

# Research on Explosion Energy of Type II-Supernova in $11 \sim 40M_{\odot}$ Progenitor Stars Model\*

Xiongping Xia

College of Science, Guilin University of Technology, Guilin  
Email: xxpccp@163.com

Received: Jan. 18<sup>th</sup>, 2013; revised: Feb. 25<sup>th</sup>, 2013; accepted: Mar. 5<sup>th</sup>, 2013

Copyright © 2013 Xiongping Xia. This is an open access article distributed under the Creative Commons Attribution License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

**Abstract:** In the paper, we apply four various definitions of explosion energy, based on modified the state equation in LLPR model and the II supernova explosion code “WLYW-89”, to research explosion energy of type II-supernova in new progenitor stars model of the main-sequence mass  $11 \sim 40M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ : the sun mass). Apply the results of the discrete explosion energy in various mass cell and explosive energy with time, and compare with theoretical and observation results, we find that, in four various definitions of explosion energy, the second definition of explosion energy  $E_{xp}^{(2)}$  is the most suitable to supernova explosion in new progenitor stars model, especially, for  $M \leq 20M_{\odot}$ , theoretical results are good agreement with experimental observation data. It is because that, on one the hand,  $E_{xp}^{(2)}$  is defined by the view of energy, on the other hand, its shock velocity in agreement with the experimental observation and it can reduce the gap of theoretical and observation results.

**Keywords:** Progenitor Stars; Explosion Energy; Type II-Supernova

## 11 ~ 40 $M_{\odot}$ 前新星模型下的 II 型超新星爆发能研究\*

夏雄平

桂林理工大学理学院, 桂林  
Email: xxpccp@163.com

收稿日期: 2013 年 1 月 18 日; 修回日期: 2013 年 2 月 25 日; 录用日期: 2013 年 3 月 5 日

**摘要:** 本文通过采用四种爆发能的定义, 修正了 LLPR 模型中与爆发能相关的状态方程和 II 型超新星爆发的模拟程序 “WLYW-89”, 模拟了最近修正的主序质量在  $11 \sim 40M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ : 太阳质量) 的前新星模型数据下的 II 型超新星的爆发。根据不同壳层下离散的爆发能和随时间变化的爆发能特征, 同时对比实验观测的数据。研究结果显示, 在四种不同的爆发能定义中, 定义  $E_{xp}^{(2)}$  是比较符合当前前新星的模型数据, 特别是对于中小质量 ( $M \leq 20M_{\odot}$ ) 的前新星, 模拟结果与实验结果符合比较好。它主要体现在其定义从能量观点进行定义, 其激波速度符合实验观测数据, 并能缩小理论与实验观测结果的差距。

**关键词:** 前新星; 爆发能; II 型超新星

### 1. 引言

超新星爆发是一种非常重要和罕见的天文现象,

\*资助信息: 桂林理工大学科研启动项目(Grant No. 002401003390)。

根据在爆发过程中是否含有氢光谱而被主要分成 I 型和 II 型超新星两大类, 其中含有氢光谱的 II 型超新星爆发是观察和研究的重点。对于 II 型超新星的爆

发机制, 早在上世纪 60 年代到八十年代, Colgate 和 Johnson<sup>[1]</sup>, Colgate 和 White<sup>[2]</sup>, Brown 等人<sup>[3]</sup>就提出和修正了 II 型超新星爆发机制。包括比较成熟的坍缩反弹机制: 具体指恒星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。而具体来说对于 II 型超新星的爆发机制主要有瞬时爆发机制和中微子延迟爆发机制, 以及最近发展的内核心加速机制<sup>[4]</sup>。

但目前理论结果与实验观测仍存在较大的差距。实验观测发现, 爆发物质向外的初始速度达  $10^4$  km/s, 动能达到  $10^{49}$  erg。但数值模拟的结果发现, 释放的引力能不足以提供中微子泄漏以及铁星核完全光裂解需要消耗的巨大能量。这一缺陷是导致超新星瞬时爆发理论不能成功的主要原因。为了解决瞬时爆发理论的困难, Nakamura 等人<sup>[5]</sup>提出了中微子延迟爆发机制, 然而中微子流能否激活如此强大向外传播的激波, 迄今仍然是疑问。Sagert 等人<sup>[6]</sup>在研究核坍缩阶段的超新星中的 QCD 相位转移过程中修正了延迟爆发机制, Dasgupta 等人<sup>[7]</sup>在研究瞬时爆发超新星中的中微子爆发中光谱分裂时, 提出了改善的瞬时爆发机制。从当前对爆发机制的研究来说, 说明超新星爆发机制仍处在探索和完善之中。

在研究超新星爆发过程中, 前新星模型的数据是对超新星爆发是相当重要的, 一方面它决定了超新星的演化和爆发, 另一方面, 在理论模拟和数值计算过程中, 前新星数据是理论研究的前提。在实际的实验观察中, 研究超新星的重要首段是观察前新星。目前, 一些重要的实验观察也主要是集中在对前新星的观察, 如通过观察 1987A 显示其爆发能达到  $\approx 1 \times 10^{51}$  ergs, Tsvetkov 等人<sup>[8]</sup>观测到 SN1993J 和 SN2008ax 的爆发能也达到  $E \approx 1.5 \times 10^{51}$  ergs。在研究前新星过程中, 随着观察手段和理论研究的发展, 已经取得了许多重要的成果, Nomoto 等人<sup>[9]</sup>就已经给出了当时观察出的前新星演化数据, 自从上世纪 70 年代以来, Woosley & Weaver<sup>[10]</sup>, Heger & Langer<sup>[11]</sup>, Heger 等人<sup>[12]</sup>和 Woosley & Heger<sup>[13]</sup>进一步研究和改善了前新星数据并且取得了许多重要的关于超新星的成果。Woosley 等人<sup>[14]</sup>采用当时最新的 12 ~ 100M<sub>☉</sub> 的前新星, 利用 KEPLER 程序理论研究了超新星的演化过程, 发现理论得出的爆发能范围为  $0.3 \sim 10 \times 10^{51}$  ergs。最近, Limongi & Chieffi<sup>[15]</sup>利用紧凑和扩展的前新星研究了

IIb 超新星的爆发, 进一步研究了前新星爆发中的演化。这些理论和实验研究都紧密地依赖于对前新星和爆发机制, 随着观察工具和实验条件的发展, 前新星数据变得越来越精确, 尽管对于前新星与爆发机制的关系已经取得了很大的成绩, 然而仍然存在许多未知的问题, 例如不同种类的前新星与爆发机制之间的关系仍然有待深入研究。

当前对于前新星与爆发能之间关系的研究, 主要集中在如何出来和求解其状态方程, 而对于状态方程中就包含了对于爆发能的定义选择问题。在本文中, 基于当前最新的前新星模型数据, 我们研究了四种不同的超新星爆发能定义对于新的前新星爆发能大小的影响, 其中的前新星主序质量范围为  $M = 11 \sim 40M_{\odot}$ 。

## 2. 超新星爆发中的爆发能定义

根据 Bruenn<sup>[16,17]</sup>研究, 对于一个成功的超新星爆发, 其激波需要满足以下条件:

$$E_{shock} > \frac{M_{Fe} - M_s}{M_{\odot}} \times 20(\text{foe}) \quad (1)$$

$$E_{shock} > E_{dis} + E_v^{oc} \quad (2)$$

在方程(1)和(2)中,  $E_{shock}$ ,  $E_{dis}$  和  $E_v^{oc}$  分别表示激波能, 光致裂变能和损失的中微子能量 ( $1 \text{ foe} = 10^{44} \text{ J}$ )。其中对于 II 型超新星爆发能  $E_{xp}$  与这三者之间的关系大致可以表述为:

$$E_{shock} \approx E_{dis} + E_v^{oc} + E_{xp} \quad (3)$$

超新星爆发的性质主要由爆发能、向外喷出的外包层的质量和恒星的半径等因素决定, 由此, 爆发能和前新星是决定超新星能否成功爆发的两个决定性因素。不同种类和不同主序质量的前新星其爆发机制和理论模拟方法有所不同, 每一种模型的计算和模拟主要是分析激波传播到各个网格中的性质, 进而来理论分析和研究超新星爆发的性质, 在计算过程中, 外核部分的激波物质具有向外的正速率, 随着计算的开展, 当激波的速率变得近似均匀的时候, 计算截止。当前在理论计算和模拟的过程中, 激波传播到铁核外核边沿的能量大小和恒星瓦解所释放的最终动能之间的关系仍然是一个难以解决的问题, 为此, 在 1989 年, Bruenn 提出和改进了关于爆发能的基本定义, 通过改进的爆发能定义来进行理论模拟超新星的爆发

能, 这些改进的爆发能包括三种不同的定义形式, 其均具有正的激波速度, 其定义形式分别如下:

定义 1:  $E_{xp}^{(1)} = (GE + IE + KE)_{V_{8>1}}$ , 其中  $GE$  为总的引力势能,  $IE$  为前新星质量壳层的内能,  $KE$  为前新星质量壳层的动能,  $V_{8>1}$  激波具有正的速度满足  $\geq 1 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ;

定义 2:  $E_{xp}^{(2)} = (GE + IE + KE)_{V > V_{esc}}$ , 其中  $GE$  为总的引力势能,  $IE$  为前新星质量壳层的内能,  $KE$  为前新星质量壳层的动能,  $V > V_{esc}$  ( $\sim \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 为激波具有正的速度满足要大于逃逸速度;

定义 3:  $E_{xp}^{(3)} = (KE)_{V_{8>5}}$ , 其中  $GE$  为总的引力势能,  $IE$  为前新星质量壳层的内能,  $KE$  为前新星质量壳层的动能,  $V_{8>5}$  激波具有正的速度满足  $\geq 5 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

这三种爆发能定义是从能量的观点进行定义, 其能量的观点和物理含义比较容易理解, 它包含了引力势能, 内能和动能。比较这三种定义, 可以看到定义 1 和定义 2 基本是等价的, 唯一的区别是激波速度有所不同, Baron 等人在 1987 年的时候对定义 1 进行了研究, 而 Bruenn 在他的基础上对激波速度进行了修正, 发现超新星爆发发生在恒星的外层, 其逃逸速度约在  $10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , 根据这种观测结果, Bruenn 对激波速度进行了改进, 因而修正了定义 1, 给出了定义 2, 而定义 3 是一种忽视了引力势能和内能的一种近似处理。另外, 张<sup>[18]</sup>提出了一种拟合的关于爆发能的定义, 它是一种统计的结果, 其计算较为容易, 但难以理解, 表达式如下:

定义 4:  $E_{xp}^{(4)} = \sum (c^2 + \varepsilon) \Gamma \Delta \mu - c^2 \sum \Delta \mu$ , 表达式中  $\sum$  为当激波速度满足  $V > 0$  和  $(1 + \varepsilon/c^2) \Gamma > 1$  时的总和, 其中  $c$  为光速,  $\varepsilon, \Gamma$  为常数,  $\Delta \mu$  为质量的改变量。

在研究超新星爆发过程中, Bruenn 应用前面三者定义计算和模拟了一些前新星的爆发过程, Woosley & Heger<sup>[13]</sup>和 Xia<sup>[19]</sup>应用定义 4 对 II 型超新星的爆发也做了一些有益的探索。

### 3. 模拟结果和分析

在这篇文章中, 基于 Nadyozhin 等人<sup>[20]</sup>和 Smartt 等人<sup>[21]</sup>提供的前新星模型数据, 应用上述四种爆发能定义, 通过修正与爆发能有关的 LLPR<sup>[22]</sup>状态方程和

II 型超新星爆发的模拟程序 “WLYW-89”, 我们进一步研究了前新星与爆发能之间的关系。在理论研究过程中, 我们利用了修正的程序来计算了主序质量为  $M = 11 \sim 40 M_{\odot}$  的前新星时的 II 型超新星爆发能特征, 在文中仅列出  $11 M_{\odot}$ ,  $13 M_{\odot}$ ,  $15 M_{\odot}$ ,  $20 M_{\odot}$ ,  $30 M_{\odot}$  和  $40 M_{\odot}$  的模拟图像, 通过这些理论模拟, 我们得出了一些关于 II 型超新星爆发的有益信息。

图 1 显示了不同质量壳层中爆发能的离散分布, 从图中显示, 在应用四种爆发能定义下, 爆发能的离散数据分布具有一些相似的特征, 均类似于一种正态分布, 6 组数据显示最大的爆发能大致集中在  $1.1 M_{\odot}$ - $1.2 M_{\odot}$  质量壳层。爆发能成这种分布特征是由于激波在向外传播的过程中, 在到达  $1.1 M_{\odot}$ - $1.2 M_{\odot}$  质量壳层时达到最大, 然后在向外传播的过程中, 随着中微子能量的损失和光致裂变导致的能量损失, 导致爆发能不断地降低。同时, 应用四种不同的爆发能定义, 其具体对于每一个前新星的爆发能影响是有明显的区别的。定义  $E_{xp}^{(1)}$  和定义  $E_{xp}^{(2)}$  区别比较小, 而  $E_{xp}^{(1)}$ ,  $E_{xp}^{(2)}$  和  $E_{xp}^{(3)}$ ,  $E_{xp}^{(4)}$  有明显的区别, 应用定义  $E_{xp}^{(3)}$  和定义  $E_{xp}^{(4)}$  是明显低于应用定义  $E_{xp}^{(1)}$  和定义  $E_{xp}^{(2)}$ , 特别是采用定义  $E_{xp}^{(3)}$  时, 其爆发能相比其它三种是最小的, 原因是由于定义  $E_{xp}^{(3)}$  忽略了引力势能和内能, 导致明显地降低了爆发能。从中可以显示, 引力势能和内能是爆发能的重要组成部分, 而对于定义  $E_{xp}^{(4)}$ , 由于是一种统计的定义, 计算较为容易, 而物理意义相比定义  $E_{xp}^{(1)}$ ,  $E_{xp}^{(2)}$  和  $E_{xp}^{(3)}$  来说是不容易理解。因此, 从这些离散的数据可以得出, 对上述四种爆发能定义, 对于当前的前新星模型, 从能量的观点和提升爆发能的角度来说,  $E_{xp}^{(1)}$  和  $E_{xp}^{(2)}$  是比较适合当前的前新星模型的爆发能定义, 它们有利于超新星的爆发。

图 2 显示了爆发能随时间的变化情况, 从六组数据可以看出, 四种爆发能定义下的爆发能随时间的演化基本具有相似的变化趋势。其相似的变化特征主要有: 爆发能均在一定的时间才能产生, 爆发能呈现出一种振荡的变化, 在振荡变化过程中, 均是先振荡增加, 达到峰值之后开始振荡减少。然而具体对与每一组前新星模型, 四种不同爆发能定义下的爆发能随时间的变化是有明显的区别, 首先是  $E_{xp}^{(1)}$  和  $E_{xp}^{(2)}$  的变化基本上是重叠的,  $E_{xp}^{(2)}$  稍小于  $E_{xp}^{(1)}$ , 原因是由于  $E_{xp}^{(2)}$  定义中的激波速度大于  $E_{xp}^{(1)}$ , 导致增加了能量的损失,

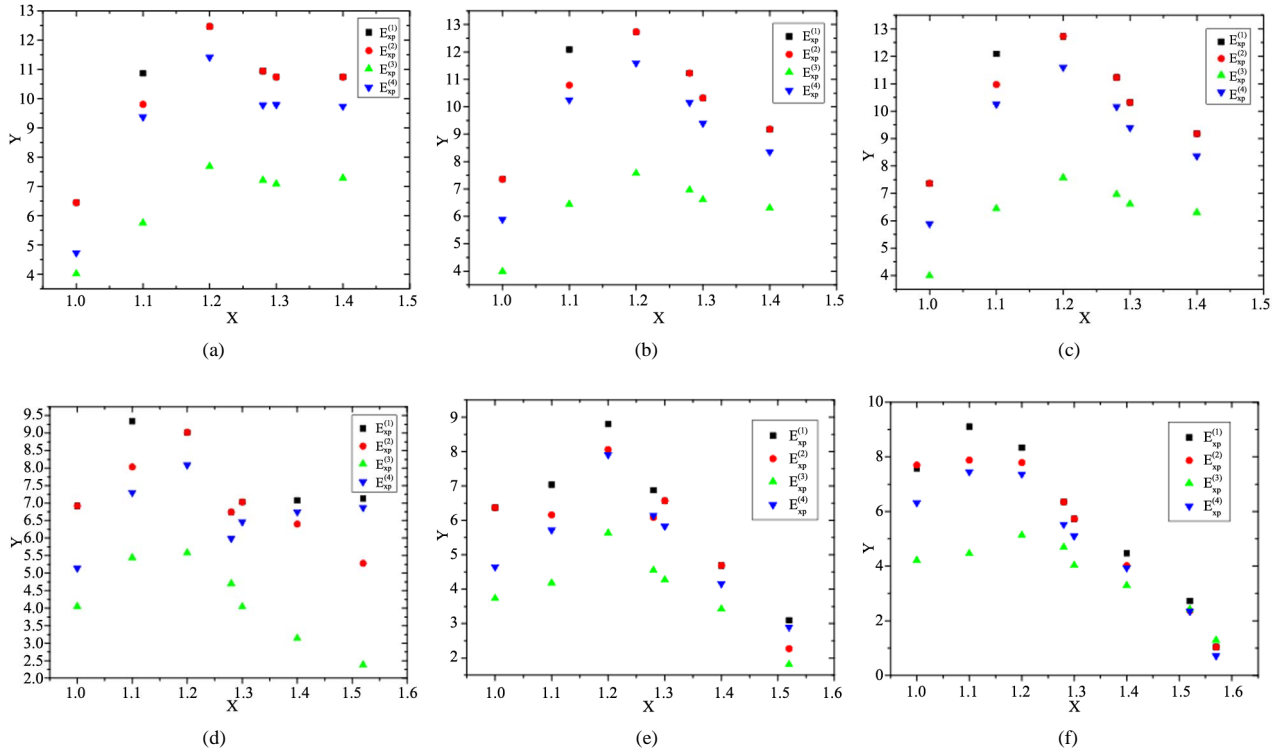


Figure 1. The discrete explosion energy in various mass shells: (a) S11; (b) S13; (c) S15; (d) S20; (e) S30 and (f) S40. X: the mass of central Fe-core various shells ( $\times M_{\odot}$ ), Y: explosion energy ( $\times 10^{43}$  J)

图 1. 不同质量壳层中的爆发能离散分布: (a) S11; (b) S13; (c) S15; (d) S20; (e) S30 和 (f) S40. X 轴: 中心铁核壳层的质量 ( $\times M_{\odot}$ ); Y 轴: 爆发能 ( $\times 10^{43}$  J)

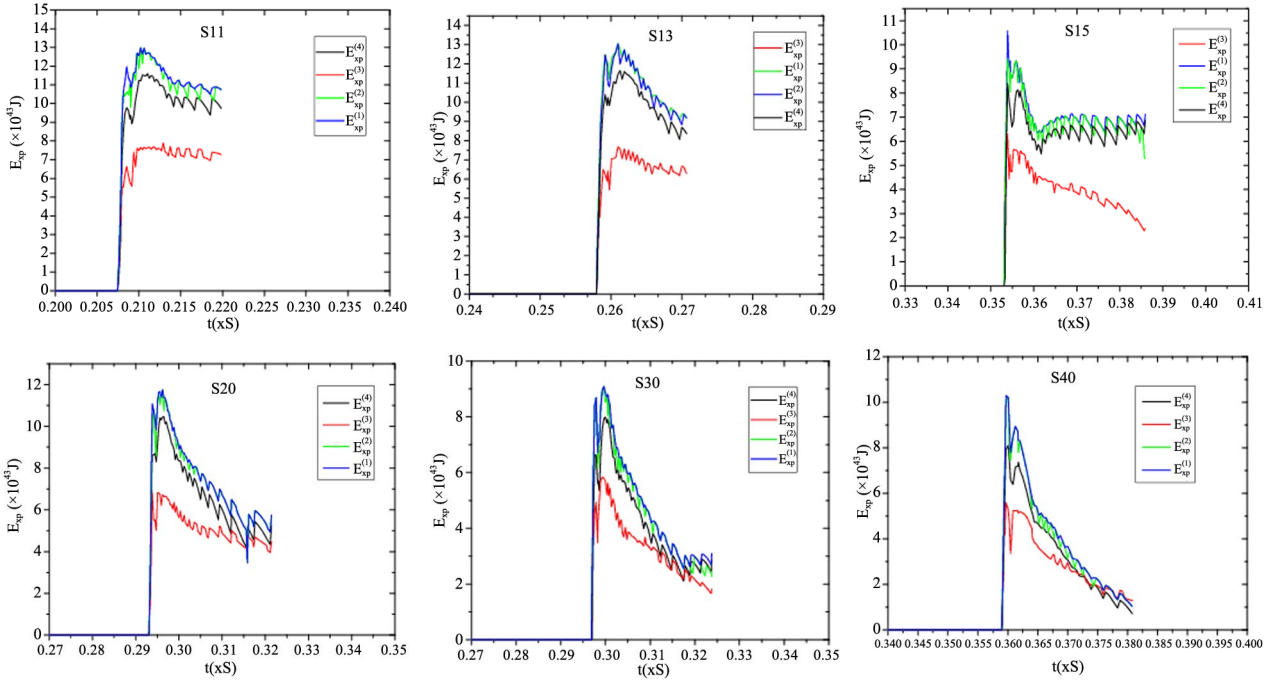


Figure 2. The variation of explosive energy with time (S11, S13, S15, S20, S30 and S40)

图 2. 爆发能随时间的变化 (S11, S13, S15, S20, S30 和 S40)

从而轻微降低了 II 型超新星的爆发能。而  $E_{xp}^{(3)}$  和  $E_{xp}^{(4)}$  是明显低于  $E_{xp}^{(1)}$  和  $E_{xp}^{(2)}$ ，特别是  $E_{xp}^{(3)}$  相比其它三种是最小的。从爆发能随时间的变化关系可以进一步显示，引力势能和内能是爆发能的重要组成部分。从上述对爆发能随时间的演化情况分析，也进一步显示  $E_{xp}^{(1)}$  和  $E_{xp}^{(2)}$  这两种定义是比较适合当前的前新星模型，他们能较明显地提高理论模拟中的爆发能大小，减少与实际观测到的爆发能差距。

图 3 列出了一些 II 型超新星初始的爆发能大小的分布，目的是为了对比理论和实验结果。根据图 1 和图 2 的理论模拟的结果，对比实验观测的数据，可以明显地看到，理论结果与实验观测的数据差距还是比较明显的，特别是  $E_{xp}^{(3)}$  与实验数据差距比较大，因此，目前对于理论模拟 II 型超新星爆发能与实验之间的差距仍然是一个需要进一步研究的问题。不过可喜的是，对于质量较轻的前新星  $11 M_{\odot}$  -  $20 M_{\odot}$ ，应用  $E_{xp}^{(1)}$  和  $E_{xp}^{(2)}$  这两种爆发能定义，无论是其离散的数据还是随时间演化的爆发能，其大小与实验观测的数据差距是比较小的，而对于较大质量的前新星，其差距有所增大，这说明  $E_{xp}^{(1)}$  和  $E_{xp}^{(2)}$  这两种定义对于较轻质量的前新星模型是比较合适的。同时在实验观测的数据中，实际的爆发时逃逸速度是约为  $10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ，引起激波形成的正向速度大于逃逸速度，因此根据实验观察的结果，以及从能量的观点理解爆发能，同时考虑能提升理论计算的爆发能， $E_{xp}^{(2)}$  是目前前新星模型比较合适的一种爆发能定义。

#### 4. 结论

根据 Bruenn's<sup>[16,17]</sup>的研究结果，对于一个成功的超新星爆发，其激波的速度需要达到  $10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  和爆发能大致在  $1 \text{ foe}(10^{44} \text{ J})$ ，如果爆发能数值少于或等于  $0.5 \text{ foe}$ ，这样的爆发为弱爆发，甚至不能产生爆发。在本文中，我们采用了四种不同爆发能定义，修正了与爆发能有关的状态方程和程序，模拟了主序质量为  $11 \sim 40 M_{\odot}$  前新星模型数据下的 II 型超新星的爆发。结果显示，在状态方程中与爆发能有关的爆发能定义是明显地影响超新星的爆发，在四种不同的爆发能定义中，由于其激波的传播速度与实验观测结果相符，同时其定义又是以能量的观点进行定义，并且其离散的和随时间演化的爆发能与实验的数据比较接近，特

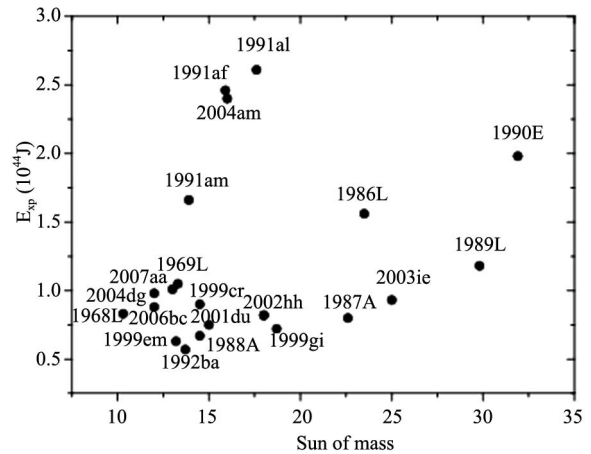


Figure 3. The initial explosion energy of some type II supernova (Nadyozhin 2003, Smartt et al. 2009)

图 3. 一些 II 型超新星的初始爆发能(Nadyozhin 2003, Smartt et al. 2009)

别是对于中小质量的较轻的前新星，其理论与实验符合的比较好，因而在当前的前新星模型来说， $E_{xp}^{(2)}$  是最为合适的一种爆发能定义。这样的结果对于研究超新星爆发机制具有一定的指导意义。

#### 5. 致谢

此项工作得到了桂林理工大学科研启动项目 (Grant No. 002401003390)的支持。

#### 参考文献 (References)

- [1] S. A. Colgate, M. H. Johnson. Hydrodynamic origin of cosmic rays. *Physical Review Letters*, 1960, 5(6): 235-238.
- [2] S. A. Colgate, R. H. White. The hydrodynamic behavior of supernovae explosions. *The Astrophysical Journal*, 1966, 143: 626-681.
- [3] G. E. Brown, H. A. Bethe and G. Baym. *Supernova theory*. *Nuclear Physics A*, 1982, 375(3): 481-532.
- [4] T. Kuroda, K. Kotake and T. Takiwaki. Fully general relativistic simulations of core-collapse supernovae with an approximate neutrino transport. *The Astrophysical Journal*, 2012, 755(1): 11-60.
- [5] S. X. Nakamura, K. Sumiyoshi and T. Stato. Neutrino deuteron reaction in the heating mechanism of core-collapse supernovae. *Physical Review C*, 2009, 80(3): 035802.
- [6] I. Sagert, T. Fischer, M. Hempel, G. Pagliara, J. Schaffner-Bielich, A. Mezzacappa, F.-K. Thielemann and M. Liebendörfer. Signals of the QCD phase transition in core-collapse supernovae. *Physical Review Letters*, 2009, 102(8): 081101.
- [7] B. Dasgupta, A. Dighe, A. Mirizzi and G. G. Raffelt. Spectral split in prompt supernova neutrino burst: Analytic three-flavor treatment. *Physical Review D* 2008, 77(11): 113007.
- [8] D. Y. Tsvetkov, I. M. Volkov, P. V. Baklanov, S. L. Blinnikov and O. Tuchin. Photometric observations and modeling of type IIb supernova 2008ax. *Peremennye Zvezdy*, 2009, 29(2): 2-13.
- [9] K. Nomoto, M. Hashimoto. Presupernova evolution of massive stars. *Physics Reports*, 1988, 163(1): 13-36.

- [10] S. E. Woosley, T. A. Weaver. Presupernova models: Sensitivity to convective algorithm and coulomb corrections. *Physics Reports* 1988, 163(1): 79-94.
- [11] A. Heger, N. Langer. Presupernova evolution of rotating massive stars. II. evolution of the surface properties. *Astrophysical Journal*, 2000, 544: 1016-1035.
- [12] A. Heger, S. E. Woosley and H. C. Spruit. Presupernova evolution of differentially rotating massive stars including magnetic fields. *Astrophysical Journal*, 2005, 626: 350-363.
- [13] S. E. Woosley, A. Heger. The progenitor stars of gamma-ray bursts. *Astrophysical Journal*, 2006, 637: 914-921.
- [14] S. E. Woosley, A. Heger. Nucleosynthesis and remnants in massive stars of solar metallicity. *Physics Reports*, 2007, 442(1): 269-283.
- [15] M. Limongi, A. Chieffi. Presupernova evolution and explosion of massive stars. *Journal of Physics: Conference Series*, 2010, 202(1): 012002.
- [16] S. W. Bruenn. The prompt-shock supernova mechanism. I-The effect of the free-proton mass fraction and the neutrino transport algorithm. *Astrophysical Journal*, 1989, 340: 955-965.
- [17] S. W. Bruenn. The prompt-shock supernova mechanism. II- Supranuclear EOS behavior and the precollapse model. *Astrophysical Journal*, 1989, 341: 385-400.
- [18] S. C. Zhang, Z. H. Xie, Y. R. Wang and W. Z. Wang. Convective instability in the prompt explosion model of type-II supernovae. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 1998, 22: 161-165.
- [19] X. P. Xia, Y. Lin. The effects of ion screening on neutrino-nucleus interactions in core-collapse supernova explosions. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2010, 10: 689-695.
- [20] D. K. Nadyozhin. Explosion energies, nickel masses and distances of type II plateau supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2003, 346(1): 97-104.
- [21] S. J. Smartt, J. J. Eldridge, R. M. Crockett and J. R. Maund. The death of massive stars I. Observational constraints on the progenitors of type II-P supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2009, 395(3): 1409-1437.
- [22] D. Q. Lamb, J. M. Lattimer, C. J. Pethick and D. G. Ravenhall. Hot dense matter and stellar collapse. *Physical Review Letters*, 1978, 41(23): 1623-1626.