

## II型超新星爆发物理机制的研究概况

陈祖刚

徐聪

葛蕴藻

(北京化纤工学院基础部) (北京师范大学物理系) (河北师范大学物理系)

### 提 要

本文是一篇关于II型超新星爆发物理机制研究情况的综述文章,现阶段II型超新星爆发物理机制的研究是在计算机模拟计算的基础上进行的,在II型超新星爆发的模拟计算中,要涉及到很多物理问题,对于不同的计算模型中对这些问题的不同的处理方法,本文都尽可能地予以介绍,另外,对于这一领域中现在还存在着的问题和可能的解决问题的途径,本文也做了一些讨论。

### 一、引 言

II型超新星(以下简称SN II)爆发机制的研究是当前天体物理学的重要课题之一。这个问题的研究对于阐明恒星晚期的演化理论、星际重元素的来源、强射电源、X射线源和高能宇宙线的形成均有重要意义。

F. Zwicky 在本世纪三十年代提出大质量星星核的引力坍缩所释放的引力势能是SN II爆发的能源。这一思想已被广泛接受。自从Colgate与White (1966)<sup>[1]</sup>和Arnett(1967)的论文<sup>[2]</sup>发表以来,关于大质量星星核的引力坍缩能否导致SN II爆发这一问题引起了广泛的注意与研究,先后提出了不少爆发机制,其中主要有中微子沉淀机制(中微子动量沉淀(Colgate和White, 1966)或中微子能量沉淀(Schramm和Arnett, 1975)和流体动力学反弹激波机制。经过十多年广泛深入的研究,近年来有些问题已被阐明并被普遍接受。由于在密度比 $10^{11}\text{gcm}^{-3}$ 高几倍的情况下,中微子基本上被陷落,因而中微子传输在星核引力坍缩阶段的重要性不大(Sato, 1975; Mazurek, 1976; Arnett, 1977; Tubbs, 1978)。如此看来,星核引力坍缩的动力学主要不是由中微子传输而是由流体动力学过程所左右。于是无论是中微子动量沉淀还是中微子能量沉淀机制都不能给出SN II爆发。因此最近几年来SN II爆发机制的研究就集中到大质量星星核引力坍缩的流体动力学反弹激波上来了。现在大多数研究者采用一维模型(也就是不考虑旋转、磁场等效应的球对称模型)来考察这个问题。至今这方面的研究已取得了长足的进展,澄清了很多问题。更进一步的考虑显然应当包括旋转,这就必须研究二维模型。然而如果考虑旋转,其它有关的因素,诸如磁场、轻子数与熵值的梯度等等也应当加以考虑。近年来对于二维模型虽已开展了一些研究工作,但由于很多因素都带有相当推测的性质,这些研究仅仅是初步的。至于三维模型迄今还没有找到可行的计算方法,因此尚未提到研究日程上来。本文主要讨论一维模型的研究进展情况。

## 二、星核坍缩的物理图象

大质量星( $>8M_{\odot}$ )演化到晚期,在中心形成一个 $1.5M_{\odot}$ 左右的铁镍核。在它的外面依次是 Si、O、He 等元素为主的壳层。很多人曾指出(例如 Sugimoto 等人(1980)<sup>[3]</sup>),铁镍核受外部壳层的影响很小,可以单独讨论它的演化问题。这就是所谓“单星近似”。由于铁镍核中核聚变过程是耗能的,星体物质的熵很低,基本上是靠相对论电子简并压抗衡引力。此种压强  $p$  与密度  $\rho$  的关系是  $p \propto \rho^{4/3}$ ,因此星核存在一个极限质量——钱德拉塞卡极限  $M_{ch} = 5.76 Y_e^2 M_{\odot}$ (其中  $Y_e$  是电子浓度)。对于铁镍核,  $M_{ch} \approx 1.4M_{\odot}$ 。随着外部壳层 Si 燃烧的进行,铁镍核质量不断增加,当质量大于钱德拉塞卡极限时,星核变为动力学不稳定,铁镍核开始坍缩。

坍缩过程可分为三个阶段,即星核的内向下落阶段、反弹阶段和激波产生与传播阶段。在下落阶段,整个星核作内向下落运动,密度、温度都在升高。在密度达到  $10^9 \text{gcm}^{-3}$  时,电子俘获开始剧烈进行。在此反应中,不仅由于中微子逃逸带走大量能量,而且由于电子密度减小,使得电子简并压降低,于是引起剧烈的爆缩,最大下落速度可达  $10^9 \text{cms}^{-1}$  以上。当密度达到  $10^{12} \text{gcm}^{-3}$  以上时,星核物质对于中微子几乎是不透明的,绝大部分中微子在动力学时标中来不及跑出星核,即而达到  $\beta$  平衡( $e + p \rightarrow n + \nu$ ),电子浓度不再降低。此阶段中按壳层表示的速度曲线是典型的 V 型,见示意图 1 中的曲线 1,其中 Q 点所处的壳层内向下落速度数值最大。此壳层以内称为内核,以外称为外核。外核各壳层作内向的自由下落;而在内核中,愈靠近星核中心的壳层,内向下落速度的数值愈小。下落阶段某些壳层半径随时间的变化参见图 2。当中心区域坍缩到很高密度时(一般要达到核密度以上),原子核被压碎,出现大量自由核子,物质的压强以核子简并压为主,并且由于强相互作用的介入,使得状态方程急剧“硬化”,内核的坍缩被突然阻止并马上开始反弹。图 2 中的  $t_b$  表示反弹时刻。反弹

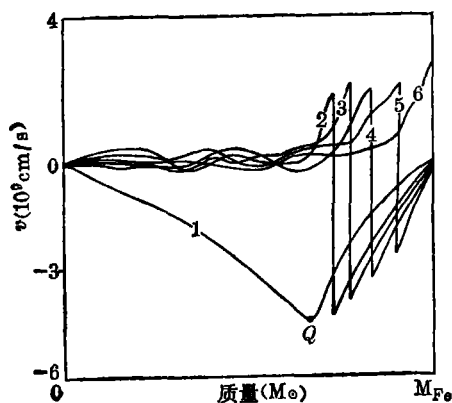


图 1 星核引力坍缩的速度曲线的示意图  
( $M_{Fe}$  为铁镍核质量)

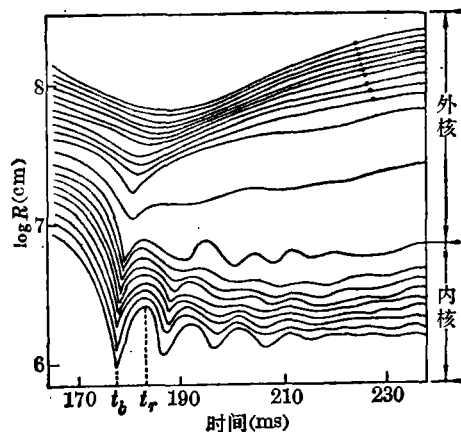


图 2 星核某些壳层的坍缩轨迹的示意图  
(黑点表示该壳层的速度在该时刻已达到逃逸速度)

阶段中外核仍在继续作内向的自由下落。当星核中心区域的密度达到第一次最小值(和图2中的  $t_r$  时刻对应), 反弹阶段结束并在内核与外核的边缘处产生激波。在第三个阶段中, 内核围绕某一平衡密度振荡而不受激波的影响。激波携带着大量的动能与热能向星核表面传播, 由于激波波阵面上的高温, 所以在激波所通过的壳层中, 重原子核被离解为轻原子核, 这要消耗很大一部分激波能量。另外激波波阵面上的高温还会提供正、负电子对湮灭反应的条件, 这一反应产生大量热中微子(区别于电子俘获产生的中微子)。一旦激波传至密度小于  $10^{11} \text{gcm}^{-3}$  的壳层时, 中微子将立即逃逸出铁镍核, 使得激波能量减弱。因此现在很多人认为, 重原子核的离解与中微子的逃逸是不利于SN II爆发的两个最重要的因素。如果激波足够强, 它可以传播到星核表面, 使得星核表面的某些壳层的速度发生反转并达到逃逸速度, 则这些壳层的物质就可以被抛射出去, 这便形成了SN II爆发, 如图1的曲线6和图2中带黑点的各质量壳层所示。

### 三、初始模型、状态方程和弱作用的处理

采用流体动力学反弹激波机制来研究SN II爆发要涉及到很多问题。初始模型、状态方程和弱作用的处理是其中的三个重要问题。

大质量星核引力坍缩模拟计算的初值是由所谓的初始模型提供的。Weaver等人(1978)<sup>[4]</sup>从  $15M_{\odot}$  与  $25M_{\odot}$  的主序星演化计算得到两个星核坍缩的初始模型。在这两个模型中分别形成了  $1.56M_{\odot}$  和  $1.6M_{\odot}$  的铁镍核。它们的中心部分的核子比熵约为1, 中心的电子浓度近似是0.44。Arnett(1977)<sup>[5]</sup>从红巨星的  $4M_{\odot}$  至  $32M_{\odot}$  的氦核演化计算得到另一组初始模型。它们相应于  $15 \sim 80M_{\odot}$  的主序星质量范围。与文献[4]的初始模型稍有不同的是: 他得到的相应的铁镍核质量与核子比熵都较小, 如从  $4M_{\odot}$  的氦核所得到的铁镍核大约是  $1.45M_{\odot}$ , 其中的核子比熵约为0.7。近来Weaver等人(1980)<sup>[6]</sup>, Nomoto(1983)<sup>[7]</sup>, Hillbrandt(1983)<sup>[8]</sup>对  $8 \sim 10M_{\odot}$  的主序星进行了演化计算, 所得到的铁镍核质量均小于  $1.4M_{\odot}$ 。

SN II爆发模拟计算所要处理的物质系统一般由原子核、自由核子、电子和中微子组成。有些计算还考虑了反粒子与  $\mu$  子、 $\tau$  子等成分。在状态方程的计算中需要给出所有这些成分的数量、化学势对内能、压强、熵值的贡献等。一种比较简单的状态方程计算方法<sup>[9, 10, 11]</sup>是将自由核子与自由轻子均看作均匀气体, 利用半经验质量公式得到原子核的结合能, 将原子核视为玻尔兹曼气体, 忽略原子核同自由核子间的相互作用与原子核有限大小对压强、熵值的影响。这种方法的缺陷是原子核内外核子间的强相互作用不能用统一的形式表达, 在处理核密度附近的密度段 ( $10^{13} \sim 10^{14} \text{gcm}^{-3}$ ) 上的核子相变(即原子核瓦解)时, 会出现较大偏差。Lamb等人<sup>[12]</sup>在他们的状态方程中, 对上述问题给出了较好的处理。他们采用可压缩液滴模型描述原子核, 并采用统一的方法处理核内外核子间的强相互作用, 考虑了原子核与自由核子之间的相互作用, 给出了普遍认为是比较合理的状态方程数据。其后有人<sup>[13, 14]</sup>采用更加细致的二体相互作用势的方法讨论了核密度附近的性质, 所得结果与Lamb等人的结果十分相近。

和SN II爆发有关的弱作用反应包括电子俘获、中微子吸收、中微子散射和正负电子对湮

灭成中微子的过程。在一维模型中对弱作用的处理有两种方式,即绝热模型与非绝热模型。所谓“绝热模型”就是指不考虑中微子传输。有些研究者将连中微子发射和吸收也不考虑的模型叫做绝热模型。

#### 四、绝热模型

一些研究者考察了绝热坍缩模型。在这些模型的大多数中,选取的初始模型是 $1.4M_{\odot}$ 的处于流体静力学平衡的 $n=3$ 的多层球,采用的状态方程一般是简单的参数化形式的。

1978年Van Riper<sup>[15]</sup>(以下称VR)采用如下形式的参数化状态方程:

$$\begin{cases} \gamma = \gamma_{\min} & \rho \leq \rho_b \\ \gamma = \gamma_{\min} + (\log_{10}\rho - \log_{10}\rho_b) & \rho_b < \rho < \rho_a \\ \gamma = \gamma_{\max} & \rho \geq \rho_a \end{cases} \quad (2.1)$$

其中 $\gamma$ 为绝热指数, $\rho$ 是物质密度, $\rho_b$ 、 $\gamma_{\min}$ ( $<4/3$ )、 $\gamma_{\max}$ ( $>4/3$ )为给定的常数, $\rho_a = \rho_b \cdot 10^{(\gamma_{\max} - \gamma_{\min})}$ 。作者主要讨论了 $\gamma_{\min}$ 、 $\gamma_{\max}$ 取各种不同常数时的星核绝热坍缩的图景与结果。作者的结果给出:对于参数的确定范围,特别是如果内核反弹振幅较大,则可以得到SN II爆发的结果。这被Lichtnstand等人称为“反弹激波机制”。1980年Lichtnstand等人<sup>[16]</sup>(以下称LSB)考虑到激波产生之后,由于激波加热产生热压强,因此在状态方程的压强中必须增加一个附加的“热成分” $P_T(\rho, E_T)$ 。他们引入热成分的比内能:

$$E_T = P_T V / (\gamma_T - 1) \quad (2.2)$$

其中 $\gamma_T$ 称为热硬性,它可以度量激波加热的热能有多少转变成了相应的热压强。他们取 $\gamma_T$ 为不同常数值时,考察了热压强(即激波加热)的作用,并且提出了“激波加热机制”。他们的计算结果给出,只要内核的状态方程足够硬,能够阻止坍缩,同时外核的热硬性比较大,即使内核反弹振幅很小,激波加热同样能够产生足以抛射质量的热压强。继LSB之后, Van Riper (1980)<sup>[17]</sup>也曾对热压强的作用作了考察,并明确指出VR的工作中是隐含地引入了热硬性的。1980年Bethe等人<sup>[18]</sup>考虑了热中微子所引起的激波能量损失。他们的计算结果是所损失的能量是激波初始能量的20%~50%。本文作者之一曾将具体的状态方程引入了星核的绝热引力坍缩计算<sup>[19]</sup>。所得结果表明:低于核密度的状态方程起着相当重要的作用,不同的状态方程将给出很不相同的坍缩过程与结果。但如果坍缩一直进行到较高密度(接近或超过核密度),则此时不同的状态方程所起的作用是本相同的。作者进而考察了激波能量损失与状态方程这两者对星核引力坍缩的影响,计算结果表明:大振幅反弹激波对激波能量损失不敏感,考虑了激波能量损失基本不会改变定性的结果;但小振幅反弹激波则与此相反,考虑了激波能量损失一般就会改变定性的结论。

Arnett(1981)<sup>[20]</sup>和Hillebrandt(1981)<sup>[20]</sup>考察了更实际的初始模型与实际的状态方程的作用。他们俩人发现,对于不同的恒星模型和稍微不同的状态方程,超新星爆发可以被获得。Hillebrandt所用的是文献[4]的模型,而Arnett用的是文献[5]的模型。这些计算的主要特征之一是激波形成在相当远的外部,至少在1至 $1.2M_{\odot}$ 之外,这是由于电子俘获被忽略而引起的。另一方面,电子俘获显著地减少内核的电子浓度,其结果是使内核的质量减少,激波在

星核的更深处形成。于是激波在向外传播的路上必须离解更多的重原子核。这一效应对应于  $0.2M_{\odot}$  的重原子核将消耗  $3 \times 10^{51}$  尔格的能量。为了更详尽地分析这一效应, Hillebrandt 等人完成了一个计算<sup>[20]</sup>。此计算再一次从文献[4]的模型开始。在这个计算中, 他们考虑到电子俘获, 但基本上保持了产生的所有中微子。他们发现内核的质量减少到  $0.85M_{\odot}$ , 激波在它向外传播的道路上被显著地阻尼。当激波到达大约  $2 \times 10 \text{ gcm}^{-3}$  的密度(150 公里的半径), 它转变成驻立的吸积激波。这主要是由于重原子核的离解和正负电子对的湮灭, 此结果和 Mazurek 所报告的计算结果是一致的<sup>[20]</sup>。这说明基于文献[4]的模型的坍塌计算恰恰处在爆发与不能爆发的边缘。如果没有另外的机制给出激波后面附加的能量沉淀的话, 则由反弹激波机制导致的爆发是不大可能的。Brown 等人(1981)<sup>[20]</sup>曾提出: 来自内核通过外核被激波扫过和被离解的部分中微子扩散, 将对激波提供这一能量。然而这一图象存在着相当大的困难, 不能足够地改变星核坍塌的动力学<sup>[20]</sup>。

## 五、非绝热模型

近年来几个有代表性的非绝热模型的研究进展情况如表 1 和表 2 所示。

因为中微子过程引起的能量转移和轻子数转移对星核引力坍塌是有影响的, 所以在非绝热模型中要考虑中微子传输。在 SN II 爆发过程中, 整个星核是个动力学不稳定系统, 在这样的介质中的传输问题, 需要传输方程、流体动力学方程与物态方程联立才能求解。但严格求解是困难的, 所以在实际计算中, 采用了各种简化模型。在坍塌过程中, 中微子的不透明度

表 1. 各坍塌计算的理论模型<sup>[20,21]</sup>

作 者	Mazurek等人 (1980)	Hillebrandt, Müller (1981)	Van Riper等人 Van Riper(1981)	Arnett (1981)	Hillebrandt (1983)
初始模型	$15M_{\odot}$ (Weaver等人, 1978)	$25M_{\odot}$ (Weaver等人, 1978)	$15M_{\odot}$ (Weaver等人, 1978)	$4M_{\odot}$ , $32M_{\odot}$ He 核 (Arnett, 1977)	$10M_{\odot}$ (Weaver等人, 内部交流)
状态方程	核网络 冷中子物质状态 方程	核网络 有限温度核物质 状态方程	单粒子近似 (Lamb等人, 1978)	单粒子近似 (加核网络修正) 冷中子物质状态方程	同 Hillebrandt Müller (1981)
电子俘获	自由质子电子俘获	自由质子中子俘获	自由质子电子俘获 重原子核电子俘获 (带有FFN禁戒)	自由质子电子俘获 重原子核电子俘获 (带有FFN禁戒)	自由质子电子俘获
中微子传输	极限流扩散 (平衡)	参数化中微子 传输模型	参数化中微子 渗漏模型	多重群极限流 中微子扩散	极限流 平衡扩散近似
流体动力学 模型	牛顿力学	牛顿力学	牛顿力学与广义相 对论	广义相对论	广义相对论

表 2 各坍缩计算的主要结果和激波阻尼<sup>[20,21]</sup>

作者	Mazurek等人 (1980)	Hillebrandt, Müller (1981)	Van Riper (Lattimer) (1981)	Arnett (1981)	Hillebrandt (1983)
反弹时中心密度 $\rho_c$ ( $10^{14}\text{gcm}^{-3}$ )	4	2.3	3—4	4	
内核质量 ( $M_\odot$ )	0.8	0.7	$0.75 \pm 0.15$	0.75	0.75
反弹时中心区域的核子 比熵 $S_c$	1.2	1.1	$1.1 \pm 0.2$	1.3	1.0
反弹时中心区域的轻子 密度	0.38	0.38	0.34—0.36	0.38	
反弹时最大内向下落速度 ( $10^9\text{cms}^{-1}$ )	—	6	7—9	4	4
主要的激波阻尼	重原子核离解 $\nu$ -损失	重原子核离解 对损失	重原子核离解 $\nu$ -损失	重原子核离解 $\nu$ -损失对损失	
爆发与否	未爆发	未爆发	未爆发	未爆发(几乎爆)	爆发

经历了从完全透明到完全不透明的大范围变化。在  $10^{11}$ — $10^{12}\text{gcm}^{-3}$  密度段会出现中微子陷落。

最简单的参数化传输模型是取中微子陷落密度为参数,在陷落前视物质对中微子为完全透明,弱作用反应产生的所有中微子都逃出坍缩星核;在陷落后视物质对中微子为完全不透明,中微子一直驻留在它的产生处。参数化的中微子传输模型一般只用来定性估计中微子在整个SN II 过程中的作用,作为定量分析的基础。这种传输模型显然是粗糙的。

极限流扩散(Flux-limited diffusion)模型是现在用于SN II 爆发模拟计算中处理最为细致的中微子传输模型<sup>[23,24]</sup>。在这个模型中,对中微子能量分布不做任何假定,而是把中微子能谱分为若干段,在每个能量段上计算中微子的能量、动量、粒子数转移(多重能量群方法)。在中微子光学薄和光学厚区域,分别利用能量流与能量的近似关系,

$$F^\nu = cE^\nu \quad (5.1)$$

和 
$$F^\nu = -\frac{c}{3k^\nu} \frac{\partial E^\nu}{\partial \gamma} \quad (\text{Eddington 方程})。 \quad (5.2)$$

其中  $F^\nu$  是中微子能量流密度,  $E^\nu$  是中微子的能量密度。  $k^\nu$  是中微子的消光系数。对中微子半透明区域,由上面两式线性插值得到  $F^\nu$ — $E^\nu$  关系。结合(5.1)和(5.2)两式,通过解关于中微子能量的连续性方程,就可以得到中微子输运过程中的各种量:能量密度、能量流密度、中微子数密度和中微子数流密度等。

由于采用多重能量群方法的计算量较大, Hillebrandt, Mazurek 等在他们的计算中<sup>[25,26]</sup>,人为地引入中微子的费米型能量分布,这就是所谓“中微子平衡扩散模型”。在该模型中,中微子温度一般与物质温度不同,这样可以减小在中微子未建立平衡分布的区域引入费米分布带来的误差。

Van Riper 在他的模拟计算中曾采用一种“渗漏(Leakage)模型”<sup>[27]</sup>。取中微子的逃逸时间  $t_v$  作为表征中微子陷落的特征量,认为在  $\Delta t$  时间内,物质中产生的中微子有  $\Delta t/t_v$  部分逸出星核。渗漏模型有计算简捷的优点。但是在中微子光学厚区域,与基于理论上相当严格的 Eddington 方程的扩散模型比起来要粗糙些。

为了达到计算简捷而又不失可靠性的目的,本文的另一作者于模拟计算中采用了分段的中微子传输模型:在  $\beta$  平衡达到之前,采用中微子渗漏模型;在  $\beta$  平衡达到以后,采用平衡扩散模型<sup>[28]</sup>。现在可以认为,SN II 爆发中的中微子传输问题在中微子光学薄和光学厚两个极限区域已经相当好地解决了,但对中微子半透明区域(中微子平均自由程为  $10^6$ — $10^8$ cm)仍有待进一步的工作以提出对问题的更合理的处理。

## 六、展 望

在 1982 年以前,SN II 爆发的模拟计算都集中在  $M \geq 15M_\odot$  的初始模型上。这些计算都没有能够得到预想的爆发结果<sup>[22,23,24,26,27]</sup>。

Hillebrandt 在 1981 年的一篇综述<sup>[29]</sup>中提出一种观点,认为在现在的这种 SN II 爆发的物理图象下,有决定意义的物理量是铁镍核与反弹核的质量差。这个量大则激波产生后通过的质量层厚,需要离解的重原子核多,激波能量损耗大,不容易产生爆发;这个量小则激波能量损耗小,有利于爆发。他还提出,由于在初始模型计算中,较小质量的主序星形成的铁镍核比较小,所以质量稍大于  $8M_\odot$  的初始模型有可能获得爆发结果。果然,在 Hillebrandt 1982 年发表的 SN II 模型计算中<sup>[29]</sup>,他采用 Weaver 等人的  $10M_\odot$  的初始模型,成功地获得了爆发结果,所得到的能量抛射大约为  $5 \times 10^{50}$  尔格。在 1983 年发表的另一篇模拟计算中<sup>[21]</sup>,他采用了 Nomoto 的  $9M_\odot$  的初始模型<sup>[7]</sup>,得到了更为剧烈的爆发结果,能量抛射约为  $2.5 \times 10^{51}$  尔格。在该文中,他并提出一个可能得到 SN II 爆发的质量范围:  $8$ — $12M_\odot$ 。虽然从现有的天文观测资料还不能直接判定这样一个 SN II 爆发质量范围是否正确,但是很清楚,SN II 爆发作为宇宙重元素合成的主要途径,这样一个质量范围显然是不能满足要求的。

要把这个质量范围加以扩大,目前有两个方面的工作在进行。一个方面是完善现有的 SN II 爆发计算。有迹象表明<sup>[31]</sup>,对初始模型、状态方程、中微子传输等问题的进一步的细致处理,确实可以得到一些有利于爆发的结果。但是至今为止,这些改进还不足以使例如  $15M_\odot$  的模型爆发。

另一方面的工作是探讨新的有利于爆发的物理机制。例如,现在有些人认为中微子可能有静止质量,这将使中微子有有限大小的湮灭反应截面。如果在星核坍缩条件下中微子湮灭得足够快,中微子化学势将始终是零,星核坍缩中就不能建立  $\beta$  平衡。而电子俘获的持续进行将使熵值增加,有可能在核密度之前就使原子核瓦解,造成所谓大振幅反弹。一般说来,大振幅反弹产生的激波是能够造成 SN II 爆发的<sup>[19]</sup>。又如, Schramm 和 Wilson 考察过一种可能存在的新的中性粒子——Axion 对 SN II 爆发的影响<sup>[30]</sup>。这种粒子有比中微子更小的弱作用反应截面,并且存在  $10^{-8}$  秒左右时间后就会湮灭为光子。在这段时间里, Axion 恰好能够从反弹核内部传到外部壳层,在其中造成能量沉淀。Schramm 和 Wilson 的计算发现,若 Axion

真的存在并具有 2Me 左右的静止质量, 就确实有可能引起 SN II 爆发。

Müller 和 Hillebrandt 1981 年的工作<sup>[31]</sup>表明, 在舍弃球对称假定, 采用二维流体动力学模型, 考虑了旋转对坍缩的影响后, 有可能引起轻子数和熵值的负梯度, 从而引起大范围的对流。如果对流进行得足够剧烈, 就可以将反弹核内的热能提供给激波阵面, 使激波能损得到补偿, 有利于 SN II 爆发。

总之, 到目前为止, SN II 爆发物理机制的研究, 还是一个敞开着的话题。尽管现在一般认为在 SN II 爆发过程中的大部分物理问题已基本上清楚了, 但由于至今各种模型的模拟计算还不能给出与天文观测事实和天体演化理论完全相符的结果, 所以现在还不能肯定是否存在另外的、还不为我们所知的因素在其中起着重要作用。

### 参 考 文 献

- [1] Colgate, S. A., White, R. H., *Ap. J.*, **143** (1966), 626.
- [2] Arnett, W. D., *Canadian J. Phys.*, **45** (1967), 1621.
- [3] Sugimoto, D., *Spa. Sci.*, **25** (1980), 155.
- [4] Weaver, T. A., Zimmerman, G. B., Woosley, S. E., *Ap. J.*, **225** (1978), 1021.
- [5] Arnett, W. D., *Ap. J. Suppl.*, **35** (1977), 145.
- [6] Weaver, T. A., Woosley, S. E., *Bull. A. A. S.*, **4** (1980), 724.
- [7] Nomoto, K., MPA preprint, **72** (1983).
- [8] Hillebrandt, W., MAP preprint, **66** (1983).
- [9] Arnett, W. D., *Ap. J.*, **218** (1977), 815.
- [10] Mazurek, T. J., Lattimer, T. M., Brown, G. E., *Ap. J.*, **229** (1979), 713.
- [11] EL Eid, M. F., Hillebrandt, W., *Astron. Astrophys. Suppl.*, **42** (1980), 215.
- [12] Lamb, D. Q., Lattimer, T. M., Pethick, C. J., Ravenhall, D. G., *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978), 1623.
- [13] Barranco, M., Buchler, J. R., *Ap. J. Lett.*, **245** (1981), 109.
- [14] Bonche, P., Vautherin, D., *Nucl. phys.*, **A372** (1981), 496.
- [15] Van Riper, K. A., *Ap. J.*, **221** (1978), 304 (VR).
- [16] Lichtenstandt, I., Sack, N., Bludman, S. A., *Ap. J.*, **237** (1980), 903 (LSB).
- [17] Van Riper, K. A., *Ap. J.*, **240** (1980), 658.
- [18] Bethe, H. A., Applegate, J. H., Brown, G. E., *Ap. J.*, **241** (1980), 343.
- [19] 陈祖刚, (1983)学位论文, 北京师范大学物理系、天文系。
- [20] Hillebrandt, W., MPI-PAE/ASTRO preprint (1981), 279.
- [21] Hillebrandt, W., MPA preprint.. (1983), 66.
- [22] Arnett, W. D., *Ap. J. Lett.*, **263** (1982), L55.
- [23] Bowers, R., Wilson, J. R., *Ap. J.*, **263** (1982), 366.
- [24] Hillebrandt, W., *Ap. J.*, **110** (1982), L3.
- [25] Mazurek, T. J., Preprint (1982).
- [26] Van Riper, K. A., Lattimer, J. M., *Ap. J.*, **249** (1981), 270.
- [27] 徐聪, (1983)学位论文, 北京师范大学物理系、天文系。
- [28] Hillebrandt, W., *Ap. J.*, **110** (1982), L3.
- [29] Schramm, D. N., Wilson, J. R., *Ap. J.*, **260** (1982), 868.
- [30] Müller, E., Hillebrandt, W., *A. Ap.*, **103** (1981), 358.



## A Survey of Studies on the Mechanism of Type II Supernova Explosions

Chen Zu-gang

*(The Chemical Fibre Engineering Institute of Beijing)*

Xu Cong

*(Department of Physics, Beijing Normal University)*

Ge Win-zao

*(Department of Physics, Hebei Normal University)*

### **Abstract**

This is a review article about the mechanism of type II supernova explosions. At present the research is based on simulated calculations with computer. In these calculations we have to deal with many physics problems. The various handling methods for these problems in different calculating models are presented in the review. Moreover, the problems which have not been solved yet and some possible ways to solve these problems in the field are discussed as well.