文章编号: 1000-8349(2004)04-0296-12

大质量恒星演化研究

田 斌 [1]，邓李才 [1]，熊大闰 [2]

(1. 中国科学院 国家天文台，北京 100012； 2. 中国科学院 紫金山天文台，南京 210008)

摘要: 由于高光度和高质量损失率等特性，大质量恒星在星系形成和演化等现代天体物理学的研究中扮演着重要的角色。自上世纪中叶以来，恒星物理研究揭示了大质量恒星内部结构和演化的主要特性，并且构造了一些大质量恒星的演化模型。然而，近年来对大质量恒星的观测表明，已有的这些理论演化模型与观测结果之间存在着严重的分歧。在主导大质量恒星演化最主要因素 (即质量损失、内部对流等问题) 的处理上，现有的理论有很大的缺陷。综述了目前对上述这些问题的研究现状，并探讨了今后的研究方向。

关 键 词: 天体物理学；大质量恒星；综述；赫罗图；对流；质量损失

中图分类号: P152 **文献标识码**: A

1 引 言

大质量恒星在演化性质上与中、小质量恒星有很大的不同，它的演化进程由高光度主导，寿命相对于中、小质量恒星要短得多，并在演化终结前可以平稳地经历所有的核反应过程。在现有的理论模型中，大质量恒星在不同时期的演化行为受多种物理因素的影响 [1~3]，其中质量损失与对流是两个最主要的因素 [4]，它们对大质量恒星在赫罗图上的演化轨迹起决定性的作用，而了解这一演化路径对认识观测中发现的各种类型超巨星之间的内在联系极为重要。大质量恒星强烈的星风质量损失和演化终结时发生的超新星爆发，是宇宙中重元素的主要来源之一。同时，大质量恒星通过星风和超新星爆发对其环境的强烈的加热作用，是星系外流的主要驱动因素。另外，质量损失对于大质量恒星内部结构的调整作用，也影响着恒星的产能率和星际介质的化学演化。由于大质量恒星的演化时标远短于星系的演化时标，它的不断形成和快速演化是星际介质早期重元素增丰最有效的机制，原子序数达到 Ca 这样的重元素都是在大质量恒星演化进入氦燃烧阶段以后产生的，因此，大质量恒星与星际介质之间密切的相互作用决定着星系在早期形成阶段的化学演化过程。随着天文仪器设备和技术水平的提高，宇宙学研究的发展，人们对宇宙的认识也深入到了宇宙早期阶段，这进一步提升了有关大质量恒星知识的重要性。在星系形成初期的大规模恒星形成活动中，星系的光谱性质就是由大质

收稿日期: 2003-12-22； **修回日期**: 2004-05-31；特约稿

量恒星所主导的。因此，众多相关课题的研究均涉及大质量恒星的演化过程。

从上世纪 70 年代开始，一系列对于超巨星的观测表明 [5~9]，现有的大质量恒星的理论模型与观测之间存在着严重的分歧，有很多超巨星的观测性质是这些理论模型所不能解释的，人们不得不重新审视这些模型。

2　超巨星的理论模型与赫罗图

根据现有恒星演化的理论图景，恒星位于主序带内与主序带外的寿命比值，应该与其内部氢燃烧时间和之后的各种元素燃烧阶段 (包括氦燃烧、碳燃烧等) 时间总和的比值一致，约 4:1，也就是说，恒星 80% 以上的寿命是在主序带内度过的，在离开主序阶段以后，它们将向赫罗图的右上方，即低温高光度的方向演化。 Chiosi 和 Summa [10] 通过采用不同的对流不稳定判据得到了 3 种不同的大质量恒星演化行为。实际上，目前已有的演化模型所描绘的大质量恒星的演化图景大致也就是这 3 种类型。不管是哪种演化模型，它们在主序阶段的区别并不大，只在大质量恒星离开主序带以后才显现出不同的演化行为。模型 A 中， Chiosi 和 Summa 采用勒都判据来确定 20 $M_{\odot}$ 恒星的对流区边界：大质量恒星在离开主序向赫罗图右方的演化是一个半径增大的过程，包层膨胀使它们演化到赫罗图的右端，即在有效温度极低点之前，内核不会坍缩至点燃氦的温度。在赫罗图红端，由于某些物理过程的作用，如质量损失等，大质量恒星的对流包层被消耗掉，这样，它们会跳转到赫罗图的高温端，之后再缓慢地向红端演化，从而形成一个蓝回绕。大质量恒星的氦燃烧阶段将大部分在赫罗图的蓝端度过，随后，在氦核燃烧快结束的时候重新回到红端并以超新星的形式结束它们的一生。模型 B 中， Chiosi 和 Summa 采用史瓦西判据来确定 20 $M_{\odot}$ 恒星的对流区边界：大质量恒星在离开主序阶段以后，其中心核内的氢已经全部耗尽，并转化为氦。这时，中心核会迅速坍缩，并在包层开始对流之前就达到氦点燃的温度。因此，在主序带的红边界附近大质量恒星就进入氦核燃烧阶段并缓慢地向 Hayashi 线演化，最后，在中心氦耗尽之前成为一颗红超巨星，并且在可能发生的超新星爆发之前一直处于这个阶段。模型 C 中， Chiosi 和 Summa 用史瓦西判据计算了 30 $M_{\odot}$ 恒星的对流区边界：大质量恒星在到达赫罗图红端成为一颗红超巨星以后，其对流包层不会被消耗掉，直到生命终结中心，核都将被这层厚厚的对流包层所包裹。 Chiosi 和 Summa 通过不同的对流处理方法得到了上述 3 种演化图景，实际上其他物理条件的改变也可以带来不同的演化行为，例如模型 A 中的蓝回绕就可以通过调整质量损失率、金属丰度和不透明度等物理条件来实现。因此，观测对于恒星模型的限制极为重要。

经比较，上述 3 种模型中，模型 A 似乎与现在的超巨星观测最相符。模型 B，由于恒星在蓝端就已经点燃了氦并且是缓慢地朝着红端演化，恒星表面的元素丰度基本保持不变。而对位于赫罗图中部的超巨星的光谱观测表明 [11]，这一区域的超巨星表面出现了氦和氮的增丰现象，这应该是氢核燃烧阶段 CNO 循环产生物质污染的结果。模型 A 中大质量恒星进入赫罗图红端所形成的极深的对流包层，可以将氢核燃烧阶段产生的物质挖掘到恒星表面来。至于模型 C，由于与观测差异太大，我们可以不考虑它。

图 1 是 Blaha 和 Humphreys [9] 在 1989 年对太阳周围 3 kpc 范围内的超巨星进行统计研究后绘出的大质量恒星赫罗图。图中，数字标记了在赫罗图相应位置所观测到的超巨星的数目，

这样我们可以精确地研究超巨星在赫罗图上的分布，并对理论模型作出检验。从图 1 可以了解大质量恒星在赫罗图上的一些分布特征。首先，统计表明，理论预言应该包含 80% 恒星的主序带实际只有 60% 的恒星，而且，在主序带的红端和氦核燃烧区域之间观测到的超巨星有连续分布特征。早期大质量恒星演化模型中，大质量恒星在离开主序带后是以 Kelvin-Helmhold (KH) 时标向赫罗图的红端快速演化的，这样，理论上在主序带的红边界以外应该只有极少数恒星存在，也就是说在主序带与红超巨星阶段之间应该存在一个空隙，即所谓的蓝赫氏空隙。但是，图 1 中在主序带的红边界外，恒星密度并没有突然下降，因此，应该存在一种演化模式使得恒星能够大量地出现在主序带红侧与氦核燃烧区域之间的范围内。

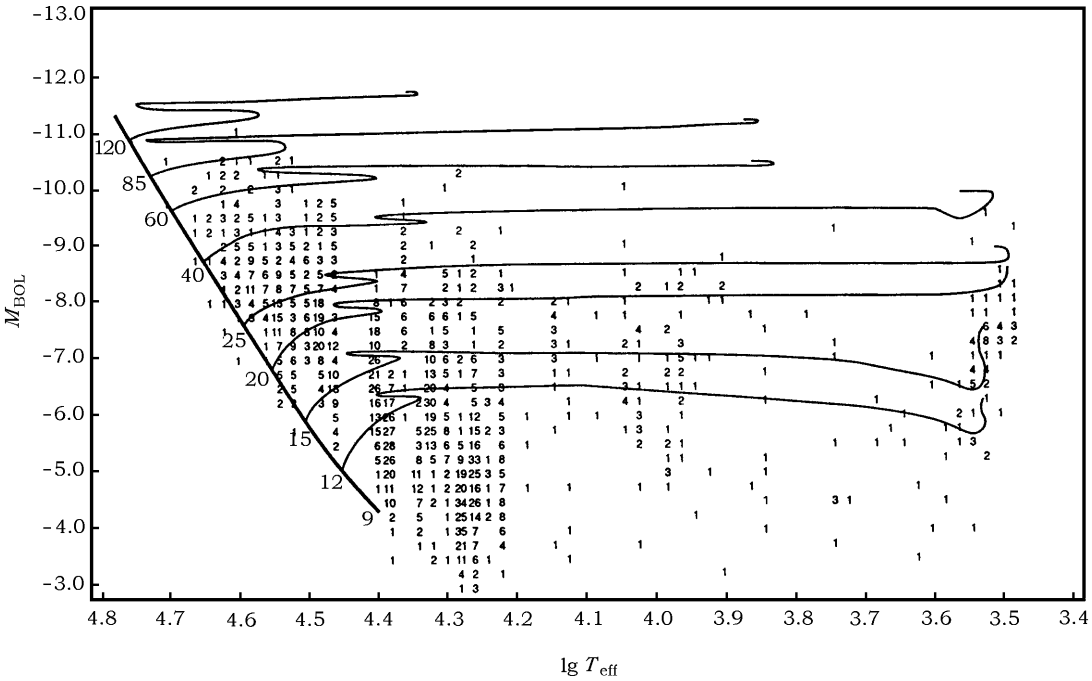

图 1 太阳周围 3 kpc 范围内超巨星的赫罗图 [9]

粗实线为零龄主序，细实线为不同质量的恒星演化轨迹；数字标记了在赫罗图相应位置所观测到的超巨星的数目。

解决蓝赫氏空隙的思路有两种，一是加宽主序带，使主序阶段的恒星进入蓝赫氏空隙；二是形成蓝回绕，让进入氦燃烧阶段的恒星再次进入蓝赫氏空隙内。在前面介绍的模型 B 中，大质量恒星离开主序后缓慢地向赫罗图红端演化，这能够解释恒星在这些区域大量出现的原因，但是，这种模型需要引入一些物理机制来使恒星表面化学元素丰度与观测吻合。而模型 A 则通过蓝回绕来解决这一问题，它使得超巨星能够出现在蓝赫氏空隙区域内。而且这种模型中，大质量恒星在进入红超巨星阶段之后，会在内部形成极深的对流区，这样就能通过对流的挖掘过程来解释出现在蓝赫氏空隙区域内的超巨星表面被增丰的化学元素的来源。因此，近年来，人们一直在研究使演化模型能够形成一个极延伸的蓝回绕的方法。 Deng 等人 [12,13] 在 1996 年提出了一种利用湍动扩散来处理对流超射区混合的新方法，并将其运用到恒星演化模型的计算中。根据他们的计算，大于 30 $M_{\odot}$ 的大质

量恒星，由于星风起主导作用，它们会直接演化成一颗 Wolf-Rayet 星；小于 30 $M_\odot$ 的大质量恒星，它们的主序带会变宽，演化迹会被抬升到光度更高的地方，整颗恒星的寿命也会变长，并且在氦燃烧阶段就形成一个比较延伸的蓝回绕。这样，如果考虑到高金属丰度星对主序带的加宽作用，以及低金属丰度星对形成比较延伸的蓝回绕的作用，那么蓝赫氏空隙问题就有可能被很好地解决。 Salasnich 等人 [14] 在 1999 年提出，如果在大质量恒星的红超巨星阶段引入极高的质量损失率，那么对流包层就能随着星风被抛射掉；如果质量损失足够大的话，则可以在氦核燃烧阶段的早期就将其完全抛射掉，而且由于这个时标非常短，大质量恒星内部的高温部分被暴露出来，其在赫罗图上的位置也就迅速地从红端跳转到蓝端，形成一个蓝回绕，从而解决了蓝赫氏空隙问题。由于大质量恒星在红超巨星阶段一般都是大振幅的长周期脉动变星，我们认为可以将红超巨星的脉动与其质量损失耦合起来。考虑到脉动影响，我们重新计算了质量损失率，得到了一组比较令人满意的大质量恒星的演化迹，这组演化迹所形成的蓝回绕甚至可以进入主序带内极蓝的区域 [15] 。

图 1 中另一个明显的观测特征是存在一个光度上边界，称之为 HD 极限。在有效温度低于 15000 K 、$M_{\rm bol} < -10$ 的区域内大质量恒星的数量极少。而 HD 极限附近，有多种类型的超巨星变星存在，例如，亮蓝变星 (LBV) 、 P Cygni 和 η Carnae 变星等。图 2 是 Heydari-Malayeri 等人 [16] 利用 1997 年对大麦哲伦云内的 R127 和 R128 两个星团的观测得到的一幅赫罗图。其中 7 号星是位于 R127 星团内的一颗亮蓝变星 (LBV) ，它的位置就在 HD 极限附近。根据图中的等年龄线和演化迹可以判断出，这颗星的年龄约为 3×10^6 yr ，而其形成时的初始质量约为 85 $M_\odot$ 。Lamers 等人 [17] 在 1998 年给出了这颗变星现在的质量为 43~ 63$M_\odot$ ，则

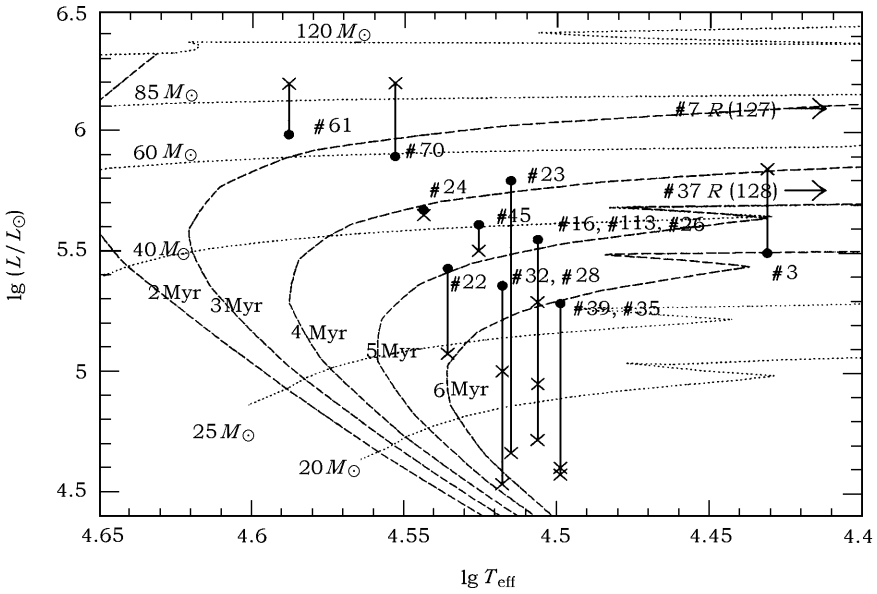

图 2　大麦哲伦云内 R 127 和 R 128 两个星团的赫罗图 [16]

点和叉分别是根据星团内成员星的光谱和测光观测资料确定的在赫罗图上的位置；点线和虚线分别给出了超巨星理论模型在 20~120 $M_\odot$ 的演化迹和 2~6 Myr 的等龄线。

这颗星的平均质量损失约为 $1.3\times10^{-5}M_{\odot}/\mathrm{yr}$ 。

对 HD 极限附近的超巨星变星的观测表明，这些星都是极不稳定的，并伴随着强烈的星风质量损失。这为在理论上解释 HD 极限的存在提供了支持。根据现有的辐射理论，恒星上的辐射压限制恒星靠吸积释放的引力能来获得的最大辐射功率，也就是说，它阻碍着引力影响下物质的吸积过程。当辐射压力与引力互相抵消时，吸积就达到饱和，而辐射压力超过引力时，辐射压力就将恒星壳层的物质抛射出去。辐射场能密度 $\overline{U}=\dfrac{L}{4\pi r^2c}$ 在辐射压力和引力平衡时具有极限密度 $\overline{U}_{\max}=\dfrac{GMm_{\mathrm{p}}}{r^2\sigma_{\mathrm{T}}}$ ，这时相应的最大光度 $L_{\max}=\dfrac{4\pi GMm_{\mathrm{p}}c}{\sigma_{\mathrm{T}}}$ ，即恒星光度的爱丁顿极限。恒星半径随着颜色变红而变大，从而导致它的表面重力加速度变小，辐射场能极限密度和爱丁顿光度极限值下降，也就是说，半径大的红超巨星可以很容易地将物质抛射掉。对于大质量恒星而言，它们一般都超过了爱丁顿极限，如果再考虑其他物理机制，例如脉动等对质量损失的推动作用，它们将具有极大的星风质量损失。因此，理论上一般认为，初始质量大于 60 $M_{\odot}$ 的超巨星在离开主序阶段以后，由于大量物质被抛射，其外壳的大部分甚至全部都会被抛射掉，露出高温富氦的内核，这时候，大质量恒星在赫罗图中的演化轨迹就会发生反转，它们向温度升高的方向运动，并迅速跳转到赫罗图左端极蓝的区域，成为具有 Wolf-Rayet 光谱特征的恒星。正是这种演化行为导致了 HD 极限。

3 对流理论

大质量恒星在演化过程中不断地向星际空间辐射能量，而它的内部温度极高，热核反应在其内部相当大的区域内十分激烈。大质量恒星的光度比中、小质量恒星要高几个量级，单纯的辐射是不可能传递如此巨大能量的。这时，恒星核心周围出现的大对流区就起到了极大的作用，对流传能在这一能量传递中占据了绝对的主导位置。同时，对流也会引起恒星内部动量和物质的交换。在恒星演化模型中，对流的处理和核反应物质的非局部对流混合计算对于大质量恒星的演化是极为关键的。

早期采用史瓦西判据 ($\nabla=\nabla_{\mathrm{ad}}$) 或者勒都判据 ($\nabla=\nabla_{\mathrm{ad}}+\nabla_{\Phi}$) 来定义大质量恒星内部的对流区边界。后来人们提出对流区边界应该是对流元速度为零的地方，但不论史瓦西判据还是勒都判据确定的边界，都只是对流元所受的浮力为零，而非速度为零，因为惯性作用会使对流元继续上升或沉降，此后它所受力的方向与其运动方向相反，速度逐渐减小，直到为零。为此，人们引入了对流超射区概念，用来描述这个位于史瓦西判据或者勒都判据确定的边界与对流元速度为零确定的边界之间的区域。必须指出的是，前面关于对流区边界和超射区的观点都是局部对流理论的描述，实际上，对流元在远未到达对流区边界之前，对流就已经处于亚绝热状态 ($\nabla<\nabla_{\mathrm{ad}}$) ，因此，在非局部对流处理中是采用另外方法来定义对流区边界的。不过，经典的大质量恒星演化模型中，一般还是采用史瓦西判据加上对流超射来确定对流区大小的。一般认为，对流超射区大小在 0.2~0.4 H_{p} (压力标高) 范围内 [18~20] 。如果采用对流超射，大质量恒星的光度将被增加，主序带也被加宽，而极宽的主序带正是超巨星观测结果所显示的特征之一。至于对流的处理，现在采用混合长理论，它是 Vitense [21,22] 在上世纪 50 年代提出的。这一理论以分子运动论的方法来处理对流运动，并引入一个与分子平均自由程类

似的混合长概念，它假设对流运动中的一个对流体元在经过一个混合长的距离之后重新融入到它所到达的新环境中。混合长理论实际上是对恒星内部对流进行的一种唯相描述，其优点在于简单明了，在构造整个恒星结构与演化的理论模型框架中起到了积极的推动作用。

现有的大质量恒星理论模型采用的混合长参量是根据太阳定标得到的。混合长并不是一个普适的参数，它依赖于恒星参数 (质量、光度、有效温度等) 。 Ludwig 等人 [23] 在 1999 年利用二维数值模拟方法，研究了类太阳恒星的混合长参量是如何依赖恒星的重力和有效温度的。采用太阳丰度模型，有效温度在 4300~7100 K 之间，表面重力加速度的对数 lg g 在 2.54~4.74 之间，他们计算得到的混合长参量为 1.3~1.75 。这一工作为混合长参量的定标提出了一种全新的方法。

利用多维数值模拟来研究天文学问题是目前的一种趋势，也是对已有的研究结果进行检验的重要手段。目前数值模拟方法对恒星的研究只集中在类太阳恒星方面，因为太阳能够提供大量的观测数据，包括内部结构的详细信息，为构造一套完整的利用数值模拟方法研究恒星问题的理论提供可靠的检验。随着多维数值模拟方法在恒星理论研究中的应用和完善，我们期待能在大质量恒星理论研究中也采用这些方法。当然，还有很多问题有待解决，例如，需要为数值模拟构造大质量恒星的初始模型；进一步研究大质量恒星演化到低温端时的低温不透明度等。

由于混合长理论本身的简单性，随着研究的深入，人们也发现了许多问题。 Deng 和 Xiong [24] 在2001 年指出，如果采用经典的混合长理论，在大质量恒星离开主序阶段向氦燃烧阶段的演化过程中，其内部会形成一个以超声速运动的对流包层。在混合长理论中，如果增大混合长参量，那么对流速度也会相应增加。但是，在超声速的图景中，由于湍动动能耗散的急剧增加和湍动温度起伏的增加，对流元的特征长度也就是混合长参量也会相应地快速减小，这一矛盾是经典混合长理论自身所无法解决的。而且，目前包括经典混合长理论在内的所有处理恒星内部对流的理论都隐含着一个亚声速的前提，在一个亚声速的理论模型中出现超声速情况，显然是不合理的。 Deng 和 Xiong 提出重新定义混合长参量，以消除可能出现的超声对流现象，使混合长理论本身能够自洽。不过，这种超声对流现象是否真实存在却是一个极有意义的问题，因为在大质量恒星中一旦出现超声对流运动，那么由此产生的激波对于推动大质量恒星极高的质量损失率无疑是一种很好的物理机制。超声对流现象的真实性可以通过基于流体力学的三维数值模拟来诊断。这也是将数值模拟方法引入大质量恒星研究的一个很好的切入点。根据我们现在得到的初步结果，超声对流运动在黄超巨星内部是极有可能存在的。

经典的混合长理论只是一种局部理论，它将对流的湍流运动与分子运动作了类似的处理，流体元在一个位置上的动量是由它所在地的物理量决定的。但恒星内部对流的湍流运动比分子运动要复杂得多。相对于分子运动论中分子被近似为一个独立系统，真实流场中某一点所产生的扰动可以迅速影响整个流场，且分子运动论中的平均自由程远小于流场的特征尺度；而在湍流运动中，湍流元的线度是可以和流场的特征尺度相比拟的。混合长理论的最大不足就在于缺乏对湍动的对流动力学过程的精确描述。因此，必须发展一种基于流体力学与湍动理论的处理对流的方法。

到目前为止，已经有很多处理对流的理论。 Bressan 等人 [25] 在 1981 年提出可以在混合长理论框架下构造一种非局部的描述。在此之前，已经有研究者提出如果在混合长理论框架

下考虑湍动动能影响的话，则经典混合长理论得到的对流区大小将增加 50%~70%，对流元在越过史瓦西边界后所释放的能量将改变对流超射区的温度梯度，从而使对流元在超射区的运动距离更大，对流区也被增大。Bressan 等人在计算能量、密度等时引入了非局部处理，考虑了对流元在运动过程中所经路径上的各处环境对其的影响。在与经典模型比较之后，他们发现由于采用非局部处理，对流区增大，在氢核燃烧阶段能够参与核反应的物质增加了，从而明显延长了氢燃烧的时间，而在经典理论中被引入的半对流区也消失了。

从上世纪 80 年代开始，Xiong 等人 [26~29] 发展了一套利用湍动对流关联函数来处理恒星对流的统计理论。他们从恒星结构的基本方程出发，采用湍流理论中雷诺分解的手法，得到了一组完整自洽的恒星结构和湍动对流速度、温度以及化学成分的湍流起伏的自关联和交叉关联的动力学方程组。在恒星结构方程中有湍流二阶关联项，它们分别代表湍流雷诺应力 (湍流压和湍流粘滞性) 、湍动热对流和化学元素弥散流等；而湍流关联函数的动力学方程则依赖于恒星结构。这样，湍动对流与恒星结构方程彼此耦合起来就形成了一组完整自洽的方程组，可用来计算恒星的结构、演化和脉动。现在这套理论已经应用在恒星内部结构、演化以及变星脉动的研究中 [30~35] 。同样，Xiong 等人已经尝试将这一理论运用于大质量恒星的演化研究，并得出结果：在主序阶段如果采用湍动对流处理，则主序阶段的恒星光度将被增加，且主序带也被大大加宽。虽然这只是初步研究，但是可以肯定在大质量恒星演化中采用这一理论来处理对流将得到与其他模型有显著区别的结果。不过，在进入氦燃烧阶段以后，由于恒星内部的化学元素种类迅速增加，采用统计理论的计算量会相当惊人。这在过去是无法想象的，但随着计算设备运算水平的迅速发展，我们已经开始尝试这方面的工作。

目前有很多研究者都在进行非局部的湍动对流研究，Xiong 等人发展起来的关联函数的动力学理论是其中有代表性的一种。Canuto 和 Mazzitelli 等人 [36~38] 从 1991 年开始也发表了一系列该方面的研究论文。他们指出，经典的混合长理论实际上是对真实湍动流体采用的一种近似模式，即对所有漩涡都以一种特征尺度来描述。根据流体力学的知识，漩涡的湍动频谱宽度与粘性成反比，而恒星内部流体几乎是无粘性的，因此，漩涡的宽度分布在很宽的范围内。极为简单的混合长理论不可能正确描述恒星内部流体的真实情况，而他们的工作正是在计算湍动能量贡献时考虑了各种尺度的漩涡的影响。Canuto 和 Mazzitelli 等人还将这一理论引入到恒星演化模型中，他们采用新的模型模拟太阳情况，使结果达到 0.2% 的精度。新模型可以使球状星团中的恒星在赫罗图上的演化轨迹向低温方向移动，因此，拟合观测到的球状星团的 turnoff 点时，将得到更高的质量和更小的年龄。Stothers 和 Chin [39] 在 1997 年将 Canuto 和 Mazzitelli 等人提出的理论与经典混合长理论作了进一步对比，分析了恒星质量在 3~20 $M_\odot$ 范围内的模型，结果发现，采用经典混合长理论对流元的尺度甚至可以超过对流区的尺度，这在物理上显然是不成立的，而 Canuto 和 Mazzitelli 等人的理论由于是根据不同尺度的漩涡来描述湍动对流情况的，因此不会存在这种矛盾。

4 质量损失

前面已经多次提到质量损失在大质量恒星演化中发挥着极其重要的作用。大质量恒星的质量损失远比中、小质量恒星高得多，特别是在进入红超巨星阶段之后，其极高的星风物质损

失很可能会把它们整个富氢壳层都抛射掉，而只剩下一个正在进行氦燃烧的裸露的内核。由于这个内核的温度要比原来的富氢壳层表面温度高很多，因此，大质量恒星在赫罗图上的位置会发生明显变化，它们将跳跃到赫罗图左端极蓝的区域，成为 Wolf-Rayet 星。现在一般认为这个过程是形成 Wolf-Rayet 星的主要机制 [40~42] 。这种跳变过程能不能发生，取决于质量损失时标与核燃烧时标的大小，如果恒星风不是足够大的话，大质量恒星是不会离开红超巨星区域的，而且，只有通过质量损失将跳转到蓝端的大质量恒星的外壳全部抛射掉，才有可能成为一颗 Wolf-Rayet 星。对大质量恒星演化轨迹的决定性作用，以及由此引起大质量恒星内部结构的变化，还有对质量损失的研究，一直都是大质量恒星研究中的热点。

人们从观测与理论两方面进行了大量工作，期望能够揭示大质量恒星质量损失的规律。20 世纪 70 年代，恒星的质量损失就可以直接在早型星的光学和紫外波段观测到。观测表明，绝对星等超过 -6 mag 的早型星普遍存在着持续的质量损失或者说是恒星风。一些探测质量损失的方法也得到了很好的验证和应用。对早型星而言，其质量损失在可见光和紫外波段可以用天鹅 P 谱线和一些发射线来确定；在射电和红外波段可以利用自由 – 自由发射谱线来确定。而对于晚型星，其质量损失可以通过测量 10 μm 左右的发射和电离钙 K 线的双峰强度等方法来估算。利用这些方法，人们测定了各种类型恒星的质量损失率和物质抛射速度。通过比较 O 型星、 LBV 变星和 Wolf-Rayet 星的这两个参量，可以发现它们的质量损失率与物质抛射速度的变化存在一定的规律性。 O 型星的质量损失率较小，约为 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ $M_{\odot}$/yr ，而其物质抛射速度较高，约为 10^3 km/s ；到了 LBV 变星阶段，质量损失率升高到 10^{-5} $M_{\odot}$/yr 左右，但是抛射速度下降到约 10^2 km/s ；演化成 Wolf-Rayet 星以后，质量损失率和物质抛射速度都变得较大，分别为 10^{-5} $M_{\odot}$/yr 左右和 10^3 km/s 。现在的恒星演化理论认为，大质量恒星从 O 型星到 LBV 变星，然后演化成为一颗 Wolf-Rayet 星。那么是怎样的物理机制驱动质量损失率和物质抛射速度变化呢？

在恒星质量损失机制的理论研究中， Castor 等人 [43] 在 1975 年提出的辐射驱动恒星风理论是较为完善的。该理论的物理实质是恒星大气中的金属离子在吸收了辐射动能之后，将这些能量转移到外层，从而加速外层物质使其逃逸。恒星风有两种可能的产生机制：一是由冕区的气体压力驱动，二是来自光的辐射压力。对于早型星的大气包层，经过计算得到的光的压力在很宽的条件范围内都是超过引力的，也就是说，辐射驱动恒星星风物质损失是可以实现的。在最初的辐射压理论中，恒星的质量损失率与其光度之间是一种线性关系。在上述理论提出之后，对于其所预言的质量损失率与光度之间的这种线性关系，很多研究者都提出了异议。因为统计研究表明，大质量恒星的质量损失率虽然会随着光度增加而增加，但是在同一光度处，质量损失率存在着相当大的弥散。也就是说，质量损失率应该还与恒星其他多种物理因素例如质量、金属丰度、有效温度等存在相关关系，而不仅仅只与光度相关。 Abbott [44] 在 1980 年将辐射压理论作了进一步的发展，考虑了恒星的光度、金属丰度、质量和有效温度对质量损失的共同作用。 2002 年， Lamers 和 Nugis [45] 提出将辐射压理论分为 4 种情形来分别解释大质量恒星从 O 型星到 LBV 变星再演化成为不同类型 Wolf-Rayet 星的各个阶段的质量损失率的变化情况。由于辐射压对于星风的驱动是与恒星大气状况密切相关的，而大质量恒星在演化过程中其大气状况，例如光学深度、声速点所在位置等的变化是很大的，因此，辐射压对于质量损失的驱动也会从 O 型星阶段的线激发转变成为 Wolf-Rayet 星阶段的连续激发。 Lamers

和 Nugis 引用了 9 颗位于不同演化阶段的大质量恒星样本证明了这一点。不过，他们也承认在 Wolf-Rayet 星阶段恒星大气状况的不确定性会对结论的精度产生很大影响。另外辐射压理论对于恒星大气中金属离子的依赖性，也使得这一理论在解释极低金属丰度的恒星情形时有很大的困难，例如在第一代恒星中，恒星大气主要由氢和氦组成，金属离子的缺乏使得辐射压对于质量损失的驱动作用减小，这时，恒星的脉动和自转等机制将起主导作用，它们将更有效地驱动质量损失。

在恒星演化模型计算中，现在广泛采用的是 de Jager 等人 [46] 在 1988 年提出的方法，即根据不同种类恒星在赫罗图上不同位置处的质量损失率拟合出一个多项式来描述所有恒星的情况，其中质量损失率主要和有效温度、光度相关。但是，观测表明，红超巨星的质量损失率可以比 de Jager 等人的计算值甚至高几个量级。 Reid 等人 [47] 在 1990 年得出大麦哲伦云内的红超巨星的平均质量损失率为 $3.6\times10^{-5}\ M_{\odot}/\mathrm{yr}$ 。采用 de Jager 等人的方法后， 20 $M_{\odot}$ 的恒星在 $\lg T_{\mathrm{eff}}=3.6$ 、 $\lg L/L_{\odot}=5.0$ 时的质量损失率约为 $10^{-6}\ M_{\odot}/\mathrm{yr}$ 。由于位于晚型超巨星区域内的恒星具有极高的光度和极低的表面重力加速度，因此，这个阶段的恒星比较容易损失掉物质，显然 de Jager 等人的工作作为一种描述性方法并不能解释这一物理实质。前面介绍了 Salasnich 等人在模型中通过增加质量损失率来构造出蓝回绕。与已有的恒星模型相比，这种方法能够更好地解释超巨星在赫罗图上的分布。考虑到红超巨星都是大振幅长周期的脉动变星，我们提出计算质量损失率时如果再加上脉动与质量损失的耦合，就可以得到更加令人满意的大质量恒星的演化结果。我们认为在大质量恒星内部辐射压与引力之间存在着一个临界边界，在这个边界上辐射压与引力互相抵消；在这个边界以内引力的作用与辐射压抵消而形成平衡的内部结构；在这个边界以外，辐射压占据主导地位，这时恒星的径向脉动使恒星的半径发生变化，从而将恒星临界边界以内的物质带出边界。一旦超过了这个边界，恒星的内部物质在辐射压的作用下就会被抛射掉。红超巨星的脉动在表层可以是大振幅的，由于超巨星表面重力已经很小，再加上强大的辐射压，脉动到最表层时就会表现为一种非周期性的向外运动，即对大质量恒星物质损失的一种驱动，这种驱动机制应该能弥补辐射压驱动质量损失而造成的与观测之间的差异。

5 不透明度与金属丰度

辐射不透明度是恒星理论模型中非常重要的一个输入参量。恒星内部的辐射与气体物质的相互作用从宏观上看表现为气体对辐射的吸收、发射和散射等现象，而不透明度就是描述气体物质对辐射的吸收特性。也就是说，不透明度影响着恒星最终能够辐射到宇宙中的能量大小。另一方面，气体物质对辐射能的吸收将改变其自身的特性，例如热力学状态等，因此，不透明度的大小将决定恒星内部结构并极大地影响恒星的演化行为。对 β Cephei 变星的激发机制的认识就是一个很好的例子。 β Cephei 变星是位于主序带内、光谱型为 B 型的大质量短周期脉动变星。在 20 世纪 80 年代之前，它的激发机制被认为是来自温度约 1.5×10^{5} K 的 He Ⅱ电离带，但是后来发现 He Ⅱ电离带造成恒星的不稳定性并不足以克服恒星内部的阻尼效应进而激发 β Cephei 变星径向或者非径向的脉动。 Simon [48] 在 1982 年指出如果提高重元素的不透明度将很好地解决造父变星观测与理论之间的周期比矛盾，他的这一工作使人们重新审

视不透明度对于恒星结构与演化的影响。随着对重元素原子结构模型的深入研究，到了 90 年代，新的 OPAL (由美国 Lawrence Livermore 国家实验室支持的不透明度研究项目) 不透明度表发布，其中重元素的贡献被大大提高，人们认识到温度在 2×10^5 K 左右的铁离子吸收峰才是 β Cephei 变星真正的激发来源 [49~51] 。另外， Alberts [52] 在 1994 年指出，根据 1992 年发布的 OPAL 不透明度表，大质量恒星的包层将会出现一个很小的对流区，在零龄主序时这个对流区仅占恒星半径的 1% ，演化到氦燃烧阶段之后这个对流区将占恒星半径的 7% ，而这在以前采用 Cox-Stewart 不透明度的大质量恒星演化模型中是不会出现的。虽然这个对流区所占的比重很小，但是到了氦燃烧阶段，它将向大质量恒星内部移动，从而使其能够包含更多的质量，对大质量恒星结构和演化的影响也就不能被忽视了。

目前有一些小组在研究不透明度理论，他们采用不同的处理方法，最后的结果在一些极端情况下也不同，但是大部分情况下这些结果都符合得比较好。近来普遍采用的是 OPAL 和 OP (法国、德国等多国科学家合作进行的不透明度研究项目) 不透明度。这两种不透明度的最新结果为一直困扰着人们的许多问题带来了新的答案，像前面提到的造父变星周期比问题、β Cephei 变星的脉动激发机制问题。不过，这些最新结果仍有待改善。 Stothers 和 Chin [53] 在 1994 年提出，目前的不透明度结果可能仍然低估了重元素对其的影响，应该将现在的结果提高至少 70% 。而 Wang 等人 [54] 2003 年的工作却表明，在现有不透明度基础上继续大幅增加重元素的不透明度值，将导致在氦燃烧阶段出现的蓝回绕逐渐消失，而蓝回绕是解释造父变星等问题极为关键的因素，因此，对不透明度的调整要相当慎重。

随着物理技术的突破性发展，在实验室环境下能够模拟出较简单的天体物理环境，从而为天体辐射不透明度的实验研究提供帮助。虽然这一研究是近 10 年才发展起来的，但是已经取得了不少令人鼓舞的成果，例如重元素的不透明度实验结果与理论研究结果相当吻合，像理论研究结果提出的重元素在 70 eV 附近的吸收特征，在实验研究结果中也得到了很好的验证。

金属丰度是另一个重要的输入量，它对恒星的结构与演化行为同样具有至关重要的影响。Deng 和 Xiong[3] 在 2001 年对 β Cephei 变星脉动不稳定带的研究表明， β Cephei 变星的脉动不稳定带对于金属丰度是相当敏感的。随着金属丰度的减小，其脉动不稳定带的范围也会缩小；当金属丰度低于 0.005 时，脉动不稳定带将完全消失。金属丰度与超巨星的演化行为也有着密切关系。大质量恒星内部温度较高，氢燃烧以 CNO 循环反应的方式进行，而金属丰度的大小将直接决定 CNO 循环反应的速率，即决定大质量恒星内部的核反应所能产生的能量。同时，金属丰度对于蓝回绕也有贡献，一般认为增大金属丰度会导致蓝回绕消失。在辐射压理论中，恒星包层的金属离子的多少也决定了辐射压的强弱。

6　结　束　语

通过分析大质量恒星理论模型存在的各种问题，可以看出，现有的大质量恒星理论模型还远不能解释赫罗图各个位置上的超巨星的观测特性。不管是理论框架还是输入物理中都存在很多争议。令人欣慰的是，近年来理论与观测均取得了显著的成就，例如基于流体力学基础上的多维数值模拟方法为以往无法入手的一些课题的研究提供了突破点。因此，许多目前仍

困扰着人们的难题可望得到解决。

参考文献:

[1] Iglesias C A, Rogers F J, Wilson B G. ApJ, 1992, 397: 717
[2] Pamyatnykh A A. Acta Astron. Sin., 1999, 49: 119
[3] Deng L, Xiong D R. MNRAS, 2001, 327: 881
[4] Chiosi C, Maeder A. ARA&A, 1986, 24: 329
[5] de Loore C, de Greve J P, Lamers H J G L M. A&A, 1977, 61: 251
[6] Humphreys M. ApJS, 1979, 38: 309
[7] Humphreys M, Davidson K. ApJ, 1979, 232: 409
[8] Fitzpatrick L, Garmany D. AJ, 1990, 63: 119
[9] Blaha C, Humphreys M. AJ, 1989, 98: 1598
[10] Chiosi C, Summa C. Ap&SS, 1970, 8: 478
[11] Fitzpatrick L, Bohannan B. ApJ, 1993, 404: 734
[12] Deng L, Bressan A, Chiosi C. A&A, 1996, 313: 145
[13] Deng L, Bressan A, Chiosi C. A&A, 1996, 313: 159
[14] Salasnich B, Bressan A, Chiosi C. A&A, 1999, 342: 131
[15] Tian B, Deng L, Xiong D R *et al.* 2004, in preparation
[16] Heydari-Malayeri M, Meynadier F, Walborn N R. A&A, 2003, 400: 923
[17] Lamers H J G L M, Bastiaanse M V, Aerts C *et al.* A&A, 1998, 335: 605
[18] Maeder A, Meynet G. A&A, 1989, 210: 155
[19] Stothers R B, Chin C W. ApJ, 1991, 390: 33
[20] Meynet G, Mermilliod J C, Maeder A. A&AS, 1993, 98: 477
[21] Vitense E Z. Astrophys., 1951, 29: 73
[22] Vitense E Z. Astrophys., 1953, 32: 135
[23] Ludwig H G, Freytag B, Steffen M. A&A, 1999, 346: 111
[24] Deng L, Xiong D R. CJAA, 2001, 1: 50
[25] Bressan A, Bertelli G, Chiosi C. A&A, 1981, 102: 25
[26] Xiong D R. A&A, 1985, 150: 133
[27] Xiong D R. A&A, 1986, 167: 239
[28] Xiong D R. A&A, 1990, 232: 31
[29] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. ApJS, 1997, 108: 529
[30] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. ApJ, 1998, 449: 335
[31] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. ApJ, 1998, 500: 449
[32] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. MNRAS, 2000, 319: 1079
[33] Xiong D R, Deng L. MNRAS, 2001, 324: 243
[34] Xiong D R, Deng L. MNRAS, 2001, 327: 1137
[35] Xiong D R, Deng L. MNRAS, 2002, 336: 511
[36] Canuto V M, Mazzitelli I. ApJ, 1991, 370: 295
[37] Canuto V M, Mazzitelli I. ApJ, 1992, 389: 724
[38] Canuto V M, Goldman I, Mazzitelli I. ApJ, 1996, 473: 550
[39] Stothers R B, Chin C W. ApJ, 1997, 478: 103
[40] Larmers H J G L M, Maeder A, Schmutz W *et al.* ApJ, 1991, 368: 538
[41] Maeder A, Conti P S. ARA&A, 1994, 32: 227
[42] Bressan A G. Space Sci. Rev., 1994, 66: 373
[43] Castor J I, Abbott D C, Klein R I. ApJ, 1975, 195: 157

[44] Abbott D C. ApJ, 1980, 242: 1183
[45] Lamers H J, Nugis T. A&A, 2002, 395: L1
[46] de Jager C, Nieuwenhuijzen H, van der Hucht K A. A&AS, 1988, 72: 259
[47] Reid N, Tinney C, Mould J. ApJ, 1990, 348: 98
[48] Simon N R. ApJ, 1982, 260: L87
[49] Cox A N, Morgan S, Rogers F J *et al.* ApJ, 1992, 393: 272
[50] Kiriakidis M, El Eid M F, Glatzel W. MNRAS, 1992, 255: 1
[51] Moskalik P, Dziembowski W A. A&A, 1992, 256: 5
[52] Alberts F M. IAUS, 1994, 162: 67
[53] Stothers R B, Chin C W. AJ, 1994, 421: L91
[54] Wang F L, Zhao G, Deng L. 2004, in preparation

Progress in Study on the Evolution of Massive Stars

TIAN Bin[1] , DENG Li-cai[1] , XIONG Da-run[2]

(*1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China*)

Abstract: Due to their high luminosity and high mass-loss rates, massive stars are playing an important role in the studies of modern astrophysics, such as the formation and the evolution of galaxies. Since the middle of the twentieth century, we have been cognizant of the main characters of the structure and evolution of massive stars approximately and some evolution models have been constructed. However, in recent years, some observations on massive stars indicate that there are serious discrepancies between observations and theoretical models. These discrepancies show us many defects in present theoretical models dealing some leading factors in the evolution of massive stars, such as mass loss and convection. Current research of these problems is reviewed and future perspectives are proposed in this paper.

Key words: astrophysics; massive star; review; H-R Diagram; convection; mass loss