

II 型超新星的坍缩与爆炸

王贻仁

(中国科学院应用数学研究所 中国科学院理论物理研究所)

提 要

本文对 II 型超新星(SN II)标准模型(包括坍缩与反弹, 瞬发爆炸与延缓爆炸机制)做了详细的论述。简要介绍了 SN II 理论研究方面所取得的进展和所面临的问题。

一、前 言

自 Baade 和 Zwicky^[1]以来, 人们认识到大质量恒星演化到了晚期, 星核区将发生坍缩, 所释放的巨大引力势能转化为物质内能和动能, 只要这能量的一小部分转移给红巨星的结合松弛的星幔和外壳, 就可解释超新星爆发的能量和光度。而 SN II 是大质量恒星($M \geq 8M_{\odot}$)向其演化的最后阶段——中子星的过渡。

半个多世纪以来, 科学家们做了广泛的努力, 试图将高度演化的大质量恒星星核区引力坍缩与超新星爆发耦合起来, 探索引力坍缩能量是怎样转化为超新星外壳物质爆发能量和光度的。

Fowler 和 Hoyle^[2]提出了超新星热核爆炸机制。现在看来, 这个概念已不适用于 SN II (至少在旋转和磁场被忽略的情况下是如此)。

Colgate 和 Johnsen^[3]提出了反弹机制(由星核区引力坍缩反弹形成冲击波转移能量给恒星星幔和外壳而引起爆发)。

Colgate 和 White^[4](1966)第一次提出一个“中微子输运模型”。计算结果表明, 大质量恒星星核区引力坍缩产生的大部分能量转变成中微子, 而中微子与星幔物质相互作用十分微弱。当时在这个计算中所用的超新星前身星结构(多方指数模型)。中微子输运方法和物态方程都是粗糙的。随后 Arnett^[5], Wilson^[6]进一步工作表明, 实际的能量转移不足以导致大质量恒星的爆发。Wilson 计算了铁星核质量为 $1.25M_{\odot}$ 的模型, 得到一个能量相当低($\sim 3 \times 10^{50}$ erg)的爆炸, 而中微子不起作用, 实际上是一个纯粹的流体动力超新星。

70 年代中, 随着弱中性流的发现, 认识到重核相参散射对于确定中微子平均自由程是很重要的。中微子重核相参散射截面与重核质量数平方成正比($\sigma_{\nu A} \sim A^2$)^[7], 当坍缩物质密度达 $\sim 10^{11} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 后, 重核相参散射使中微子平均自由程远小于星核区线度, 中微子在两次碰撞间虽以光速行走, 也不能在坍缩期间扩散逸出星核区(因中微子扩散时间尺度远大于坍缩动力学时间尺度)。于是中微子将俘陷于星核区内, 轻子(电子和中微子)总数将保持不变。

因此,从星核区发射大量中微子将转移它们的外向动量给星幔和外壳而引起爆发的设想,由于中微子的俘获也变成不可信了。人们又返回去将注意力集中于反弹机制,认为反弹机制或许能成为这难以捉摸的耦合(坍缩与爆发间的联系)更有希望的机制。

自70年代末期以来,天体物理学家提出了实际的恒星演化模型(SN II前身星)^[8]。核物理学家做出了巨大努力,提出了较好的弱相互作用率^[9-12]、物态方程^[9,13-16]和中微子截面^[20],将这些研究结果输入到流体动力学计算程序中。研究实际恒星模型的连续演化,逐步形成了一个II型超新星标准模型,其基本内容概述于下。

大质量恒星演化到了晚期,由铁峰值元素(恒星质量 $M \geq 11M_{\odot}$)或由O—Ne—Mg($8M_{\odot} \leq M \leq 11M_{\odot}$)构成的星核区(有效 Chandrasekhar 质量 $M_{\text{ch}} \sim 1.2-1.8M_{\odot}$)通过光裂解或电子俘获,或由两者的结合,促使星核区动力不稳定性发展起来,导致坍缩的启动。星核区将与恒星其他部分脱离开(由于外部物质引力束缚较松弛,而内部信号以声速传播,时间尺度较长,影响不及)。当物质压缩密度升高使电子费米能量高于其俘获阈值时,电子俘获产生大量电子型中微子并自由泄漏。当星核密度达到或超过 $\sim 10^{11} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 物质的不透明性大到足以将中微子俘获于星核区内,坍缩直至核密度才被遏止。坍缩过程中星核区一直保持低熵。当物质密度超过核密度时,内星核区突然变硬发生反弹而产生一个冲击波,并推动冲击波向外星核区和星幔传播。

如果冲击波克服了传播过程中的光裂解和中微子发射引起的能量损耗而移出铁星核边界,且冲击波具有能量 $\sim 10^{51} \text{erg}$, 则成为 SN II 的瞬发爆炸(prompt explosion)。如果冲击波能量不足以克服光裂解和中微子损耗,冲击波缓慢行进、暂驻甚至后退,持续时间较长,由中子星形成过程中发射的大量中微子加热使冲击波得以复活而变成延缓爆炸(delayed explosion)。无论上述那种爆炸机制,在坍缩反弹后短时期里中央残留物体就处于准静力学平衡状态。这残留物体是炽热的,富轻子的,经过冷却和消轻子(中子化)过程而形成原始中子星。坍缩反弹瞬时爆发期间中微子损失 $\sim 10^{51} \text{erg}$, 绝大部分中微子($3-4 \times 10^{58}$)是在残留物体形成中子星过程中发射的。

尽管在坍缩反弹的研究方面已取得了很大的进展,有了共同的认识,但在星核区坍缩反弹后冲击波传播和爆发过程研究方面仍存在着不少问题。SN II 研究的基本问题是星核区坍缩释放的引力势能如何转移到恒星外部而引起爆发的。目前,这个问题(坍缩与爆发之间的耦合)仍然是捉摸不定的。在本文中,我们将对 SN II 坍缩和爆发机制问题做一些讨论。

二、星核区坍缩与反弹

1. 星核区坍缩过程

SN II 前身星星核区主要由简并电子压维持着与引力的平衡,绝热指数 γ 主要由相对论性电子性质决定, $\gamma \sim 4/3$ 。当星核区质量超过 M_{ch} 时,将出现动力不稳定性,由部分铁核光裂解或电子俘获,或两者的结合,引起星核区压强损失,使绝热指数 $\gamma < 4/3$, 而导致星核坍缩的启动。

坍缩启动之后,由于电子俘获(电子的丧失)产生的中微子自由泄漏,继续使 $\gamma < 4/3$,

电子压强 $P_e \sim (Y_e \rho)^{4/3}$, 其中 ρ 和 Y_e 分别代表物质密度和电子分数(平均每强子的电子数), 则

$$\gamma = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_s = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{d \ln Y_e}{d \ln \rho} \right)$$

随着密度 ρ 的增大, Y_e 逐渐减少, 所以 $\frac{dY_e}{d\rho} < 0$, 因而在坍缩过程中, 由于电子俘获维持 $\gamma < 4/3$ 。中微子俘陷之后, 中微子对压强也有贡献。但中微子已较电子软化, 不像电子那样有效。

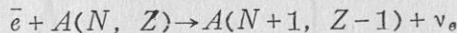
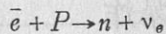
中微子俘陷后, 密度高达 $\rho \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 电子压仍然是主要成份。自由核子和 α 粒子的丰度很低, 自由核子返回大核形成更大的核。重核激发态储存大量激发熵(热能), 而核激发能对压强并无贡献(因配分函数只是温度的函数而与密度无关)。核内核子-核子相互作用给出负压贡献, 所以坍缩直至核密度, 一直维持绝热指数 $\gamma < 4/3$ 。

当物质密度超过核密度后($\rho > \rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 核物质突然变硬、坍缩受到阻滞而发生反弹, 绝热指数 γ 超过 $4/3$, 最大可达 $\gamma \sim 2.5$, 核子压变成为主要成分, 而电子压降为次要成分。中心密度最大可达 $\rho \sim 3\rho_0 \approx 8 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 温度可达 $10 - 15 \text{ MeV}$ (ρ_0 为核密度)。以上所述就是星核区引力坍缩的基本图像。

2. 坍缩物质的熵

反映超新星前身星和星核区演化最灵敏的因素是每强子平均熵的变化。大质量主序星诞生时, 每强子平均熵 S 几乎是常数, 如 $15M$ 、 $23M$ 、 $25M$ 、 $27M$ (恒星 $S = 23, 25M$ 、恒星 $S = 27$ (S 以玻尔兹曼常数为单位))。当恒星演化到 ^{12}C 星核点大时, 辐射输运已使中心区核子熵减少到 $S = 3$ 。此后核子熵的减少由中微子损失确定。当星核区演化到铁核区开始坍缩启动时, 星核中心核子平均熵 $S \sim 1$, 而红巨星外壳某些地方核子熵高达 $S \sim 40$ (通过辐射输运从星核区转移而来)。

铁核区坍缩过程是紧跟着硅燃烧后进行的, 核子几乎完全束缚于核内 ($A \sim 56$), 核子必定是彼此联系在一起而运动, 是高度有序的, 平均每个核子贡献的熵是很小的。在坍缩期间物质共同的流体动力降落也是有序的。所以坍缩期间仅仅通过质子(包括重核内质子和自由质子)的中子化过程



使系统的熵发生变化。电子俘获使核跃迁到激发态, 然后通过 γ 辐射衰变至低态, 使物质熵增加。在未达 β 平衡前 $\Delta \epsilon = \mu_e - (\mu_n - \mu_p) - \mu_\nu > 0$, μ_e , μ_n , μ_p 和 μ_ν 分别为电子、中子、质子和中微子化学势。多余能量 $\Delta \epsilon$ 可用于加热物质使熵增加。此外, 中微子泄漏时将带走一部分熵。在坍缩过程中熵不会有大的增加, 因为只有一小部分电子被俘获。直到中微子俘陷, 物质熵变化很小 ($S \sim 1 - 1.5$)。 β 平衡后 ($\Delta \epsilon = 0$), 坍缩几乎是等熵的。

低熵是坍缩过程一个显著特点, 低熵意味着核子必定留在核内。因为溢出核子的熵很高, 如在 $\rho \sim 10^{12} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 溢出中子平均熵 $S \sim 8$, 因而不可能有高于百分之几的核子处于蒸发相(核子气), 否则系统的熵必将大大增加。

总之, 由于系统低熵, 原子核必定保持直至它们开始相互接触、溶合而成为均匀核物质状态。低熵也意味着整个坍缩期间温度保持相对较低, 直至核接触, 中心温度约为 6 MeV ,

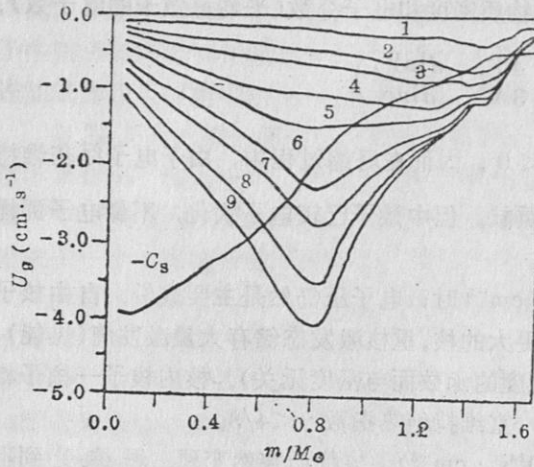


图 1 不同时刻速度 $U_\theta (U/10^9)$ 分布, 图上 1、2、3...9 表坍缩过程不同时刻速度 $U_\theta \sim M/M_\odot$ 曲线。 C_s 表曲线 9 相应时刻之声速线^[21]

传播可以相互传递形成为好像一个整体单位坍缩, 内部信息不能传出声速点边界。外星核区(声速点—星核区边界), 物质以超声速坍缩, 坍缩速度约为自由落体速度的一半, 最大速度可达 $7 \times 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

当内星核中心超核密度后, 将发生反弹, 向外传播众多的压力信号会聚在“声速点”, 而发展成为强间断(冲击波)。冲击波并不产生在星核区中心, 而是在离中心 $0.8-0.9M_\odot$ 处。当马赫数大于 1 时, 冲击波开始向外移动, 将坍落速度方向倒转过来。

内星核区大小(M_s)主要由反弹前轻子压亏损确定。轻子压亏损愈大则 M_s 愈小。Fuller 等^[11]发现重核内中子数 $N \geq 40$, 重核中子壳层能级已填满, 将不再发生重核电子俘获, 这被称为 FFN 效应。FFN 效应一般发生在中微子俘陷之前, 密度 $\rho \sim 4 \times 10^{10} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。FFN 效应阻止轻子压力亏损可使 M_s 增大 $\sim 30\%$ 。

三、瞬发爆炸和延缓爆炸

1. 反弹激波能量及其损耗

引力结合能 $E_B = \int_0^{M_s} (E_K + E_I + V_G) dm$, 其中 E_K 、 E_I 和 V_G 分别表单位物质动能、内能和引力势能, M_s 为星核区中心密度达最大时声速点质量坐标。确定 M_s 后, 观察 M_s 内结合能之变化。 M_s 内引力结合能峰值与过程结束(反弹后 20—50ms)恢复稳定运动时引力结合能之差, 为从内星核区转移给冲击波的最大可能利用能量, 约为 $4-7 \times 10^{51} \text{ erg}$ 。

冲击波在 M_s 外缘形成之后, 它的传播过程就由冲击波的能量损耗来决定。主要损耗来自重核的光裂解和中微子发射。

冲击波未传出中微子球时, 冲击波内存在着坍缩过程中电子俘获产生的俘陷中微子, 它们处于 β 平衡。冲击波区还有高温过程($T \geq 10 \text{ MeV}$)产生的正负电子对的湮灭转变成的中微子对 e^-e^+ 通过弱中性流耦合产生所有各种类型中微子对 $\nu_e \bar{\nu}_e$ 、 $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ 和 $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ 。当冲击波传出

这也是核子很少从核内蒸发的原因。系统保持低熵, 重核坚持到它们相互接触和熔合, 这就导致一个直接后果, 中微子将被更牢固地锁在星核区内。中微子俘陷之后, 坍缩过程是绝热的, 基本上是等熵的。在不受冲击的内星核区, 熵一直是一个关键的热力学量, 而温度成为由熵派生的量。

3. 坍缩动力学

现代数值计算都表明, 坍缩过程中星核区自然划分成为两个区域, 内星核区和外星核区, 如图 1 所示^[21], 内星核区 ($\sim 0.6-0.8 M_\odot$) 以亚声速坍缩且为自模相似运动, 其外边界为声速点(坍缩速度值与局部声速值相等处)。内星核区中扰动信息以声速传

中微子球进入密度 $\rho \leq 10^{11} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 区时，俘陷中微子能扩散到冲击波头之前，此时中微子损耗最大，在 $\sim 1 \text{ms}$ 内，中微子能量损耗达 $\sim 10^{51} \text{erg}$ 。

冲击波区温度很高，能使重核完全裂解成为自由核子。裂解 $0.1M_{\odot}$ 的 Fe 核需耗能 $\sim 1.5 \times 10^{51} \text{erg}$ ，冲击波不能长期忍受这样惊人的损失。除非它尽快通过致密区进入低密度和高热容量物质区，否则冲击波将衰亡。低密度和高热容量使冲击波后温度低到不致于引起重核光裂解和减少热中微子对产生率。另外，低密度使动力压 (ρv^2) 也减少了，冲击波倒转降落物质动量方向，动力压降低有利于冲击波的传播。为了减少光裂解损耗，要求星核铁区质量尽可能小，内星核区(冲击波形成处以内)尽可能大些，使冲击波传输至星核外边界所穿越的质量尽可能少些。所以，为了使反弹机制成功，要求坍缩开始前星有一个相当小的星核区，坍缩结束时有一个较大的不受冲击的内星核区。这样，冲击波的传输途径缩短，只裂解较少的重核物质。

2. 瞬发爆炸

WZW(1978)^[18]发表了质量为 $15M_{\odot}$ 和 $25M_{\odot}$ 恒星演化模型，其相应星核铁区质量为 $1.56M_{\odot}$ 和 $1.61M_{\odot}$ ，随后许多研究小组以 WZW 模型作为超新星前身星，进行坍缩反弹冲击波产生和传播的流体动力学计算，冲击波传输至 $\sim 1.2-1.25M_{\odot}$ 便逐渐衰亡下去了。这里引用我们^[22]应用新的物态方程对 $15M_{\odot}$ 前身星模型所作的流体动力学计算来说明此情况。冲击波于 $0.85M_{\odot}$ 处产生，然后向外传播，所到之处使正处于坍落之物质运动方向倒转，如图 2 所示，冲击波传输至 $1.2M_{\odot}$ 后便逐渐衰减下去。从星核区中心向外选定若干质壳(如 $0.05M_{\odot}$ ， $0.85M_{\odot}$ ， $1.0M_{\odot}$ ， $1.2M_{\odot}$ 和 $1.5M_{\odot}$)，观察各特定质壳核子平均熵随密度(或时间)的变化，在坍缩过程中各质壳核子熵基本不变，内星核区核子熵 $S \sim 1$ ，冲击波产生后，其所到之处核子熵便发生突变如图 3 所示。如果冲击波能量足够使超新星成功爆发，则从冲击波产生处到星核区边界($1.5M_{\odot}$)沿途都有熵的突跃。否则沿途熵变化愈来愈小，冲击波逐渐衰亡下去。

为了得到较小的铁星核区质量，WWF^[23]重新考虑了电子俘获率，引入了先前被忽略的电子俘获分支。星核中心起始的电子分数 Y_e ，核子平均熵和铁星核区质量，较过去计算

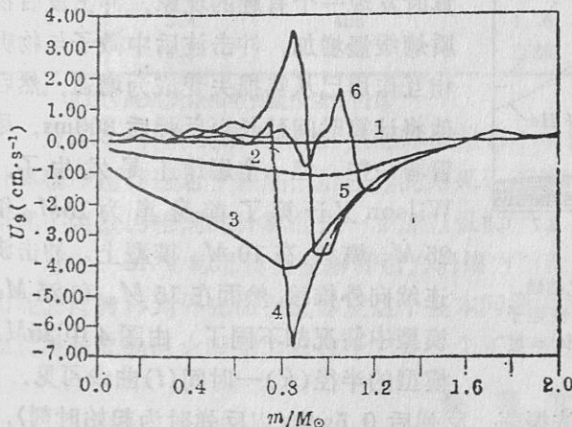


图 2 不同时刻速度 $U_{\theta}-m/M_{\odot}$ 曲线^[22]

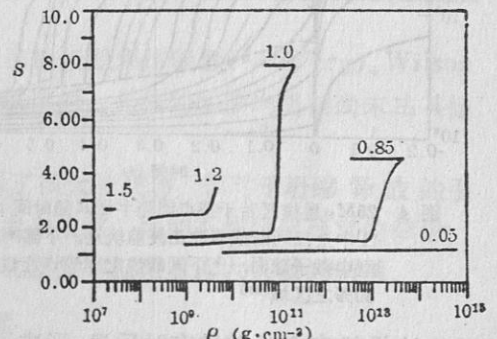


图 3 几个特定质壳核子平均熵 $S-\rho$ (密度)变化曲线^[22]

结果显著减小。恒星质量 $15M_{\odot}$ 、 $20M_{\odot}$ 和 $25M_{\odot}$ 。相应铁星核区质量为 $1.35M_{\odot}$ 、 $1.41M_{\odot}$ 和 $1.35M_{\odot}$ ，相应于 $20M_{\odot}$ 、 $25M_{\odot}$ 的中心核子平均熵为 0.69 和 0.73。

各研究小组对质量为 8— $25M_{\odot}$ 前身星计算情况如下。

Hillebrandt^[24]对 WZW 的 $10M_{\odot}$ 模型(星核区质量 $\sim 1.4M_{\odot}$)做了流体动力学计算,得到了一个起码的爆炸(5×10^{50} erg), Wilson 等^[25]、Bruenn^[26]对同一模型进行计算却未获结果。

Hillebrandt^[17]等对 $8.8M_{\odot}$ 模型(星核区质量为 $1.3-1.4M_{\odot}$)计算得到一个强烈爆炸($\sim 10^{51}$ erg)。Wilson 和 Mayle^[25]却只得到一个弱爆炸。

Baron 等^[27]将物态方程软化, 并和广义相对论效应相结合, 对 $12-15M_{\odot}$ 前身星(铁星核为 $1.35M_{\odot}$)做了计算, 得到了成功爆炸的算例($\sim 10^{51}$ erg 爆炸能量), Wilson 等使用一个更标准的物态方程却未获得 Baron 成功爆炸的结果。

Burrows 等^[28]对 $8-25M_{\odot}$ 的前身星模型做了计算, 都没有得到任何爆炸。

由上述情况可见, 即使在铁星核区大小极限范围内($1.3-1.4M_{\odot}$)、是否发生爆炸还非常灵敏地依赖于输入物理参数, 而且与所用的计算方法和程序有关。Baron 等对物态方程的软化, 超出了过去人们所接受的范围, 在核物理学界有争议。

Caughlan 等^[29]给出了 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 新的反应率, 较原来的反应率大 3 倍, 这又进一步改变了恒星演化的图像。在 $15M_{\odot}$ 和 $20M_{\odot}$ 的恒星间、星核区质量发展过程中出现了一个新的分歧点。 $12-15M_{\odot}$ 恒星铁星核区质量仍为 $1.35M_{\odot}$, 而 $20M_{\odot}$ 前身星的铁星核质量由 $1.41M_{\odot}$ 长大为 $2.0M_{\odot}$ ^[30]。没有人相信 $20M_{\odot}$ 前身星新的铁星核区($2.0M_{\odot}$)能发生瞬发爆炸。

3. 延缓爆炸

Hillebrandt(1982)完成了 WW 的 $10M_{\odot}$ 恒星演化前身星流体动力学计算, 他得到了反弹冲击波能够迅速传出外星核边界, 能量为 5×10^{50} erg 的瞬发爆炸(反弹后 40ms 停止运算)。

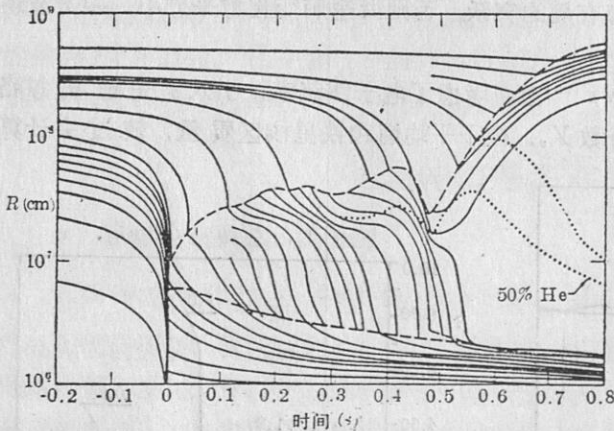


图 4 $25M_{\odot}$ 星核区若干特点质壳半径 R 随时间 t 变化曲线。图中上部间断线表冲击波前轨迹, 下部间断线表电子型中微子球面, 上下间断线之间的点连线为 He 丰度 50% 之区域^[25]

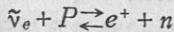
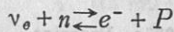
Wilson^[25] 计算同一模型, 反弹后 40 ms 停止运算。他的结果是, 冲击波后物质没有达到可逃逸的能量。但在计算时发现一个有趣的现象, 冲击波后物质熵缓慢增加, 冲击波后中微子与物质相互作用已从热损失变成增益。然后他将计算时间延长至反弹后 300ms, 尽管弱一些, 但一个爆炸还是发生了。

Wilson 又计算了前身星为 $15M_{\odot}$ 和 $25M_{\odot}$ 模型。在 $10M_{\odot}$ 模型上, 冲击波连续向外推移。然而在 $15M_{\odot}$ 和 $25M_{\odot}$ 模型中情况却不同了。由图 4 中 $25M_{\odot}$ 模型的半径(R)—时间(t)曲线可见,

冲击波沿径向有时前进有时后退, 形成子激波振荡。反弹后 0.5s 内(以反弹时为起始时刻), 冲击波后物质速度 $u < 0$ (由于能量损耗所致), 而 0.5s 之后, 冲击波后介质速度由负变正 $u > 0$

(由于中微子加热所致)。反弹后约0.5s,在离中心150km处形成一个似乎是不稳定平衡介面,150km以外之介质向外运动(加速度 $\ddot{R}>0$,速度 $u>0$),同时150km以内之介质($\ddot{R}<0$, $u<0$)向内运动。靠近中央区之介质以二分之一自由落体速度降落。这两个不同方向运动结合起来,就使150km附近密度极大的下降而形成一准真空区。向内运动之介质直到内星核30km处才被遏止住,向外运动之介质使倒退或停滞的冲击波再次向前推进。于0.8s时,准真空区已扩张到半径为 $R\sim 30\text{km}$ 至 $R\sim 1000\text{km}$ 之间。这时中心密度达 $\sim 7\times 10^{14}\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$,核子熵 $S\sim 2$ 。而半径20km处(相应质壳1.66 M_{\odot})密度降为 $\sim 3\times 10^8\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 。准真空区30—1000km(相应质壳1.665—1.666 M_{\odot}),相应密度在 $6\times 10^5\text{—}2\times 10^5\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 间。温度在0.75—0.25MeV之间,而相应核子平均熵为 $S\sim 50\text{—}400$ 。所以,准真空区之压强和核子熵必定由辐射决定,而不能由物质决定。

Bethe和Wilson^[31]指出:出现上述现象的原因是冲击波停滞或倒退持续时间较长,中子星形成过程中发射的强大的电子型中微子流 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ 对冲击波后物质(主要由自由质子和自由中子组成)加热发生了作用。吸收中微子过程为



中子星形成过程中还发射 $\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$ 和 $\nu_{\tau}, \bar{\nu}_{\tau}$ 中微子对,但它们不被 n, p 所吸收。冲击波后物质被来自中心区强大的 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ 流所加热,建立起强大的压力梯度。这压力梯度力足以克服引力,造成物质向外运动的加速度和速度,中子星形成过程中,中微子发射总能量 $\sim 3\times 10^{53}\text{erg}$ 。只要这能量的1%($\sim 10^{51}\text{erg}$)被冲击波后物质吸收,就可以使冲击波得以复活并抛射物质。

我们看到,瞬发爆炸机制中曾被否定的中微子加热,在新条件下(延缓爆炸)又复活了,一个新的II型超新星爆炸机制被发现了。Wilson计算的恒星质量为10 M_{\odot} 、15 M_{\odot} 和25 M_{\odot} ,延缓爆炸主要结果列于下表。

恒星质量 M_{\odot}	爆炸能 (10^{50}erg)	反弹后加热时间 (ms)	中央区最后质量* M_{\odot}	中子星质量 M_{\odot}	引力结合能 10^{53}erg	效率
10	1.8	250	1.475	1.25	2.7	0.067%
15	3.4	450	1.76	1.55	3.8	0.09%
25	4.5	550	1.66	1.46	3.6	0.125%

* 中央区最后质量指中央星核强子质量

Wilson计算的所有模型,其爆炸能量都小于标准的超新星爆炸能量($\sim 10^{51}\text{erg}$)。Wilson计算程序还存在若干缺陷,所以他的结果还不是定量准确的。另外延缓爆炸机制尚未由其他研究小组做出相同的计算而进一步加以证实^[32]。

总之,SN II标准模型在解释引力坍缩方面已取得了很大的成功,但对于坍缩释放的引力能怎样转移到外壳而引起爆发这个基本问题的理论尚未成熟,因而不能给出确定的结论。超新星研究的巨大吸引力就在于它是一个正在迅速变化发展和酝酿着重大突破的领域。

参 考 文 献

- [1] Paade, W. and Zwicky, F., *Phys. Rev.*, 45 (1934), 138.
 [2] Fowler, W. A. and Hoyle, F., *Ap. J. Suppl.*, 9 (1964), 201.

- [3] Colgate, S. A. and Johnson, H. J., *Phys. Rev. Lett.*, 5 (1960), 235.
- [4] Colgate, S. A. and White, R. H., *Ap. J.*, 143 (1966), 626.
- [5] Arnett, W. D., *Can. J. Phys.*, 44 (1966), 2553.
Can. J. Phys., 45 (1967), 1621.
Ap. J., 153 (1968a), 341.
- [6] Wilson, J. R., *Ap. J.*, 163 (1971), 209.
- [7] Freedman, D. Z., *Phys. Rev.*, D9 (1974), 1389.
- [8] Weaver, T. A., Zimmerman, G. B. and Woosley, S. E., *Ap. J.*, 225 (1978), 1021.
- [9] Bethe, H. A., Brown, G. E., Applegate, J. and Lattimer, J., *Nucl. Phys.*, A324 (1979), 487.
- [10] Fuller, G. M., *Ap. J.*, 252 (1982), 741.
- [11] Fuller, G. M., Fowler, W. A. and Newman, M. J., *Ap. J. Suppl.*, 48 (1982a), 279; *Ap. J.*, 252(1982b), 715.
- [12] Cooperstein, J. and Wambach, J., *Nucl. Phys.*, A420 (1984), 591.
- [13] Lattimer, J. M., *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 31 (1981), 337.
- [14] Bonche, P. and Vautherin, D., *Astron. Astrophys.*, 112 (1982), 268.
- [15] Bethe, H. A. Brown, G. E., Cooperstein, J. and Wilson, J. R., *Nucl. Phys.*, A403 (1983), 625.
- [16] Lamb, D. Q., Lattimer, J. M., Pethick, C. J. and Ravenhall, D. G., 1984, Univ. I11. Preprint ILL-(TH)-84-11; *Nucl. Phys.*, A411 (1983), 449.
- [17] Hillebrandt, W., Nomoto, K. and Wolff, R. G., *Astron. Astrophys.*, 133 (1984), 175.
- [18] Cooperstein, J., *Nucl. Phys.*, A438 (1985), 722.
- [19] Baron, E., Brown, G. E., Cooperstein, J. and Prakash, M., 1985c, Preprint.
- [20] Tubbs, D. L. and Schramm, D. N., *Ap. J.*, 201 (1975), 467.
- [21] 王贻仁、李鸿、姚进、汪惟中, 计算物理, 6 (1989), 258.
- [22] 王贻仁、李鸿、姚进、汪惟中, 计算物理, 7 (1990), 321.
- [23] Weaver, T. A., Woosley, S. E. and Fuller, G. M., in *Numerical Astrophysics*, ed. by J. M. Centrella, J. M. LeBlanc and R. L. Bowers, p. 375, (1985).
- [24] Hillebrandt, W., *Astron. Astrophys.*, 110 (1982b), L3.
- [25] Wilson, J. R., in *Numerical Astrophysics*, ed. by J. M. Centrella, J. M. Leblanc and R. L. Bowers, p. 422, (1985).
- [26] Bruenn, S. W., *Ap. J. Suppl.*, 58 (1985), 771.
- [27] Baron, E., Cooperstein, J. and Kashana, S., *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985b), 126.
- [28] Burrows, A. and Lattimer, J. M., *Ap. J.*, 270 (1983), 735.
- [29] Caughlan, G. R., Fowler, W. A., Harris, M. J. and Zimmerman, B. A., *At. Data Nucl. Data Tables*, 32 (1985), 197.
- [30] Woosley, S. E. and Weaver, T. A., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 23 (1986), 205.
- [31] Bethe, H. A. and Wilson, J. R., *Ap. J.*, 295 (1985), 14.
- [32] Arnett, W. D., Bahcall, J. N., Kirshner, R. P. and Woosley, S. E., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 27 (1989), 629.

(责任编辑 刘金铭)

The Stellar Core Collapse and Explosion of SN II

Wang Yiren

(Institute of Applied Mathematics, Academia Sinica
Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this review, it is discussed in detail that the standard model for SN II involves stellar core collapse and bounce, mechanism of prompt explosion and of delayed explosion. Progress and problems in the theoretical research of SN II are presented briefly.