores de Y_e nas regiões centrais. Esse comportamento está diretamente ligado às capturas eletrônicas e à emissão de neutrinos do elétron durante a fase de colapso.

A Figura 15 apresenta os perfis de $\dot{Y}_{e,\nu}$ calculados pelo tratamento aproximado de neutrinos. Essa grandeza não mede energia, mas a variação líquida da fração eletrônica por processos fracos. Por isso, ela deve ser interpretada em conjunto com $\dot{e}_\nu$, que registra a troca líquida de energia entre matéria e neutrinos. Nos arquivos analisados, as épocas pré-*bounce* selecionadas e o próprio instante de *bounce* apresentam $\dot{Y}_{e,\nu} = 0$ nessa janela radial. A figura mostra, portanto, apenas as épocas pós-*bounce* em que o termo se torna diferente de zero. Essa leitura segue a distinção entre a parametrização pré-*bounce* $Y_e(\rho)$ e os termos de *leakage* salvos nos campos de saída (LIEBENDÖRFER, 2005; JANKA, 2012).

A Figura 16 estende essa leitura para o plano espaço-temporal. O painel superior mostra o sinal local de $\dot{e}_\nu$: regiões azuis correspondem a resfriamento líquido da matéria, enquanto regiões vermelhas correspondem a aquecimento líquido. A emissão domina em raios menores, próximos à protoestrela de nêutrons, ao passo que o aquecimento aparece em uma faixa externa que acompanha a região pós-choque. O painel inferior mostra $\dot{Y}_{e,\nu}$, evidenciando que a evolução leptônica não coincide ponto a ponto com a troca energética. Essa diferença reforça a distinção

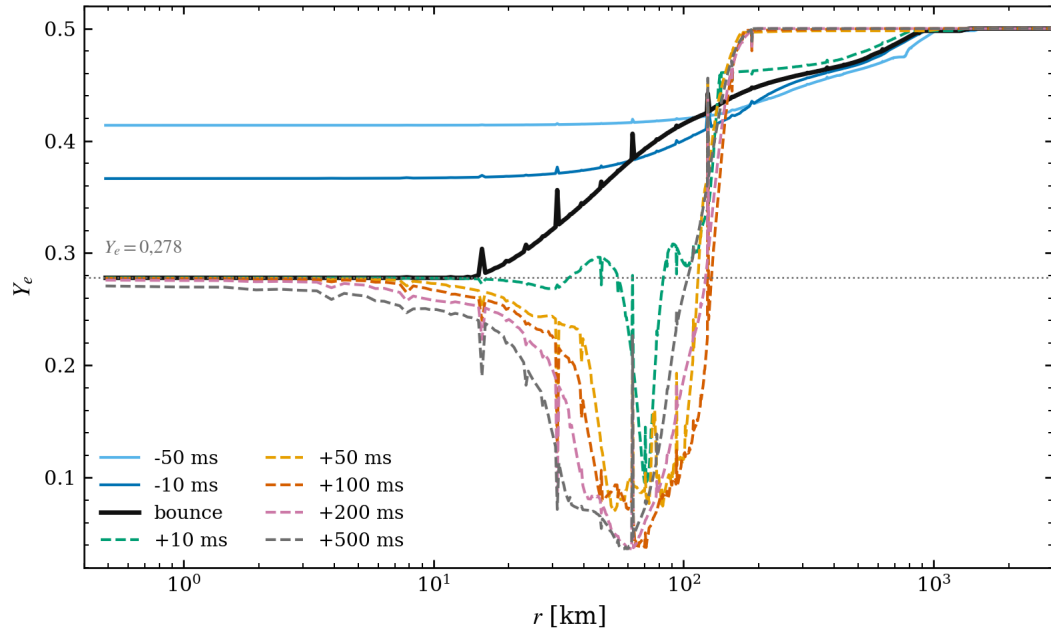


Figura 14 – Perfis radiais da fração eletrônica em épocas selecionadas.

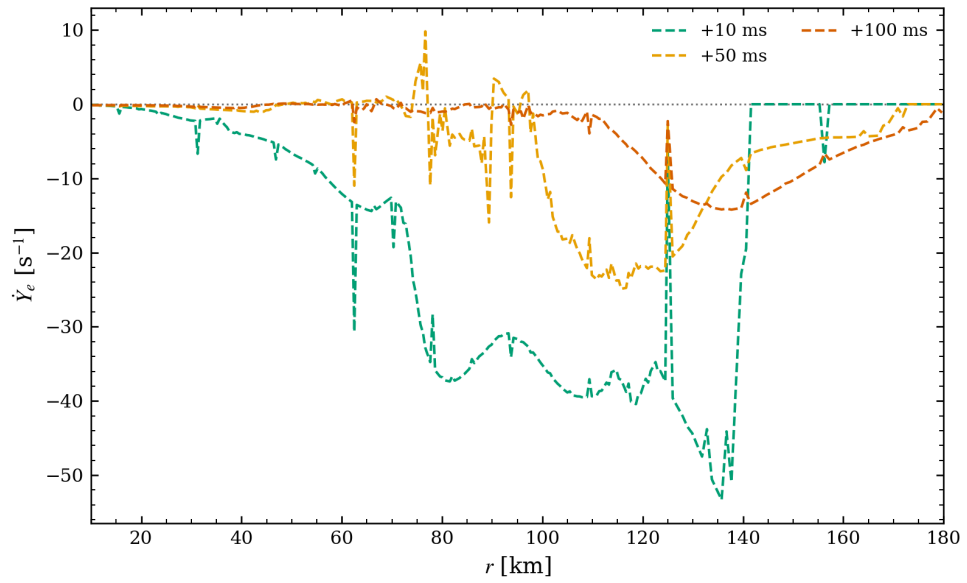


Figura 15 – Taxa radial de variação da fração eletrônica, $\dot{Y}_{e,v}$, em épocas pós-*bounce*.

feita no Capítulo 4 entre $\dot{e}_\nu$ e $\dot{Y}_{e,\nu}$. O mapa também ajuda a visualizar a arquitetura do pós-*bounce*. Há uma região interna dominada por resfriamento, uma faixa externa de aquecimento líquido e, entre elas, uma estrutura de composição que evolui conforme o material é processado pelo choque e pelo campo aproximado de neutrinos. Essa separação espacial prepara a análise do balanço energético.

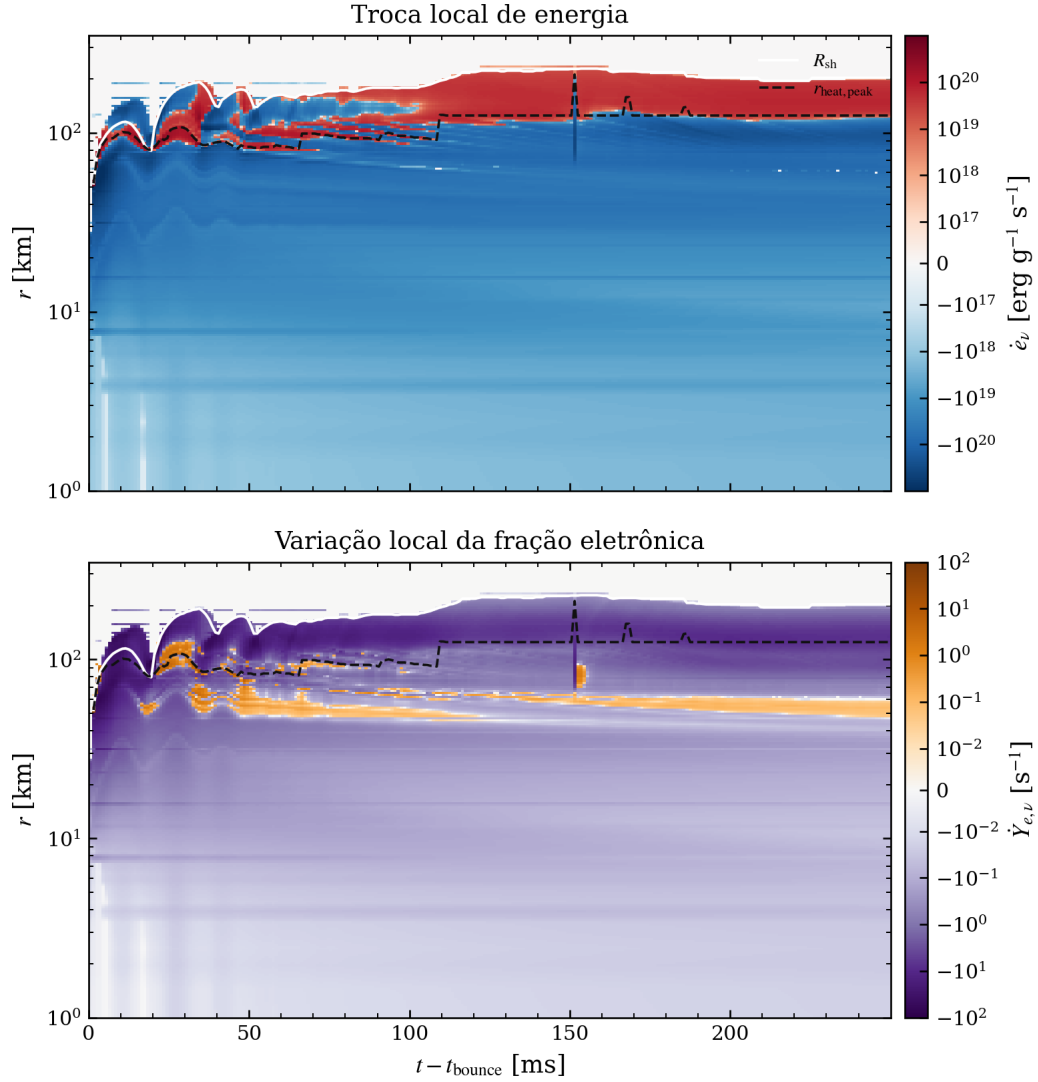


Figura 16 – Mapas espaço-temporais da taxa local de troca de energia $\dot{e}_\nu$ e da taxa de variação leptônica $\dot{Y}_{e,\nu}$. As curvas indicam o raio do choque e o raio de pico do aquecimento líquido.

5.6 LUMINOSIDADE, AQUECIMENTO E RESFRIAMENTO POR NEUTRINOS

Com a estrutura hidrodinâmica e composicional estabelecida, podemos acompanhar o principal canal de energia da simulação. A Figura 17 mostra as potências efetivas integradas de resfriamento e aquecimento obtidas a partir de $\dot{e}_\nu$. A interpretação física segue o balanço local entre aquecimento e resfriamento da Eq. (32), discutido na Seção 2.8, enquanto as integrais

discretas usadas no pós-processamento foram definidas pelas Eqs. (65) e (66). A potência de resfriamento atinge um pico de aproximadamente $4,53 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ em $t_{\text{pb}} \simeq 3,5 \text{ ms}$. Esse máximo ocorre logo após o *bounce*, quando o material recém-processado pelo choque emite intensamente neutrinos.

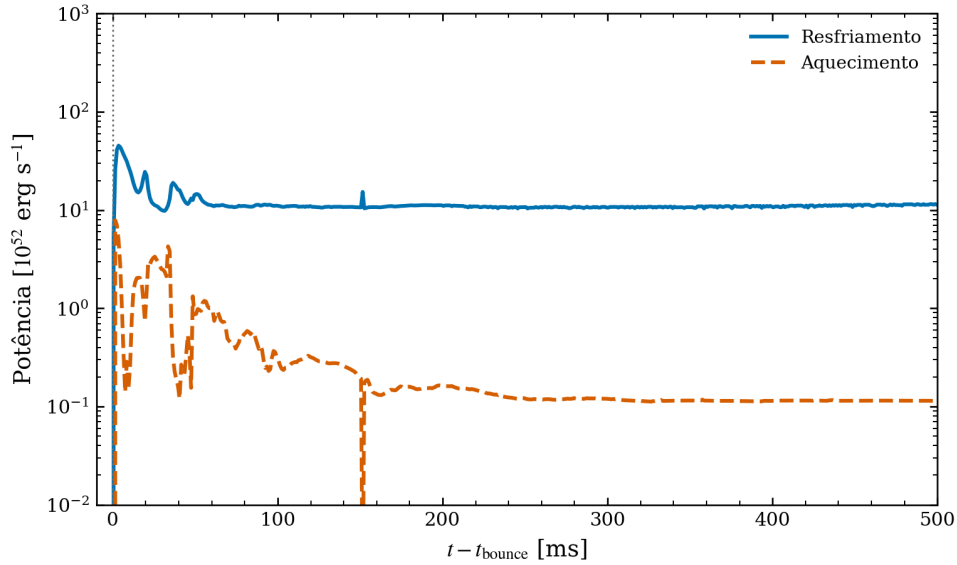


Figura 17 – Potências efetivas integradas de resfriamento e aquecimento por neutrinos obtidas a partir de $\dot{e}_\nu$.

O contraste entre as duas curvas é uma das mensagens centrais do capítulo. A simulação remove energia do fluido de forma muito mais eficiente do que a devolve por absorção. Ainda assim, o aquecimento líquido efetivo aparece de forma clara na região externa à protoestrela de nêutrons. O maior valor encontrado para a potência efetiva integrada de aquecimento foi $7,87 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$ em $t_{\text{pb}} \simeq 1,5 \text{ ms}$. Em alguns instantes, a razão $L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$ chega a aproximadamente 0,38.

A Figura 18 localiza espacialmente essa deposição de energia. Ela mostra a razão $L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$ e compara o raio de pico do aquecimento líquido, $r_{\text{heat,peak}}$, com a envoltória do diagnóstico do raio do choque. Aqui, $r_{\text{heat,peak}}$ é a posição radial da casca que mais contribui para a integral positiva de $\dot{e}_\nu$ em cada instante. Ele não deve ser confundido com o raio de ganho formal definido conceitualmente na Seção 2.8, pois este exigiria uma identificação estável da superfície de transição entre resfriamento e aquecimento líquido.

A Figura 19 mostra uma versão mais completa do mesmo diagnóstico. A faixa sombreada indica o intervalo radial em que $\dot{e}_\nu > 0$, conforme a definição da Eq. (67). Nos primeiros 100 ms, a região de aquecimento líquido permanece concentrada entre dezenas e poucas centenas de quilômetros, geralmente abaixo ou próxima do choque. Em tempos posteriores, o pico de aquecimento se estabiliza em torno de 120–130 km, enquanto o choque permanece mais externo. A razão cumulativa definida pela Eq. (68) indica que, entre 0 e 500 ms pós-*bounce*, a energia efetivamente depositada por aquecimento corresponde a aproximadamente 3,0% da energia

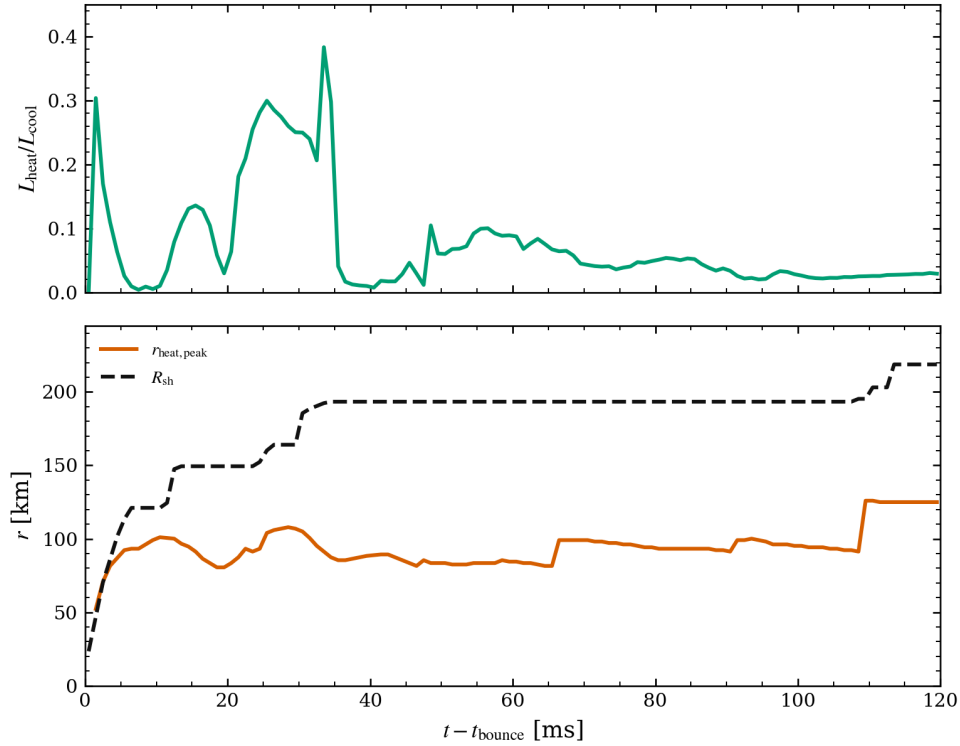


Figura 18 – Diagnóstico da região de aquecimento líquido. O painel superior mostra a razão entre as potências efetivas integradas de aquecimento e resfriamento. O painel inferior compara o raio de pico do aquecimento líquido com a envoltória do diagnóstico do raio do choque.

removida por resfriamento. Em valores absolutos, a integração fornece $E_{\text{cool}} \simeq 5,85 \times 10^{52}$ erg e $E_{\text{heat}} \simeq 1,76 \times 10^{51}$ erg nesse intervalo.

A Tabela 2 lista alguns instantes de maior aquecimento líquido. Os três primeiros ocorrem nos milissegundos iniciais pós-*bounce*, quando a emissão e a absorção variam rapidamente. O caso em $t_{\text{pb}} \simeq 33,5$ ms mostra uma razão $L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$ maior, embora a potência absoluta de aquecimento já seja menor que no início.

Tabela 2 – Instantes representativos de maior aquecimento líquido efetivo.

t_{pb}	L_{heat}	$L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$	$r_{\text{heat,peak}}$	R_{sh}
1,5 ms	$7,87 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$	0,304	52,2 km	46,9 km
2,5 ms	$7,02 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$	0,170	70,8 km	70,3 km
3,5 ms	$4,99 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$	0,110	81,5 km	85,9 km
33,5 ms	$4,27 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$	0,383	91,3 km	192,4 km

Esses diagnósticos mostram onde a absorção líquida de neutrinos se torna dinamicamente relevante na simulação. Eles também deixam claro o limite físico do modelo. A deposição existe, mas é pequena quando comparada à energia removida por resfriamento. Por isso, eles não substituem o cálculo completo da região de ganho descrito pelas Eqs. (35), (36), (37) e (38). A simulação permanece unidimensional e não inclui os efeitos multidimensionais que poderiam

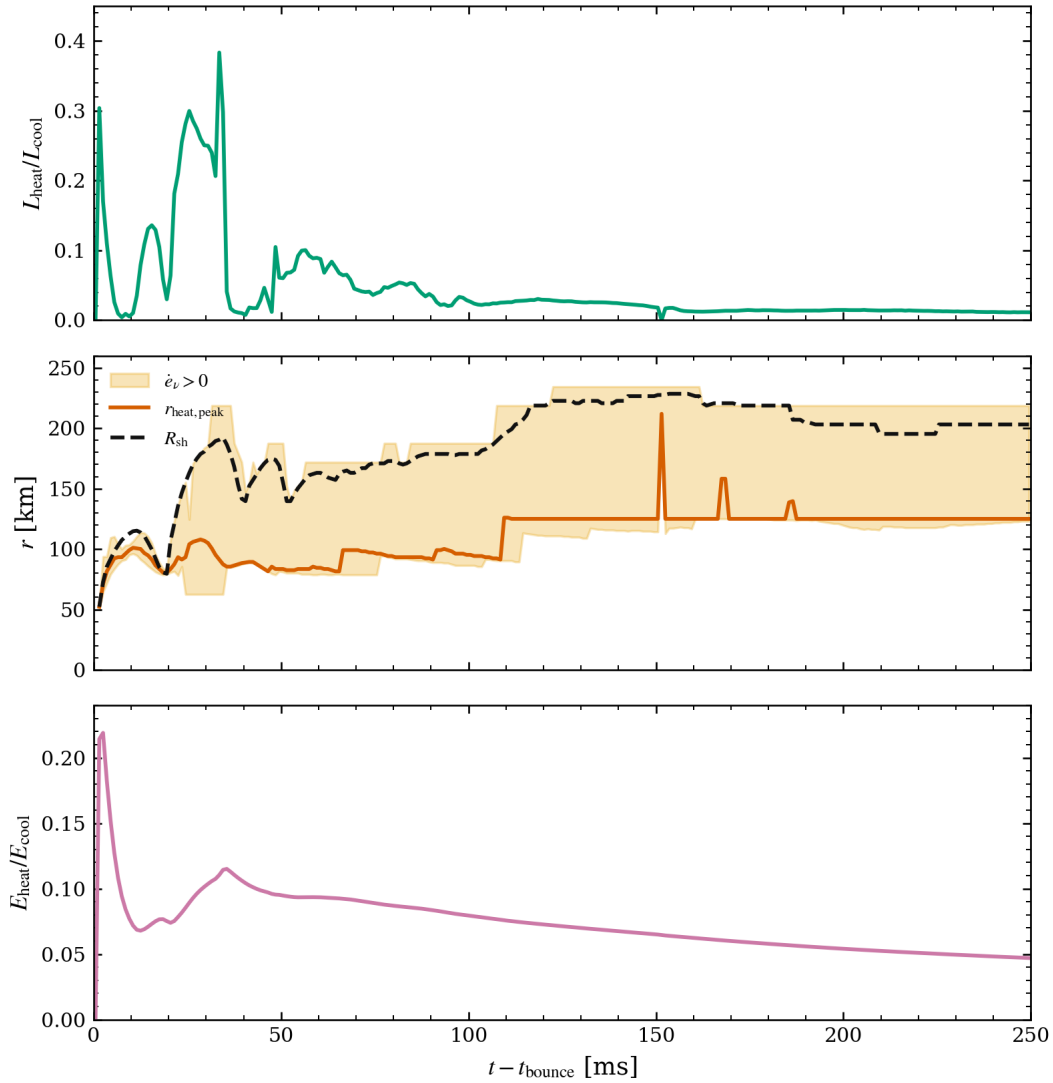


Figura 19 – Diagnóstico estendido da região de aquecimento líquido. A faixa sombreada mostra o intervalo radial com $\dot{\epsilon}_v > 0$, enquanto o painel inferior apresenta a razão cumulativa entre energia aquecida e energia resfriada.

aumentar o tempo de residência do material aquecido, efeito frequentemente representado de forma parametrizada em estudos 1D modernos (EBINGER et al., 2019; COUCH; WARREN; O’CONNOR, 2020). Com os dados usados aqui, é possível localizar regiões de aquecimento líquido pela condição $\dot{\epsilon}_v > 0$, mas não calcular de forma robusta M_{gain} , τ_{heat} ou τ_{adv} sem uma reconstrução adicional da energia de ligação e da taxa de acreção local.

O balanço energético global da simulação é apresentado na Figura 20. A energia interna domina o orçamento global, enquanto a energia cinética permanece muito menor na escala mostrada. Isso é esperado em uma simulação de colapso de núcleo, na qual a maior parte da energia gravitacional liberada não se converte diretamente em energia cinética de ejeção, mas é armazenada termicamente e removida por neutrinos. Com isso, o quadro energético fica definido. O colapso produz um reservatório quente e compacto, os neutrinos carregam a maior parte da energia e apenas uma fração menor retorna ao material atrás do choque.

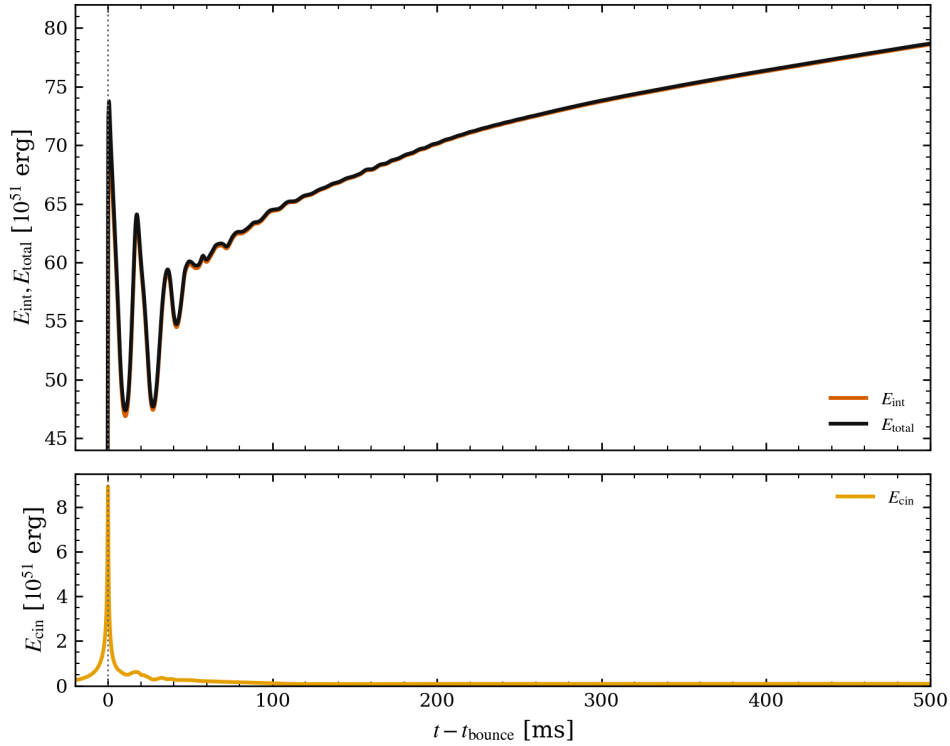


Figura 20 – Evolução das energias cinética, interna e total calculadas a partir dos arquivos globais da simulação.

5.7 ENERGIA MÉDIA EFETIVA DOS NEUTRINOS

As potências integradas indicam quanto de energia é trocado entre matéria e neutrinos. Falta ainda caracterizar a escala energética efetiva desse sinal. Como discutido no Capítulo 4, a simulação não armazena um espectro multigrupo de neutrinos. A energia média apresentada aqui deve, portanto, ser interpretada como uma estimativa efetiva, baseada na temperatura ponderada pela potência de emissão associada a $\dot{e}_\nu$. A Figura 21 mostra a potência efetiva integrada a partir de $\dot{e}_\nu$, a energia média estimada e o raio associado ao máximo da potência emitida por casca radial.

O diagrama da Figura 22 complementa essa estimativa mostrando onde, no plano termodinâmico (ρ, T), ocorrem as maiores contribuições de resfriamento e aquecimento. O resfriamento efetivo se concentra em matéria mais densa e quente, com contribuições importantes em $\log_{10} \rho \gtrsim 11$ e $\log_{10} T \gtrsim 10,5$. O aquecimento aparece em densidades menores, aproximadamente entre 10^8 e $10^{12} \text{ g cm}^{-3}$, e temperaturas de $10^{9,8}$ – $10^{10,6}$ K. Essa separação reforça o quadro físico de uma região interna emissiva e uma região externa onde a absorção líquida pode depositar energia atrás do choque.

A estimativa apresenta um valor máximo de $\langle E_\nu \rangle \simeq 33 \text{ MeV}$ em $t_{\text{pb}} \simeq 0,5 \text{ ms}$, associado às regiões mais quentes logo após o *bounce*. Em seguida, a energia média efetiva cai para valores da ordem de 11–13 MeV em $t_{\text{pb}} \simeq 10 \text{ ms}$ e volta a crescer gradualmente durante a evolução posterior. Em $t_{\text{pb}} \simeq 500 \text{ ms}$, a faixa estimada é de aproximadamente 21–24,5 MeV, dependendo

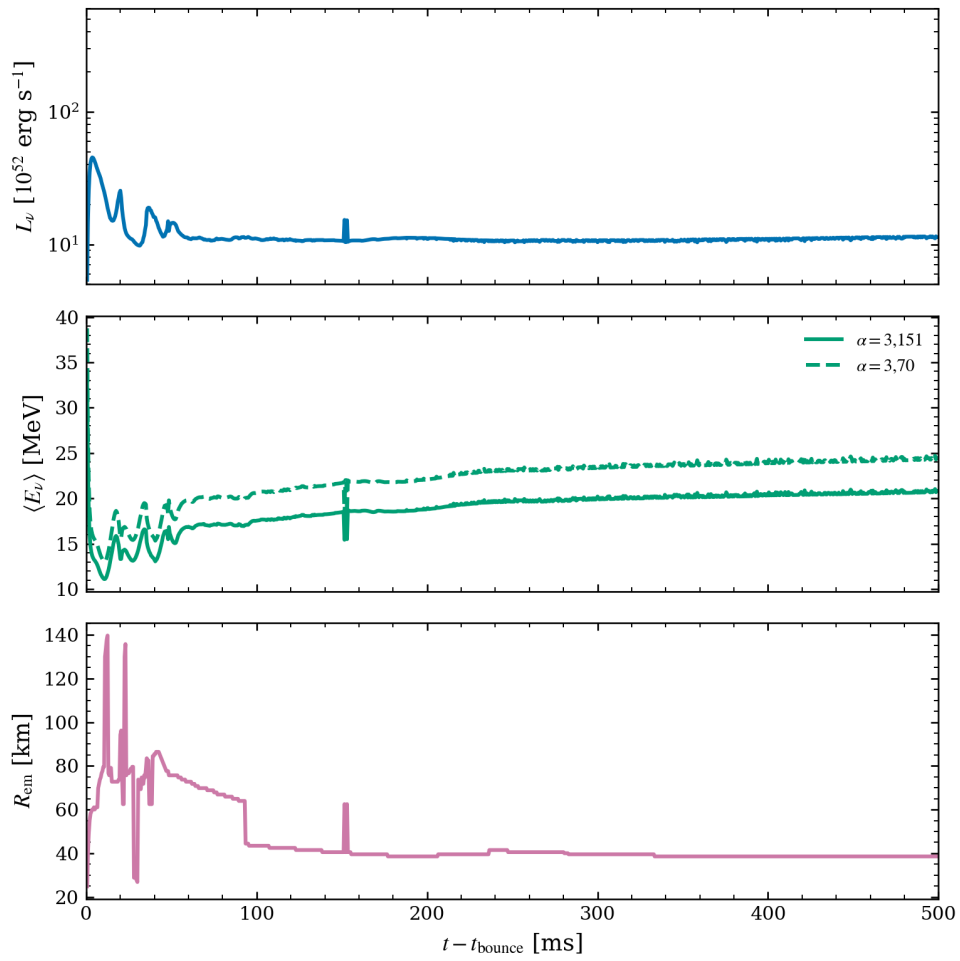


Figura 21 – Potência efetiva integrada a partir de $\dot{e}_\nu$, energia média estimada e raio emissivo dos neutrinos calculados por ponderação térmica da emissão.

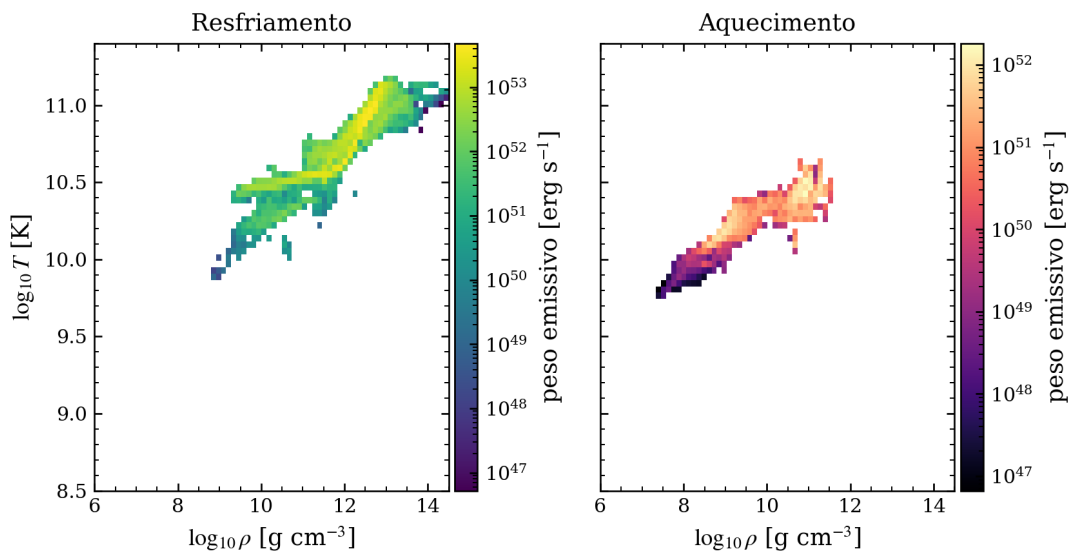


Figura 22 – Diagrama termodinâmico ponderado pela potência de troca de energia com neutrinos. Os painéis separam células em resfriamento líquido e em aquecimento líquido.

do fator de Fermi-Dirac adotado.

Esses valores não devem ser lidos como energias médias separadas de v_e , $\bar{v}_e$ e v_x . Eles representam uma escala energética efetiva do conjunto de processos incluídos pelo esquema de *leakage*. Essa distinção é essencial, pois $\dot{e}_v$ soma contribuições de emissão e absorção de energia, enquanto $\dot{Y}_{e,v}$ acompanha apenas a evolução líquida do número leptônico eletrônico (JANKA, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021).

5.8 SÍNTESE FÍSICA DOS DIAGNÓSTICOS

A Figura 23 reúne os principais elementos em uma mesma escala temporal. Ela funciona como a imagem resumida da simulação: densidade central, potências efetivas de neutrinos, raio do choque, superfície densa da protoestrela de nêutrons e razão $L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$. A sequência fica clara. O núcleo colapsa até o *bounce*, a emissão de neutrinos cresce abruptamente, o choque se expande pelo envelope interno, uma protoestrela de nêutrons densa permanece no centro e o aquecimento por neutrinos atua em uma faixa externa, mas com eficiência limitada em relação ao resfriamento.

A Tabela 3 resume os valores que sustentam essa leitura. Ela serve como ponte entre as figuras deste capítulo e a discussão física desenvolvida nos capítulos anteriores.

Tabela 3 – Resumo dos principais diagnósticos obtidos na simulação.

Diagnóstico	Resultado
Tempo de <i>bounce</i>	$t_b \simeq 0,2335 \text{ s}$
Densidade central máxima	$2,96 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$
Fração eletrônica central no <i>bounce</i>	$Y_{e,c} \simeq 0,278$
Temperatura central próxima ao <i>bounce</i>	$\sim 110 \text{ GK}$
Raio máximo do choque	$\sim 234 \text{ km}$
Instante do raio máximo do choque	$\sim 122,5 \text{ ms pós-bounce}$
Raio do choque em 500 ms	$\sim 203 \text{ km}$
Pico de resfriamento por neutrinos	$4,53 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$
Pico de aquecimento por neutrinos	$7,87 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$
Maior razão $L_{\text{heat}}/L_{\text{cool}}$ destacada	$\sim 0,38$
Energia integrada de resfriamento, 0–500 ms	$5,85 \times 10^{52} \text{ erg}$
Energia integrada de aquecimento, 0–500 ms	$1,76 \times 10^{51} \text{ erg}$
Razão integrada $E_{\text{heat}}/E_{\text{cool}}$	$\sim 3,0\%$
Massa com $\rho > 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ em 500 ms	$\sim 1,36 M_{\odot}$
Pico da energia média efetiva	$\sim 33 \text{ MeV}$

A Figura 24 apresenta uma matriz de correlação entre diagnósticos temporais no intervalo pós-*bounce*. Ela deve ser lida apenas como uma ferramenta exploratória. A correlação positiva entre L_{heat} e $\dot{M}_{\text{up}}$, por exemplo, é coerente com a ideia de que a acreção alimenta parte da luminosidade e do aquecimento. A anticorrelação entre R_{sh} e $\dot{M}_{\text{up}}$ reflete a tendência de o choque permanecer mais externo quando a pressão de ram diminui. Essas tendências são úteis para organizar a leitura dos resultados, mas não substituem uma análise causal completa nem

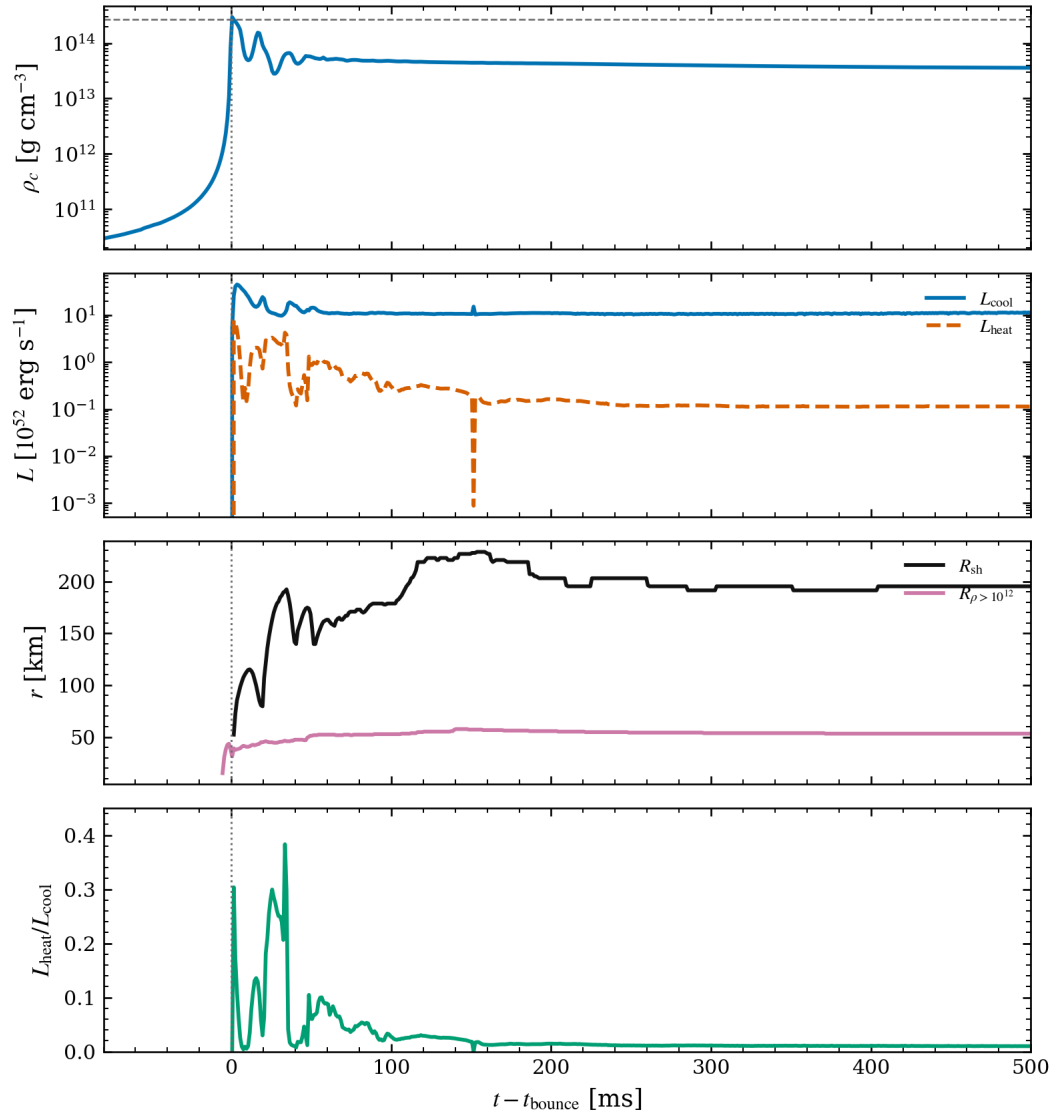


Figura 23 – Síntese temporal dos principais diagnósticos da simulação. A linha vertical marca o instante de *bounce*.

simulações multidimensionais. Ainda assim, elas ajudam a fechar a imagem física construída ao longo do capítulo. Acreção, luminosidade, aquecimento e posição do choque não evoluem como diagnósticos independentes, mas como partes acopladas da mesma dinâmica pós-*bounce*.

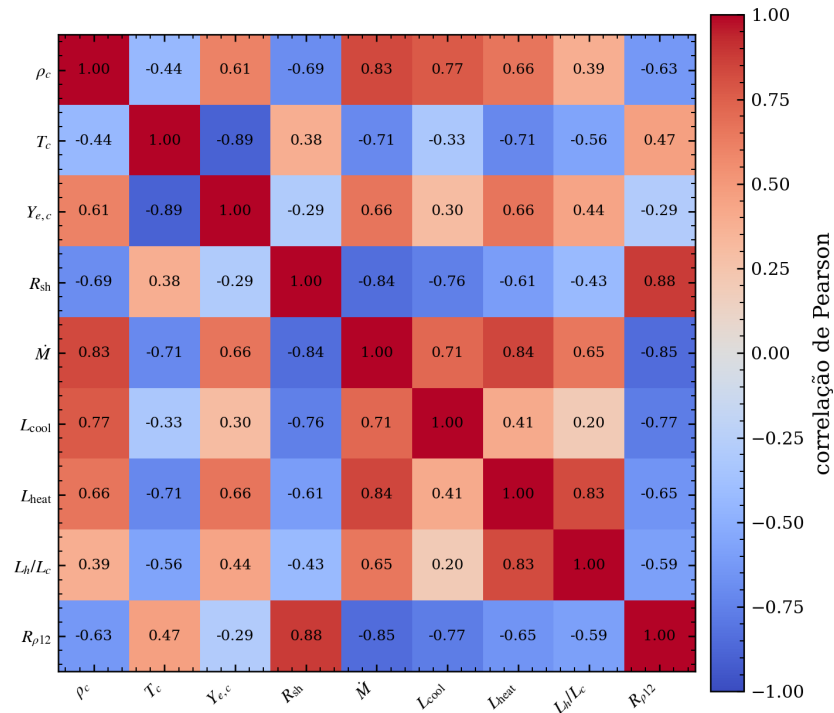


Figura 24 – Matriz de correlação de Pearson entre diagnósticos temporais pós-*bounce*. As correlações indicam tendências simultâneas entre grandezas, não relações causais isoladas.

A Tabela 4 organiza os resultados por fase dinâmica. Esse formato explicita quais figuras sustentam cada interpretação e evita misturar expectativas gerais da literatura com os diagnósticos específicos da simulação analisada.

Tabela 4 – Fases dinâmicas e diagnósticos usados na análise.

Fase	Diagnóstico principal	Figuras
Colapso e <i>bounce</i>	Crescimento de ρ_c , queda de $Y_{e,c}$ e aquecimento central	Figuras 5, 6
Choque pós- <i>bounce</i>	Expansão do choque, perfis de velocidade e descontinuidade hidrodinâmica	Figuras 7, 8, 10
Protoestrela de nêutrons	Trajetória ρ_c – T_c e aumento de entropia no material processado pelo choque	Figuras 11, 12, 13
Deleptonização	Perfis de Y_e e taxa $\dot{Y}_{e,v}$	Figuras 14, 15, 16
Neutrinos	Potências integradas de resfriamento e aquecimento, região de aquecimento líquido e energia média efetiva	Figuras 17, 18, 19, 21, 22
Síntese temporal	Encadeamento das fases e correlações entre diagnósticos globais	Figuras 23, 24

Em conjunto, os diagnósticos mostram uma simulação em que o núcleo atinge densidade

supranuclear, lança um choque que permanece submetido à acreção, forma uma protoestrela de nêutrons quente e densa e emite neutrinos com resfriamento dominante sobre o aquecimento líquido. Essa é a imagem física que será retomada nas conclusões.

6 CONCLUSÕES

Nesta dissertação, analisamos uma simulação unidimensional de supernova por colapso de núcleo realizada com o código FLASH, usando o progenitor *s15s7b2*, a equação de estado LS220, gravidade Newtoniana e tratamento aproximado de neutrinos por deleptonização parametrizada e *leakage*. O objetivo central foi interpretar fisicamente os campos de saída associados à troca de energia e de número leptônico entre matéria e neutrinos, substituindo a leitura direta dos nomes internos do código por grandezas físicas, em especial a taxa específica líquida de troca de energia $\dot{e}_\nu$ e a taxa de variação leptônica $\dot{Y}_{e,\nu}$. A análise foi organizada para reconstruir a evolução física do evento como uma sequência coerente: colapso do núcleo, *bounce*, formação do choque, crescimento da protoestrela de nêutrons e balanço energético mediado por neutrinos.

Os resultados reproduzem a sequência física esperada para uma CCSN em simetria esférica. Durante o colapso, a densidade central cresce rapidamente até atingir um máximo de $\rho_c \simeq 2,96 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, valor da ordem da densidade nuclear. Esse máximo identifica o instante de *bounce*, adotado como $t_b \simeq 0,2335 \text{ s}$. A fração eletrônica central cai para $Y_{e,c} \simeq 0,278$, evidenciando a deleptonização do núcleo, enquanto a temperatura central alcança valores da ordem de 10^2 GK . Em conjunto, esses diagnósticos mostram a transição entre compressão gravitacional, perda de suporte eletrônico, aquecimento central e enrijecimento da matéria nuclear descrita pela LS220.

A evolução do choque completa essa primeira parte da imagem física. Após o *bounce*, a frente de choque se propaga para fora, alcança um raio máximo de aproximadamente 234 km em $t_{pb} \simeq 122,5 \text{ ms}$ e permanece próxima de 203 km ao final da janela analisada, em $t_{pb} \simeq 500 \text{ ms}$. Os perfis radiais de densidade, velocidade e entropia mostram a separação entre material em queda e material processado pelo choque. O aumento de entropia atrás da frente confirma a conversão de energia cinética em energia interna no material pós-choque. A estimativa da taxa de acreção a montante também indica a queda progressiva da acreção sobre o choque, de valores da ordem de $1,9 M_\odot \text{ s}^{-1}$ em 50 ms para cerca de $0,24 M_\odot \text{ s}^{-1}$ em 500 ms pós-*bounce*.

A protoestrela de nêutrons aparece como o reservatório central quente e denso que organiza a evolução posterior. Usando limiares operacionais de densidade, a massa contida na região com $\rho > 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ cresce até aproximadamente $1,36 M_\odot$ em 500 ms pós-*bounce*. Esse crescimento é compatível com a continuidade da acreção e com a reorganização termodinâmica do núcleo remanescente. Assim, a simulação mostra simultaneamente a expansão do choque, a formação de uma região central compacta e a manutenção de um fluxo de matéria que alimenta a protoestrela de nêutrons.

O tratamento aproximado de neutrinos foi interpretado por meio de diagnósticos efetivos. Valores negativos de $\dot{e}_\nu$ foram associados ao resfriamento líquido da matéria por emissão de neutrinos, enquanto valores positivos foram associados ao aquecimento líquido por absorção. A potência efetiva de resfriamento integrada a partir de $\dot{e}_\nu$ atingiu um pico de aproximadamente $4,53 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ poucos milissegundos após o *bounce*. A potência efetiva de aquecimento

também aparece de forma clara em regiões externas à protoestrela de nêutrons, com valor máximo de aproximadamente $7,87 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$. No intervalo entre 0 e 500 ms pós-*bounce*, a energia efetivamente depositada por aquecimento foi de $1,76 \times 10^{51} \text{ erg}$, enquanto a energia removida por resfriamento foi de $5,85 \times 10^{52} \text{ erg}$. A razão integrada $E_{\text{heat}}/E_{\text{cool}} \simeq 3,0\%$ resume a assimetria central do balanço energético: os neutrinos removem energia de forma dominante, embora exista uma região externa de aquecimento líquido. Esses valores não devem ser lidos como luminosidades espectrais por sabor, mas como diagnósticos do acoplamento matéria–neutrinos dentro da prescrição de *leakage*.

A energia média dos neutrinos foi estimada de forma efetiva a partir da temperatura ponderada pela potência emissiva nas regiões de resfriamento líquido. Essa construção fornece uma escala energética compatível com as variáveis disponíveis no pós-processamento, mas não substitui transporte multigrupo. A estimativa atinge valores próximos de 33 MeV logo após o *bounce*, cai para a faixa de 11–13 MeV em torno de 10 ms pós-*bounce* e volta a crescer gradualmente em tempos posteriores. Os diagramas termodinâmicos ponderados pela emissão reforçam essa leitura ao separar uma região interna, mais densa e quente, dominada por resfriamento, de uma região externa em que ocorre aquecimento líquido. Essa evolução deve ser interpretada como uma média efetiva do conjunto de processos incluídos pelo esquema aproximado.

As principais limitações do trabalho decorrem da própria escolha de modelo. A simulação é unidimensional, portanto não descreve convecção, turbulência, SASI, assimetrias globais nem pressão turbulenta atrás do choque. Além disso, o tratamento de neutrinos por *leakage* não resolve espectros por sabor, ângulo ou grupo de energia. Por essa razão, grandezas como $\dot{e}_\nu$, L_{cool} , L_{heat} , $E_{\text{heat}}/E_{\text{cool}}$ e $\langle E_\nu \rangle$ devem ser entendidas como diagnósticos efetivos, úteis para interpretar a troca local de energia, mas não como observáveis completos de uma supernova real.

Em síntese, a dissertação mostra que mesmo uma simulação unidimensional com transporte aproximado contém uma narrativa física rica e quantitativamente interpretável. O núcleo colapsa até densidades nucleares, o *bounce* lança uma frente de choque, a protoestrela de nêutrons cresce por acreção e os neutrinos dominam o balanço energético, retirando muito mais energia do que devolvem ao material pós-choque. Essa leitura integrada é o principal resultado do trabalho.

6.1 PERSPECTIVAS FUTURAS

A continuidade natural deste trabalho é avançar da simetria esférica para simulações multidimensionais. Em 2D e, principalmente, em 3D, a região entre a protoestrela de nêutrons e o choque pode desenvolver convecção, turbulência, SASI, plumas de acreção e deformações globais da frente de choque. Esses efeitos aumentam o tempo de residência do material na região de ganho, fornecem pressão turbulenta adicional e podem permitir que o aquecimento por neutrinos reanime o choque de forma mais eficiente do que em 1D (MÜLLER, 2016;

BURROWS; VARTANYAN, 2021; VARTANYAN; BURROWS, 2023). Assim, uma próxima etapa será simular o mesmo tipo de progenitor em 2D e 3D, buscando identificar quais efeitos multidimensionais são decisivos para transformar a configuração pós-*bounce* em uma explosão bem-sucedida. Em paralelo, pretendemos substituir a gravidade Newtoniana por uma formulação em relatividade geral completa, pois a compactação da protoestrela de nêutrons, o potencial gravitacional profundo e o transporte de energia em regiões próximas à densidade nuclear são todos sensíveis aos efeitos relativísticos (O’CONNOR, 2015; LÖFFLER et al., 2012; MÖSTA et al., 2014).

Outra direção importante é melhorar o tratamento dos neutrinos. A análise realizada aqui usa diagnósticos efetivos integrados a partir de $\dot{e}_\nu$, sem resolver espectros, ângulos ou a evolução independente de cada sabor. Em trabalhos futuros, pretendemos incluir transporte mais completo e investigar oscilações de sabores de neutrinos. Esse fenômeno pode alterar a distribuição de energia entre ν_e , $\bar{\nu}_e$ e ν_x , modificando a perda de energia da protoestrela de nêutrons, o aquecimento por absorção e, potencialmente, a dinâmica do colapso e do pós-*bounce* (DUAN; FULLER; QIAN, 2010; MIRIZZI et al., 2016; DASGUPTA; MIRIZZI; SEN, 2017). A inclusão dessas oscilações é especialmente relevante porque cada sabor se desacopla em regiões diferentes e participa de forma distinta do resfriamento e do acoplamento com a matéria.

Também será útil estender o pós-processamento desenvolvido nesta dissertação para estimar de forma mais sistemática a massa aquecida, a energia de ligação na região de ganho e escalas como τ_{heat} e τ_{adv} . Para isso, será necessário reconstruir de maneira consistente o potencial gravitacional, a taxa de acreção local e os limites da região de ganho. A mesma metodologia poderá então ser aplicada a diferentes progenitores, equações de estado e prescrições de transporte, permitindo comparar como cada escolha altera a formação da protoestrela de nêutrons, o balanço neutrínico e a possibilidade de explosão.

REFERÊNCIAS

- ALEKSEEV, E. N. *et al.* Detection of the neutrino signal from sn 1987a in the lmc using the inrbaksan underground scintillation telescope. **Phys. Lett. B**, v. 205, p. 209–214, 1988. Citado na página 20.
- ARNETT, W.D. Neutrino trapping during gravitational collapse of stars. **The Astrophysical Journal**, v. 218, p. 815–833, dez. 1977. Citado 4 vezes nas páginas 19, 35, 39 e 41.
- BAADE, Walter; ZWICKY, Fritz. Cosmic rays from super-novae. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, v. 20, n. 5, p. 259–263, 1934. Citado na página 17.
- BETHE, H. A. Supernova mechanisms. **Rev. Mod. Phys.**, American Physical Society, v. 62, p. 801–866, Oct 1990. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.62.801>>. Citado 5 vezes nas páginas 17, 20, 21, 25 e 31.
- BETHE, Hans A.; WILSON, James R. Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating. **Astrophysical Journal**, v. 295, p. 14–23, 1985. Citado 3 vezes nas páginas 20, 21 e 36.
- BIONTA, R. M. *et al.* Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova sn 1987a in the large magellanic cloud. **Physical Review Letters**, v. 58, n. 14, p. 1494–1496, 1987. Citado na página 20.
- BLONDIN, John M.; MEZZACAPPA, Anthony; DEMARINO, Christine. Stability of standing accretion shocks, with an eye toward core-collapse supernovae. **The Astrophysical Journal**, v. 584, n. 2, p. 971–980, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 32.
- BRUENN, Stephen W. Stellar core collapse: Numerical model and infall epoch. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 58, p. 771–841, 1985. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 21.
- BURROWS, Adam; GOSHY, John. A theory of supernova explosions. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 416, p. L75–L78, 1993. Citado na página 36.
- BURROWS, A.; VARTANYAN, D. Core-collapse supernova explosion theory. **Nature**, v. 589, n. 1, p. 29–39, 2021. Citado 17 vezes nas páginas 20, 21, 22, 25, 26, 31, 34, 36, 47, 49, 56, 60, 61, 70, 75, 76 e 86.
- BURROWS, Adam *et al.* Crucial physical dependencies of the core-collapse supernova mechanism. **Space Science Reviews**, v. 214, p. 33, 2018. Citado 4 vezes nas páginas 21, 34, 36 e 41.
- CALDER, A. C. *et al.* **On Validating an Astrophysical Simulation Code**. 2002. Citado na página 23.
- CHANDRASEKHAR, S. The maximum mass of ideal white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 74, p. 81–82, 1931. Citado na página 18.
- CHATZOPOULOS, Emmanouil; WEIDE, Klaus. Gray radiation hydrodynamics with the flash code for astrophysical applications. **The Astrophysical Journal**, v. 876, n. 2, p. 148, 2019. Citado na página 23.

COLELLA, Phillip; WOODWARD, Paul R. The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical simulations. **Journal of Computational Physics**, v. 54, n. 1, p. 174–201, 1984. Citado na página 44.

COLGATE, Stirling A.; WHITE, Richard H. The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions. **Astrophys. J.**, v. 143, p. 626, 1966. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 21.

COUCH, Sean M.; WARREN, MacKenzie L.; O’CONNOR, Evan P. Simulating turbulence-aided neutrino-driven core-collapse supernova explosions in one dimension. **The Astrophysical Journal**, v. 890, n. 2, p. 127, 2020. Citado 4 vezes nas páginas 21, 25, 56 e 67.

DASGUPTA, B.; MIRIZZI, A.; SEN, M. Fast neutrino flavor conversions near the supernova core with realistic flavor-dependent angular distributions. **JCAP**, v. 1702, p. 019, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 76.

DUAN, H.; FULLER, G. M.; QIAN, Y.-Z. Collective neutrino oscillations. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 60, p. 569–594, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 76.

DUBEY, Anshu et al. **Flash-X, a Multiphysics Simulation Software Instrument**. 2022. Citado na página 23.

EBINGER, Kevin et al. Pushing core-collapse supernovae to explosions in spherical symmetry ii: Explodability and global properties. **The Astrophysical Journal**, v. 870, n. 1, p. 1, 2019. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 67.

ERTL, T. et al. A two-parameter criterion for classifying the explodability of massive stars by the neutrino-driven mechanism. **The Astrophysical Journal**, v. 818, n. 2, p. 124, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 42.

FERNÁNDEZ, Rodrigo A. **Numerical Experiments in Core-Collapse Supernova Hydrodynamics**. Tese (Doutorado) — University of Toronto, Toronto, Canada, 2009. Department of Astronomy and Astrophysics. Citado na página 19.

FOGLIZZO, Thierry; SCHECK, L.; JANKA, H.-T. Neutrino-driven convection versus advection in core-collapse supernovae. **The Astrophysical Journal**, v. 652, n. 2, p. 1436–1450, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 22, 32 e 39.

FRYXELL, B. et al. Flash: An adaptive mesh hydrodynamics code for modeling astrophysical thermonuclear flashes. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 131, n. 1, p. 273–334, 2000. Citado 5 vezes nas páginas 22, 23, 43, 44 e 45.

GHOSH, Somdutta; WOLFE, Noah; FRÖHLICH, Carla. Pushing core-collapse supernovae to explosions in spherical symmetry v: Equation of state dependency of explosion properties, nucleosynthesis yields, and compact remnants. **The Astrophysical Journal**, v. 929, n. 1, p. 43, 2022. Citado na página 21.

HIRATA, K. et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn 1987a. **Physical Review Letters**, v. 58, n. 14, p. 1490–1493, 1987. Citado na página 20.

JANKA, Hans-Thomas. Explosion mechanisms of core-collapse supernovae. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 62, p. 407–451, 2012. Citado 16 vezes nas páginas 17, 19, 20, 22, 25, 31, 36, 46, 47, 49, 56, 60, 61, 62, 70 e 86.

JANKA, Hans-Thomas. Neutrino-driven explosions. In: **Handbook of Supernovae**. Cham: Springer International Publishing, 2017. p. 1575–1604. Citado 3 vezes nas páginas 34, 37 e 39.

JANKA, H.-Th. et al. Theory of core-collapse supernovae. **Physics Reports**, v. 442, n. 1–6, p. 38–74, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 21, 40 e 41.

LANGANKE, K. et al. Electron capture rates on nuclei and implications for stellar core collapse. **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 90, n. 24, June 2003. ISSN 1079-7114. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.241102>>. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 36.

LATTIMER, J. M.; SWESTY, F. D. A generalized equation of state for hot, dense matter. **Nuclear Physics A**, v. 535, n. 2, p. 331–376, 1991. Citado 3 vezes nas páginas 24, 32 e 42.

LIEBENDÖRFER, Matthias. A simple parameterization of the consequences of deleptonization for simulations of stellar core collapse. **The Astrophysical Journal**, v. 633, n. 2, p. 1042, nov 2005. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/466517>>. Citado 8 vezes nas páginas 21, 35, 39, 40, 41, 45, 46 e 62.

LÖFFLER, Frank et al. The einstein toolkit: A community computational infrastructure for relativistic astrophysics. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 11, p. 115001, 2012. Citado na página 76.

MEZZACAPPA, Anthony et al. Simulation of the spherically symmetric stellar core collapse, bounce, and postbounce evolution of a star of 13 solar masses with boltzmann neutrino transport, and its implications for the supernova mechanism. **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 86, n. 10, p. 1935–1938, mar. 2001. ISSN 1079-7114. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.1935>>. Citado na página 21.

MIRIZZI, A. et al. Supernova neutrinos: Production, oscillations and detection. **Riv. Nuovo Cim.**, v. 39, n. 1-2, p. 1–112, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 76.

MÖSTA, Philipp et al. Grhydro: A new open-source general-relativistic magnetohydrodynamics code for the einstein toolkit. **Classical and Quantum Gravity**, v. 31, n. 1, p. 015005, 2014. Citado na página 76.

MÜLLER, B. The status of multi-dimensional core-collapse supernova models. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 33, p. e048, 2016. Citado 8 vezes nas páginas 20, 21, 22, 25, 32, 39, 75 e 76.

O’CONNOR, Evan. An open-source neutrino radiation hydrodynamics code for core-collapse supernovae. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 219, n. 2, p. 24, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 21, 42 e 76.

O’CONNOR, Evan et al. Global comparison of core-collapse supernova simulations in spherical symmetry. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 45, n. 10, p. 104001, 2018. Citado 9 vezes nas páginas 21, 26, 32, 34, 41, 42, 46, 47 e 56.

O’CONNOR, Evan; OTT, Christian D. Black hole formation in failing core-collapse supernovae. **The Astrophysical Journal**, v. 730, n. 2, p. 70, 2011. Citado na página 42.

OERTEL, M. et al. Equations of state for supernovae and compact stars. **Reviews of Modern Physics**, v. 89, n. 1, p. 015007, 2017. Citado na página 34.

PAN, Kuo-Chuan et al. **The Impact of Different Neutrino Transport Methods on Multidimensional Core-collapse Supernova Simulations**. 2018. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 46.

PEJCHA, Ondrej; THOMPSON, Todd A. The physics of the neutrino mechanism of core-collapse supernovae. **The Astrophysical Journal**, v. 746, n. 1, p. 106, 2012. Citado na página 36.

RICKER, P. M. et al. **Large-Scale Simulations of Clusters of Galaxies**. 2000. Citado na página 23.

RUFFERT, Markus; JANKA, Hans-Thomas; SCHÄFER, Gerhard. Coalescing neutron stars – a step towards physical models. i. hydrodynamic evolution and gravitational-wave emission. **Astronomy and Astrophysics**, v. 311, p. 532–566, 1996. Citado na página 47.

SHAPIRO, Stuart L.; TEUKOLSKY, Saul A. **Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects**. New York: Wiley, 1983. ISBN 9780471873167. Citado na página 18.

SUKHBOLD, Tuguldur et al. Core-collapse supernovae from 9 to 120 solar masses based on neutrino-powered explosions. **The Astrophysical Journal**, v. 821, n. 1, p. 38, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 29, 42 e 43.

VARTANYAN, David; BURROWS, Adam. **Neutrino Signatures of One Hundred 2D Axisymmetric Core-Collapse Supernova Simulations**. 2023. Submitted to Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Citado 5 vezes nas páginas 21, 34, 37, 75 e 76.

WOOSLEY, S. E.; HEGER, A.; WEAVER, T. A. The evolution and explosion of massive stars. **Reviews of Modern Physics**, v. 74, n. 4, p. 1015–1071, 2002. Citado 3 vezes nas páginas 28, 29 e 43.

WOOSLEY, S E; WEAVER, T A. **The evolution and explosion of massive Stars II: Explosive hydrodynamics and nucleosynthesis**. [S.l.], 1995. Disponível em: <<https://www.osti.gov/biblio/115557>>. Citado 3 vezes nas páginas 24, 29 e 42.

APÊNDICE A – ESTIMATIVA DO LIMITE DE CHANDRASEKHAR

Este apêndice apresenta uma dedução aproximada da expressão usada na Introdução para o limite de Chandrasekhar,

$$M_{\text{Ch}} \simeq 5,83 Y_e^2 M_{\odot}. \quad (76)$$

A dedução considera um objeto sustentado por um gás ideal de elétrons completamente degenerado e relativístico. Trata-se, portanto, de uma estimativa idealizada. Efeitos de temperatura finita, interações coulombianas, composição nuclear detalhada, relatividade geral e correções de superfície não são incluídos.

Se n_e é a densidade numérica de elétrons, a densidade de massa pode ser escrita como

$$\rho = \mu_e m_u n_e, \quad (77)$$

onde m_u é a unidade de massa atômica e μ_e é o número médio de bárions por elétron. Como a fração eletrônica é definida por

$$Y_e = \frac{n_e}{n_b}, \quad (78)$$

com $n_b = \rho / m_u$ a densidade numérica bariônica, segue que

$$\mu_e = \frac{1}{Y_e}. \quad (79)$$

Para um gás de elétrons degenerado no limite relativístico, a pressão é

$$P = \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} n_e^{4/3}, \quad (80)$$

onde h é a constante de Planck e c é a velocidade da luz. Substituindo $n_e = \rho / (\mu_e m_u)$, obtém-se uma equação de estado politrópica,

$$P = K_{\text{poly}} \rho^{4/3}, \quad (81)$$

com

$$K_{\text{poly}} = \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{\mu_e m_u} \right)^{4/3}. \quad (82)$$

A forma $P = K_{\text{poly}} \rho^{4/3}$ corresponde a um politropo de índice $n = 3$, pois a relação geral é $P = K_{\text{poly}} \rho^{1+1/n}$.

Para um politropo esfericamente simétrico de índice $n = 3$, a solução da equação de Lane-Emden fornece uma massa total

$$M = 4\pi \left(\frac{K_{\text{poly}}}{\pi G} \right)^{3/2} \omega_3, \quad (83)$$

onde G é a constante gravitacional e

$$\omega_3 = -\xi_1^2 \left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi_1} \simeq 2,01824 \quad (84)$$

é a constante numérica associada ao primeiro zero ξ_1 da solução de Lane-Emden para $n = 3$. Uma propriedade importante desse caso é que a massa não depende da densidade central. Essa independência é justamente o que permite interpretar o resultado como uma massa limite.

Substituindo a Eq. (82) na Eq. (83), encontra-se

$$M_{\text{Ch}} = 4\pi\omega_3 \left[\frac{1}{\pi G} \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \right]^{3/2} \frac{1}{(\mu_e m_u)^2}. \quad (85)$$

Agrupando as constantes físicas e expressando a massa em unidades solares, obtém-se

$$M_{\text{Ch}} \simeq \frac{5,83}{\mu_e^2} M_{\odot}. \quad (86)$$

Por fim, usando a relação $\mu_e = 1/Y_e$ da Eq. (79), chega-se a

$$M_{\text{Ch}} \simeq 5,83 Y_e^2 M_{\odot}. \quad (87)$$

Para matéria com $Y_e \simeq 0,5$, equivalente a $\mu_e \simeq 2$, essa expressão fornece

$$M_{\text{Ch}} \simeq 1,46 M_{\odot}, \quad (88)$$

valor próximo ao limite de Chandrasekhar clássico. Em núcleos de estrelas massivas, a redução de Y_e por capturas eletrônicas diminui esse limite efetivo, favorecendo a instabilidade gravitacional que antecede o colapso.

APÊNDICE B – DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DE EQUILÍBRIO HIDROSTÁTICO

Este apêndice apresenta uma dedução simples da condição de equilíbrio hidrostático usada na fundamentação teórica,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (89)$$

A dedução considera uma configuração esfericamente simétrica, sem rotação, sem campos magnéticos e em equilíbrio mecânico. Nessas condições, a pressão varia apenas com o raio e deve equilibrar localmente a força gravitacional.

Considere uma fina casca esférica de fluido situada entre os raios r e $r + dr$. A área da casca é

$$A = 4\pi r^2. \quad (90)$$

A pressão na face interna é $P(r)$ e atua para fora. A pressão na face externa é $P(r + dr)$ e atua para dentro. A força líquida de pressão sobre a casca, no sentido radial, pode ser escrita como

$$F_P = P(r)A - P(r + dr)A. \quad (91)$$

Para uma casca suficientemente fina,

$$P(r + dr) \simeq P(r) + \frac{dP}{dr}dr. \quad (92)$$

Substituindo essa expansão na força de pressão, obtemos

$$F_P \simeq -A \frac{dP}{dr}dr. \quad (93)$$

Se a pressão diminui para fora, então $dP/dr < 0$, e a força de pressão resultante aponta para fora.

A massa da casca é

$$dm = \rho(r)A dr. \quad (94)$$

Pelo teorema das cascas de Newton, em uma distribuição esfericamente simétrica, a aceleração gravitacional no raio r depende apenas da massa interna a esse raio,

$$g(r) = \frac{GM(r)}{r^2}. \quad (95)$$

A força gravitacional sobre a casca aponta para o centro e vale, em módulo,

$$F_g = dm \frac{GM(r)}{r^2}. \quad (96)$$

Tomando o sentido radial para fora como positivo, essa força é

$$F_g = -\rho(r)A dr \frac{GM(r)}{r^2}. \quad (97)$$

No equilíbrio hidrostático, a aceleração da casca é nula. Portanto, a soma das forças radiais deve ser zero,

$$F_P + F_g = 0. \quad (98)$$

Usando as Eqs. (93) e (97), temos

$$-A \frac{dP}{dr} dr - \rho(r) A dr \frac{GM(r)}{r^2} = 0. \quad (99)$$

Cancelando o fator comum $A dr$, resulta

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (100)$$

Essa expressão mostra que o gradiente de pressão precisa apontar para fora para sustentar o material contra a gravidade. Como a gravidade aponta para dentro, a pressão deve ser maior em regiões internas e menor em regiões externas. A função $M(r)$ é determinada pela massa acumulada até o raio r ,

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr'. \quad (101)$$

Assim, a equação de equilíbrio hidrostático deve ser entendida junto com a conservação de massa em simetria esférica.

No contexto de estrelas massivas, essa relação descreve o equilíbrio aproximado durante fases quase estáticas da evolução. Durante o colapso de núcleo, entretanto, a aceleração do fluido deixa de ser desprezível. A equação deixa então de representar um equilíbrio exato e passa a servir como referência para entender por que a perda de suporte de pressão leva à contração gravitacional.

APÊNDICE C – ESTIMATIVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DE NEUTRINOS

Este apêndice justifica a escala aproximada usada na Eq. (28) para a absorção de neutrinos por núcleons livres. O objetivo não é calcular uma seção de choque completa, com todas as correções nucleares usadas em transporte moderno, mas mostrar por que a dependência dominante é quadrática na energia do neutrino e por que a normalização é da ordem de 10^{-43} cm^2 para energias medidas em MeV.

Considere, por exemplo, a reação de corrente carregada

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-. \quad (102)$$

No limite de baixas energias em comparação com as massas dos bósons fracos, a interação pode ser tratada como uma interação efetiva de quatro férmions, controlada pela constante de Fermi G_F . Nesse regime, desprezando recuo do núcleon, bloqueio de Pauli e correções de meio, a seção de choque total pode ser escrita de forma aproximada como

$$\sigma_{\nu n} \simeq \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} (1 + 3g_A^2) E_e p_e (\hbar c)^2. \quad (103)$$

Aqui θ_C é o ângulo de Cabibbo, g_A é a constante axial do acoplamento fraco dos núcleons, e E_e e p_e são a energia e o momento do elétron final. A forma correspondente para absorção de antineutrinos em prótons possui a mesma escala física, com diferenças associadas ao limiar, ao sinal da diferença de massa nêutron-próton e a correções de ordem superior.

Para uma estimativa de ordem de grandeza, em energias de alguns a dezenas de MeV, toma-se $E_e p_e \sim E_\nu^2$. Essa aproximação deixa explícita a origem da dependência quadrática. Ela vem da combinação entre o acoplamento fraco efetivo, praticamente constante nessa faixa de energia, e o espaço de fases disponível para o lépton carregado produzido no estado final.

Substituindo valores típicos,

$$G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \quad \cos \theta_C \simeq 0,974, \quad g_A \simeq 1,27, \quad (104)$$

e usando

$$1 \text{ GeV}^{-2} = 0,3894 \times 10^{-27} \text{ cm}^2, \quad (105)$$

a Eq. (103) fornece

$$\sigma_{\nu n} \simeq 9,5 \times 10^{-44} \left(\frac{E_\nu}{\text{MeV}} \right)^2 \text{ cm}^2. \quad (106)$$

Arredondando para uma estimativa de ordem de grandeza, obtém-se

$$\sigma_{\nu N} \sim 10^{-43} \left(\frac{E_\nu}{\text{MeV}} \right)^2 \text{ cm}^2. \quad (107)$$

De modo equivalente, para neutrinos com energia típica de 10 MeV,

$$\sigma_{\nu N} \sim 10^{-41} \left(\frac{E_\nu}{10 \text{ MeV}} \right)^2 \text{ cm}^2. \quad (108)$$

Essa estimativa explica por que pequenas alterações nas energias médias de neutrinos podem afetar o aquecimento atrás do choque. Em cálculos realistas de supernovas, a expressão acima é modificada por efeitos de recuo, massa do elétron, diferença de massa entre nêutron e próton, bloqueio de Pauli, correções de magnetismo fraco, correlações nucleares e efeitos de meio (JANKA, 2012; BURROWS; VARTANYAN, 2021). Ainda assim, a escala $\sigma_{\nu N} \propto E_{\nu}^2$ permanece uma referência útil para entender a sensibilidade do aquecimento neutrínico às energias médias dos neutrinos.

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC
BIBLIOTECA UNIVERSITÁRIA
REPOSITÓRIO INSTITUCIONAL

CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT

ATESTADO DE VERSÃO FINAL

Eu, Rafael Camargo Rodrigues de Lima, professor(a) do curso de mestrado acadêmico em Física, declaro que esta é a versão final aprovada pela comissão julgadora da dissertação/tese intitulada: **“MODELAGEM DE SUPERNOVAS E DA EMISSÃO DE NEUTRINOS POR CAPTURA ELETRÔNICA”** de autoria do(a) acadêmico Pedro Martins Bailer.

Joinville, 20 de Setembro de 2026.*

Assinatura digital do(a) orientador(a):

Documento assinado digitalmente



RAFAEL CAMARGO RODRIGUES DE LIMA

Data: 20/09/2026 08:44:21-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

RAFAEL CAMARGO RODRIGUES DE LIMA