第 21 卷 第 2 期 天 文 学 进 展 Vol.21, No.2
2003 年 6 月 PROGRESS IN ASTRONOMY Jun., 2003

赖曼 α 森林的研究进展 (II)：模型

黄 克 谅 周 洪 楠
(南京师范大学物理系 南京 210097)

摘 要

简要介绍了赖曼 α 森林的各种模型。宇宙流体力学模拟成功地再现了赖曼 α 森林的大部分观测结果，并使人们认识到：产生赖曼 α 森林的吸收体实际上是星系际介质中延伸的过密区，这种密度起伏是宇宙结构形成过程的自然结果。赖曼 α 森林已成为宇宙学研究的有力工具。

关 键 词 天体物理学 — 赖曼 α 森林 — 综述 — 类星体吸收线 — 模型 — 宇宙流体力学模拟

分 类 号 P158

1 引 言

早在 20 世纪 80 年代，人们就已确定了赖曼 α 森林的基本观测性质，发现它们同所谓的金属 (或重元素) 吸收系统有着明显的不同，从而认识到：赖曼 α 森林可能起源于星系际气体云。随后一系列模型被建立，讨论与赖曼 α 森林有关的理论问题。 20 世纪 90 年代以来，Hubble 空间望远镜和 Keck 镜的投入使用极大地促进了对赖曼 α 森林的研究，无论观测上还是理论上都取得了巨大进展。文 [1] 介绍了近年来观测方面的进展。本文则简要介绍理论模型并讨论有关的理论问题。

2 模 型

建立在观测基础上的赖曼 α 森林的理论模型，除了必须解释观测资料外还需说明：吸收云是否是引力支配下的系统？吸收云是如何形成和演化的？吸收云与星系有什么关系？

历史上关于赖曼 α 森林吸收云的模型主要有两类：压力约束下的云和引力约束下的云。

2.1 压力约束模型

这个模型最初由 Sargent 等人 (1980) [2] 提出，他们讨论压力约束的球对称气体云。以

国家自然科学基金项目 (10273007) 资助课题
特约稿 2002-10-15 收到 2002-12-17 收到修定稿

后， Ostricker 和 Ikeuchi (1983) [3] 、 Ikeuchi 和 Ostricker (1986) [4] 、 Baron 等人 (1989) [5] 等对该模型予以发展。 Barcons 和 Fabian (1987) [6] 则讨论压力约束的板块 (片状) 模型。

压力约束模型假定，赖曼 α 森林吸收云嵌在热而稀薄的弥漫星系际介质中，两者间维持压力平衡。吸收云本身处于电离平衡状态。星系际 UV 辐射引起的光致电离使气体加热；而复合、碰撞激发、轫致辐射、康普顿冷却等使气体冷却。电离平衡使吸收云的温度约达 3×10^4 K 。随着宇宙的演化，吸收云也在演化，具体方式取决于加热和冷却过程。

虽然压力约束模型在说明赖曼 α 森林吸收云的物理性质方面取得了一定成功，但它也有一些难以克服的困难。

首先, 在压力约束模型里, 处于电离平衡的球状吸收云应有： $N_{\rm HI} \propto M^{1/3} T^{-29/12} P^{-5/3}$ 。这里， $N_{\rm HI}$ 为赖曼 α 森林的柱密度； M 、 T 、 P 分别为吸收云的质量、温度和压力。观测表明 [1] ， $N_{\rm HI}$ 有一个很大的变化范围。如果柱密度的变化由质量变化引起，那么，柱密度变化 1 个量级，质量就须变化 3 个量级。观测到赖曼 α 森林柱密度的变化范围可达 8~10 个量级，但压力约束模型不允许质量变化范围太大。另一方面，在压力约束模型里，温度近似为常数；而 Webb 和 Barcons (1991) [7] 指出，压力也不可能有太大的变化范围。因此，压力约束模型难以解释观测到的赖曼 α 森林的柱密度分布。

观测表明 [1] ，高红移赖曼 α 森林有很强的宇宙演化： $\mathrm{d}N/\mathrm{d}z \propto (1+z)^{\gamma}$ ，式中 N 为线数， $\gamma \geq 2$ (高红移) 。在压力约束模型里，影响赖曼 α 吸收云数密度的因素很多。赖曼 α 吸收云处于电离平衡状态，星系际 UV 背景辐射的变化将使吸收云的电离度变化，从而影响其中性氢的含量。因此，如果 UV 背景辐射随红移而减少，赖曼 α 吸收云的数密度将增加。但观测却表明，星系际 UV 背景辐射在很大的红移范围内近似为常数。此外，星系际气体压力的变化也将影响吸收云的数密度。例如，如果随着宇宙膨胀，星系际弥漫气体的压力减小，造成吸收云的膨胀，致使密度减小，复合数大大减小，吸收云的数密度也减小。但现在尚无任何证据表明星系际气体的压力同红移有关。还有一些因素，如吸收云的瓦解和并合，也会影响赖曼 α 吸收云的数密度。但这些因素的具体影响程度很不确定，且无仔细的研究。因此，压力约束模型也难以解释观测到的赖曼 α 森林的宇宙演化。

赖曼 α 吸收云是如何形成的？按照压力约束模型, 星系际物质实际上被分成低密度的弥漫星系际气体和高密度的赖曼 α 吸收云。类星体和星系中的大规模爆发现象为这两种星系际物质的形成提供了依据。爆发产生的激波可以加热云际物质, 也为吸收云提供能量。Chernormordic 和 Ozernoy (1983) [8] 、 Chernormordik (1988) [9] 认为，爆发将导致星系周围形成壳层，这种密度较高、温度较低的壳层碎裂后形成赖曼 α 吸收云。如果赖曼 α 吸收云的形成确与星系的爆发有关，那么，赖曼 α 吸收云应在空间上与星系相关。但观测并未发现两者相关的证据。

对压力约束模型还可以从另一个角度进行检验，即探测弥漫星系际物质或 Gunn-Peterson (GP) 效应。但文 [1] 指出，过去对 GP 效应的探测大多数为零探测，没有肯定的结果，因而这一方法无助于压力约束模型的检验。

总之，压力约束模型的困难甚多。尔后，人们的注意力逐渐转向考虑引力作用的各种模型。

2.2 引力约束模型

这个模型最初由 Melott (1980) [10] 提出，以后许多人对它进行了更详细的研究和发展。

按照引力约束模型，赖曼 α 吸收云是受星系际 UV 背景辐射照射，处于电离平衡和热平衡的自引力系统。引力约束模型可以解释许多观测现象，特别是由于云可能很大可以包含很多吸收物质，有利于解释观测到的赖曼 α 森林的柱密度。按照 Melott (1980) [10] 最初的设想，吸收云就是原始星系。

以后的发展把赖曼 α 吸收云同星系形成和宇宙大尺度结构的形成联系起来。实际上，从赖曼 α 森林的柱密度和尺度推测可知，赖曼 α 吸收云的质量不可能很大，应小于 $10^7 \sim 10^8\ M_\odot$ ，相对应的自引力也太小，不足以约束住自身。但如果引入暗物质，这种质量的重子物质云就可能存在。在冷暗物质 (CDM) 宇宙中，赖曼 α 吸收云是宇宙结构形成过程的自然产物。 Rees (1986) [11] 、 Ikeuchi (1986) [12] 提出了“微晕” (minihalo) 模型，即产生赖曼 α 森林的电离气体聚集在等温 CDM 晕的势井里，势井的深度正好使得气体云既不至于塌缩又不会逃逸。许多作者在不同的简化假设下讨论了这种小晕的性质，并对观测资料进行了解释。

微晕的结构取决于重子和 CDM 的相对分布。Ikeuchi 等人 (1988) [13] 假定，吸收云被 UV 背景辐射加热，处于电离平衡，温度达 3×10^4 K ，忽略电离参数变化和康普顿加热，且 CDM 也具有等温分布。对于这样一种简单的微晕模型，其结构可用几个参数表征，即云中心处重子物质密度与 CDM 密度之比 C 、云中心处 CDM 密度与临界密度之比 D 、 CDM 的位力温度与气体温度之比以及 UV 背景辐射流。云的质量与参数 C 、 D 有关，但存在一极大值。云的密度从中心往边缘呈指数衰减。

利用上述简单的微晕模型， Ikeuchi 等人 (1988) [13] 推出，赖曼 α 森林柱密度的分布为 $\mathrm{d}N/\mathrm{d}N_{\mathrm{HI}} \propto N_{\mathrm{HI}}^{-5/3}$ ； Rees (1988) [14] 、 Milgron (1988) [15] 等人利用略为不同的小晕模型得到 $\mathrm{d}N/\mathrm{d}N_{\mathrm{HI}} \propto N_{\mathrm{HI}}^{-1.5}$ 。更进一步， Murakami 和 Ikeuchi (1990) [16] 在模型中考虑了照射到小晕的 UV 背景辐射被中性氢吸收。他们发现，中性氢柱密度的幂谱分布在 10^{13}~$10^{22}\ \mathrm{cm}^{-2}$ 范围内都成立。因此，微晕模型可以较好地解释赖曼 α 森林的柱密度分布。

在微晕模型里，小云的质量一般为 10^7~$10^9\ M_\odot$ ，这种云是引力稳定的，气体不会塌缩而形成恒星，它们的空间分布比亮星系更加均匀。这与观测到的赖曼 α 森林一般不成团一致。

在微晕模型里， CDM 的引力与气体的压力梯度相平衡。微晕的平衡质量随中心处的气体密度而增加，当中心密度达到临界值时，平衡质量为极大。中心密度再增加，平衡质量减小。微晕的极大质量依赖于温度。因此，如果中心密度、云的质量以及温度随时间变化，云就会演化。Ikeuchi 等人 (1989) [17] 讨论了 UV 背景辐射变化引起的微晕的演化。他们假定， UV 背景辐射流随红移的变化规律为： $J = J_0(1+z)^\alpha$ ， $\alpha = 4$ 或 2 。由此可以推出微晕的质量、半径、气体温度和中性氢柱密度的变化，从而得到赖曼 α 森林数密度的演化： $\mathrm{d}N/\mathrm{d}z \propto (1+z)^\gamma$ ，其中 γ 是一个与参数有关的常数。适当选择参数，可以得到与观测一致的结果。

2.3　混合模型

在一个吸收云里，很可能起作用的不止是一种约束机制。许多作者考察了既有引力约束又有压力约束的混合模型。吸收云可能包含暗物质，也可能不包含；其几何形状可以是球状，也可能是盘状 (板块) 。在球对称情形，表面压力与弥漫星系际气体相平衡，内部为引力与压力梯度平衡。因此，压力约束实际上成为处于流体力学平衡的气体球的边界条件。在板块情形，通常认为，内部区域为引力约束，而外部区域则为压力约束。

Petitjean 等人 (1993) [18] 考察包含 CDM 的球状气体云。 CDM 的密度是重子物质的 10 倍，其速度弥散等价于 40000 K 的氢的速度。气体球则被外部的弥漫星系际气体压所约束。球内密度分布取决于引力。云处于电离平衡。随着宇宙的膨胀，气体球的表面将以 5∼15 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$ 的速度膨胀。由于冷却率低，气体云的中心区域仍约维持在 30000 K，但外层的温度降低，压力减小。取一组具有不同质量、半径和中心密度的气体云，可以再现观测到的赖曼 α 森林的柱密度和多普勒参数分布。这个模型预言，吸收云的柱密度愈高其多普勒参数愈大。 Pettini 等人 (1990) [19] 曾观测到吸收云的柱密度同其多普勒参数相关。但其他人的观测并未证实这一点。

Charlton 等人 (1993, 1994) [20,21] 则研究板块状吸收云。云的平衡结构由引力和压力决定。引力中包含暗物质的影响。压力则不仅需考虑气体压、星系际弥漫物质的压力，还需考虑从板块两边入射的背景连续辐射的辐射压。结果表明，云的中心区域由引力约束，而外部区域由压力约束，中间存在一个过渡区。这个模型的最大特点是预言了中性氢柱密度的分布不是单一的幂谱。Charlton 等人 (1994) [20] 发现，如果引力约束过渡到压力约束发生在 $N_{\mathrm{HI}} \approx 10^{15}\ \mathrm{cm^{-2}}$，则模型得到的柱密度分布函数与 Petitjean 等人 (1993) [18] 的观测结果一致。板块 (盘) 模型还有一个优点，即板块 (盘) 可以很大，但不必要求柱密度一定很大。

Salpeter (1993) [22] 、 Salpeter 和 Hoffman (1995) [23] 提出了另一种混合模型。他们在研究宇宙大尺度结构时注意到：低柱密度赖曼 α 森林吸收云非常多，而正常星系的天空复盖因子很小；赖曼 α 森林不成团，而正常星系多在超团里。因此，他们认为，产生赖曼 α 森林吸收的是一种特殊的 “几乎不可见” 的盘星系。这些星系并不聚集在超团里，其在高红移处的空间密度比正常星系高一个量级。它们有一个很大的盘，可以延伸到 100∼200 kpc 。星系盘中心的柱密度比正常星系低一个量级。盘可以分为两个部分：中心部分，其柱密度的分布为指数分布；外围部分，其柱密度的分布为幂律分布。由于盘很大，这种模型预言的赖曼 α 森林吸收云可以很大。另外，盘中心的柱密度很大，可能产生观测到的阻尼赖曼 α 吸收系统 (damped Lyman α system)；中心区域的外围可能产生赖曼系限吸收系统 (Lyman limit system)；而盘外部的柱密度较小，产生赖曼 α 森林。这样，模型为解释各种赖曼 α 吸收系统提供了统一的图像。 Hoffman 等人 (1993) [23] 的观测支持了上述模型，他们观测到几个盘星系具有非常大的 HI 盘。

3 宇宙学中的赖曼 α 森林

3.1 流体力学模拟

赖曼 α 森林的各种模型，包括引力约束的微晕模型，都把赖曼 α 森林吸收云看成孤立的天体，并由此讨论它们的物理性质以及同环境 (如星系) 的相互作用。虽然在解释观测资料方面理论模型 (如微晕模型) 取得了一定的成功，但它们没有自恰的框架来说明吸收云的形成、演化、同环境的关系等。另一方面，由于采用分析方法，不可避免地要引入一些简化的假设，忽略某些物理过程和非线性效应。

20 世纪 90 年代在冷暗物质 (CDM) 宇宙模型框架下，等级式宇宙结构的形成和演化的研

究取得重大进展。在赖曼 α 森林的研究方面，宇宙流体力学数值模拟 (如 Cen 等人 (1994) [25] 、Zhang 等人 (1995) [26] 、 Hernquist 等人 (1996) [27] 、 Miralda-Escude 等人 (1996) [28] 、 Dave 等人 (1997) [29] 、 Bond 和 Wadsley (1997) [30] 、 Zhang 等人 (1997) [31] 、 Bryan 和 Norman (1998) [32] 、 Theuns 等人 (1998) [33] 、 Zhang 等人 (1998) [34] 、 Theuns 等人 (1999) [35] 、Dave 等人 (1999) [36] 、 Bryan 等人 (1999) [37] 、 Machacek 等人 (2000) [38] 等) 的应用使人们对赖曼 α 森林有了更深刻的认识，尤其是在概念上产生了变化。这些模拟结果同半分析方法 (例如： Bi 等人 (1992) [39]、Bi (1993) [40]、Bi 和 Davidsen (1997) [41]、Hui 等人 (1997) [42] 、Gnedin 和 Hui (1998) [43] 等) 的结果一致。

给定宇宙模型和哈勃常数，以及星系际气体流场各点的密度、温度和速度后，通过流体力学模拟，可以得出沿视线方向中性氢的吸收，也就是理论上的赖曼 α 森林。模拟结果可以再现赖曼 α 森林的大部分观测结果。模拟带来的新概念是，产生赖曼 α 森林吸收线的并不是一个个分立的 “云”，而是星系际气体中延展的过密区 (或称为起伏的 Gunn-Peterson 效应) 。星系际气体的过密区可以呈片状、纤维状或晕状，这种密度起伏是宇宙结构形成过程中引力塌缩的自然结果。

3.2　与观测的比较

不同的作者在进行流体力学模拟时用了不同的宇宙模型。例如， Cen 等人 (1994) [25] 采用 ΛCDM (非零宇宙常数的冷暗物质) 模型， Hernquist 等人 (1996) [27] 采用成团尺度归一化的 sCDM (标准冷暗物质) 模型， Zhang 等人 [26,31,34] 则采用无偏且成团尺度归一化的 sCDM 模型，等等。最近， Machacek 等人 (2000) [38] 、 Meiksin 等人 (2001) [44] 对各种可能的冷暗物质为主的宇宙模型，如 CHDM (有热成份的冷暗物质) 、 OCDM (开冷暗物质) 、 ΛCDM 、 sCDM 、 tCDM (tilted CDM) 模型等进行了模拟。结果表明，在拟合赖曼 α 森林观测资料方面，不同的宇宙模型并无明显差别。下面将主要介绍 Zhang 等人的模拟工作。 Zhang 等人他们采用 sCDM 模型，假定初始密度扰动起源于暴涨引起的绝热起伏，振幅与目前的星系团的数密度和温度一致。

3.2.1　*形状和尺度*

Zhang 等人 [34] 的模拟给出了重子物质和暗物质的密度轮廓图，两者的分布极为相似。从轮廓图可见，物质的分布具有各种形态：片状、纤维状、球状 (晕) 等。大体上，高柱密度 ($\lg N_{\rm HI} > 15$) 的赖曼 α 吸收线产生于致密的球状物，类似于微晕模型；中等柱密度 ($13 < \lg N_{\rm HI} < 15$) 的赖曼 α 吸收线产生于联接那些致密球状物的纤维状或片状结构的 “网”；而大量的低柱密度赖曼 α 吸收线则起源于网络间的延伸几个 Mpc 的低密度区里的分立的起伏。

由于产生赖曼 α 森林线的区域具有各种形状，而宇宙中的结构又随红移演化，因此，可以观测到各种尺度的赖曼 α 吸收体。典型的尺度为 30∼100 kpc ，有的可达 1 Mpc 。观测到的几百 kpc 至 1 Mpc 的巨大尺度是压力约束模型或引力约束的微晕模型难以解释的现象，而数值模拟却得到了很好的结果。 Charlton 等人 (1997) [45] 更深入地研究了赖曼 α 森林吸收体的尺度和宇宙结构的演化。他们考虑到测定赖曼 α 森林吸收体的尺度需要观测 “类星体对”，因而在数值模拟中进行了双视线分析。结果表明，大部分吸收线产生于片状结构物；对于固定的柱密度，吸收体的大小随红移的减小而减小。

3.2.2 柱密度和等值宽度

赖曼 α 森林最重要的观测特点之一是其柱密度呈幂谱分布 [1]： $\mathrm{d}N/\mathrm{d}N_{\mathrm{HI}} \propto N_{\mathrm{HI}}^{-\beta}$ 。在高红移区，谱指数 $\beta \approx 1.7$~2.0 ；而 Zhang 等人 [31,34] 的模拟结果是： $\beta = 1.70 \pm 0.02$ 。更仔细的拟合给出：在 $2 \times 10^{12}\ \mathrm{cm}^{-2} < N_{\mathrm{HI}} < 10^{14}\ \mathrm{cm}^{-2}$ 区间， $\beta = 1.39 \pm 0.06$ ；在 $10^{14}\ \mathrm{cm}^{-2} < N_{\mathrm{HI}} < 3 \times 10^{17}\ \mathrm{cm}^{-2}$ 区间， $\beta = 1.71 \pm 0.03$ ，与观测大体一致。但是，当柱密度大于几倍 $10^{16}\ \mathrm{cm}^{-2}$ 时，模拟得到的线数偏少，不可能再现观测资料。

对赖曼 α 森林线等值宽度的分布，模拟也得到了很好的结果：分布呈指数，且 $W_* = 0.17 \pm 0.02$ ($z = 2$ 时) ，与高分辨率观测结果 (如 Kulkarni 等人 [46]) 符合得很好。

3.2.3 演 化

赖曼 α 森林的另一重要观测特点是强烈的宇宙演化 [1]： $\mathrm{d}N/\mathrm{d}z \propto (1+z)^{\gamma}$ ，其中 γ 值与红移有关，也与等值宽度 (或柱密度) 有关。在模拟计算中，影响 γ 值的因素很多，如电离 UV 背景辐射、结构的合并、宇宙膨胀速率、谱线的混合等等。模拟结果表明，对静止等值宽度 $W > 0.32$ Å的赖曼 α 森林线， $\gamma = 7.70 \pm 0.09$ ($3.5 < z < 4.5$) 、 2.95 ± 0.40 ($1.5 < z < 3.5$) 和 0.24 ± 0.03 ($0.5 < z < 1.5$) ，与观测基本符合。但随红移的减小 γ 值明显地下降，且下降得比观测值更快；在高红移端，演化更强烈。至于 γ 随 W 的变化情况，模拟也得到了较好的结果。模拟发现， γ 值非常敏感于电离 UV 背景辐射的强度。在高红移端， UV 辐射很不确定，这影响了 γ 值的测定，也成为模拟结果与观测不完全符合的主要原因。

3.2.4 多普勒参数

模拟计算的结果表明，多普勒参数 b 的分布可以用一个具有下限的高斯分布很好地表示，即 $b > b_{\min}$ 时， $f(b) \propto \exp[-(b - < b >)/2\sigma^2]$ ； $b < b_{\min}$ 时， $f(b) = 0$ ，与观测一致。 Zhang 等人 [34] 得到的具体结果为： $z = 3$ 时， $< b >= 26.1\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ ， $\sigma = 7.0\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ (取 $b_{\min} = 0$) ； $< b >= 25.9\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ ， $\sigma = 7.4\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ (取 $b_{\min} = 15\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$) ； $< b >= 25.1\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ ， $\sigma = 8.5\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ (取 $b_{\min} = 18\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$) ， b 分布的 $FWHM \approx 20\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ 。虽然下限 $b_{\min}$ 的数值不确定，但与观测结果相比 [1] ，一般认为，模拟得到的 $< b >$ 值略小。其它研究 [33,37] 得到的数值虽略有不同，但结果类似。由于热加宽是谱线加宽的主要原因， $< b >$ 值偏小意味着星系际气体的温度可能比预想的高，因此，应考虑更多的加热机制 [47] 。提高星系际气体温度的途径很多，如：增加重子密度、考虑高能 X 射线背景的康普顿加热和尘埃微粒的光电加热、引入严格的辐射转移理论，等等。 Cen 和 Bryan (2001) [48] 认为，质量在 $10^{6.5}$~$10^{9.0} M_{\odot}$ 的矮星系里的早期恒星形成产生的辐射，是加热星系际气体的重要因素。

模拟也表明， b 和 N_{HI} 之间并无明显相关，不支持 Pettini 等人 (1990) [19] 的结果。另外，在 $b - N_{\mathrm{HI}}$ 图上 b 确有明显的下截断，而且，此下截断随 N_{HI} 的增加而缓慢增加，与观测结果基本一致。将 b 转换成相应的温度，可以得到星系际物质 (IGM) 的温度 - 密度关系。从模拟得到的温度 - 密度图可以看到，除了最高密度的 IGM 外，大部分 IGM 的温度 - 密度曲线比平衡曲线陡，表明它们偏离了热光致电离平衡。值得一提的是，正如 Outram 等人 (2000) [49] 所指出的，模拟光谱中的许多线严重地偏离了佛克脱 (Voigt) 轮廓 (例如，某些弱线有非常宽的翼) ，这给模拟结果同观测的比较带来很大的困难。

3.2.5 化学元素丰度

在讨论赖曼 α 森林统计性质的模拟计算中，通常取 IGM 的化学元素丰度为原始丰度。近年来探测到高红移赖曼 α 森林吸收体的重元素丰度约为 10^{-2} 太阳丰度。这一现象最可能的解释是，星系中早期恒星形成对 IGM 有污染。引起 IGM 重元素丰度增加的过程包括：早期星族 III 恒星的物质抛射、超新星爆发驱动的星风、辐射压驱动的尘埃流、星系间的碰撞和并合等。 Gnedin (1998) [50] 、 Cen 和 Ostriker (1999) [51] 、 Aguirre 等人 (2001) [52,53] 等讨论了这个问题。他们的模拟计算表明，恒星引起的从星系到 IGM 的重元素反馈，如超新星爆发驱动的星风，只能带给 IGM 少量的金属，大部分金属是在星系碰撞、并合过程中从星系转移到 IGM 的。由于 IGM 的重元素来源于星系，可以预料， IGM 中重元素的分布是不均匀的。一般来说，密度大的地方重元素更多。另外， IGM 的平均重元素丰度随红移演化：红移越小，丰度越高；在 $z=0$ 时，丰度可达 0.2 太阳丰度。

3.3　赖曼 α 森林和宇宙学参数

宇宙流体力学数值模拟结果表明，赖曼 α 森林是宇宙结构形成过程中的自然结果。在模拟时，必须给定宇宙模型和某些宇宙学参数。反过来说，赖曼 α 森林也是宇宙探针之一，通过比较它的模拟结果和观测资料可以确定某些宇宙学参数或者给出某些限制。例如，测定宇宙中重子物质含量 $\Omega_{\rm b}$ 、质量密度、质量扰动的幅度、质量谱、 IGM 的热演化、 IGM 的金属度和宇宙的化学演化 (见 3.2.5 节) 、宇宙速度场等。 Rauch 等人 (1997) [54] 、 Weinberg 等人 (1997) [55]、Weinberg 等人 (1999) [56]、Gnedin 和 Hui (1998) [57]、Nusser 和 Haehnelt (2000) [58]、Croft 等人 (1998~2000) [59~61]、McDonald 等人 (2000) [62]、Haehnelt 和 Steinmetz (1998) [63]、Ricotti 等人 (2000) [64]、Schaye 等人 (1999, 2000) [65,66]、Phillips 等人 (2001) [67]、Zaldarriaga 等人 (2001) [68]、Zhan 和 Fang (2002) [71] 等都讨论过这些问题。

星系和 IGM 中的重子含量 $\Omega_{\rm b}$ 与宇宙结构形成模型密切相关，因此是一个重要的宇宙学参数。在赖曼 α 森林模拟计算中可通过计算 HI 的 Gunn-Peterson 光深 τ 来求得 $\Omega_{\rm b}$ 。光深 τ 与 $\Omega_{\rm b}$ 的关系可表为 [54,60] ：

$$\tau \propto (\Gamma H(z))^{-1}(\Omega_{\rm b}H_0^2)^2(1+z)^6\alpha(T)(\rho/\bar{\rho})^{\alpha}(1+H_0^{-1}{\rm d}v/{\rm d}r)^{-1}. \tag{1}$$

其中， H_0 为现在的哈勃常数； $H(z)$ 为红移 z 处的哈勃常数； Γ 为光致电离率； $\alpha(T)$ 为复合系数，是温度的函数； ${\rm d}v/{\rm d}r$ 为视线方向的本动速度梯度。在其它有关量已知时， $\tau \propto (\Omega_{\rm b}h^2)^2$ 。通过模拟光谱或观测到的赖曼 α 森林谱的流量减缩 $D=1-e^{-\tau}$ 可以求出 τ ，从而得到 $\Omega_{\rm b}$ 。 Rauch 等人 (1997) [54] 给出 $\Omega_{\rm b}$ 的下限： $\Omega_{\rm b}h^2>0.017$ (对 sCDM) ，或 0.021 (对 ΛCDM) 。这里， $h=H_0/50$ 。 Weinberg 等人 (1997) [55] 做了类似的工作。他们合理地估计了 UV 背景辐射，从平均流量减缩和观测到的光深分布函数推出 $\Omega_{\rm b}h^2 \geq 0.0125$ ($h=H_0/100$) 。但是，上述计算光深 τ 的公式是一个简化公式，它只考虑了光致电离，因此在应用时受到一定限制。实际情况要复杂得多，可能还须考虑其它因素，如热加宽、激波加热、碰撞电离等。

Croft 等人 (1998~2000) [59~61] 提出一种方法，可以从赖曼 α 森林计算出质量扰动谱：

$$P(k)=P_{\rm p}(k/k_{\rm p})^n. \tag{2}$$

他们利用 19 个类星体的赖曼 α 森林观测光谱，结合模拟计算，求出在 $z=2.5$ 处的 $P(k)$ ： $n=-2.25\pm0.18$ ， $P_{\rm p}=2.21^{+1.00}_{-0.68}\times10^7\ ({\rm km\cdot s^{-1}})^{-3}$ ， $k_{\rm p}=0.008\ ({\rm km\cdot s^{-1}})^{-1}$ ， $\Delta^2(k_{\rm p})=$

$0.573^{+0.233}_{-0.166}$ ($\Delta^2(k) \equiv k^3P(k)/2\pi^2$) 。 McDonald 等人 (2000) [62] 对上述方法进行改进并利用 8 个类星体的赖曼 α 森林资料，与 $\Omega_{\rm m} = 0.4$ (ΛCDM) 的模拟结果比较，求得 $z = 3$ 时质量扰动谱的 $n = -2.55 \pm 0.10$ ，并推出初始质量扰动谱的 $n = 0.93 \pm 0.10$ ，与 Croft 等人的结果统计上一致。

Weinberg 等人 (1999) [56] 指出，从星系团质量函数可推知， $\sigma_8\,\Omega_0 \approx 0.50$ ，而 σ_8 是半径为 $8h^{-1}$ Mpc ($h = H_0/100$) 的球体内的均方根质量扰动，可表为初始质量扰动的积分。因此，只要知道初始质量扰动，就可推出 $\Omega_{\rm m}$ 。 Weinberg 等人 [56] 利用 Croft 等人 [60] 从赖曼 α 森林得到的 $z = 2.5$ 处的 $P(k)$ 求得初始质量扰动，并推出 $\Omega_{\rm m} = 0.46^{+0.12}_{-0.10}$ (对开宇宙) 或 $\Omega_{\rm m} = 0.34^{-0.13}_{-0.09}$ (对平宇宙) 。

最近，Phillips 等人 (2001) [66] 讨论了赖曼 α 森林对宇宙学参数的限制。他们利用 COBE-DMR 资料和 Croft 等人 [60] 从赖曼 α 森林得到的质量扰动谱 $P(k)$ ，推得一个宇宙学参数的限制性条件： $\Omega_{\rm m}h^{\alpha}n^{\beta}(\Omega_{\rm b}h)^{\gamma} = c \pm \varepsilon$ ，式中 n 为质量扰动谱的指数 (见 (2) 式) ，常数 α 、 β 、 γ 、 c 和 ε 的值依赖于宇宙学模型。例如，对 ΛCDM ， $\alpha = 1.88$ ， $\beta = 2.68$ ， $\gamma = -0.26$ ， $c = 0.44$ ， $\varepsilon = 0.12$ 。

光深 τ 的计算须知道各点的温度、 UV 背景辐射强度和速度梯度 (见 (1) 式) ，因此，利用赖曼 α 森林还可讨论 IGM 的热演化、 UV 背景辐射的演化和速度场。 Schaye 等人 [65,66] 、 Ricotti 等人 [64] 认为，赖曼 α 森林的线宽 b 取决于多种因素，最小的 b 应该是热加宽造成的。因此，从 b 分布的下截断可以确定 IGM 的温度。 Schaye 等人 [65] 利用 9 个高分辨率、高信噪比的类星体光谱定出的 b 的下截断，求得 IGM 在 $2.0 < z < 4.5$ 区间的热演化。他们发现，在 $z \approx 3$ 处，温度有一峰值，但气体近于等温。这个结果表明， IGM 的再加热发生在 $z \approx 3$ 处，可以作为 HeII 在 $z \approx 3$ 处的再电离的证据。 Ricotti 等人 [64] 得到类似结果。然而， McDonald 等人 (2001) [69] 利用一个新的谱线拟合技术分析了 8 个类星体的赖曼 α 森林光谱，从线宽 b 分布的下截断求得 IGM 在 $2.4 < z < 3.9$ 的温度约为 2×10^4 K ，且不演化。 Zaldarriaga 等人 (2001) [68] 则从赖曼 α 森林的透射谱 (即 $\mathrm{e}^{-\tau}$) 来研究 IGM 的热性质。他们也发现 $T \approx 2 \times 10^4$ K ，且不演化，与 McDonal 等人 [69] 的结果一致。目前还不清楚是什么原因造成了这种差别。

McDonald 和 Miralda-Escude (2001) [70] 讨论了背景辐射的演化。他们利用 3 个 $z > 5$ 的高红移类星体在 $z \geq 5$ 的赖曼 α 森林平均透射辐射流资料，结合数值模拟给出的 IGM 的密度分布，推断出背景辐射强度。结果表明，背景辐射强度随红移的增加而减小，红移从 3 到 5 ，强度减小 3 倍。

最近， Zhan 和 Fang (2002) [71] 讨论了宇宙速度场。他们从赖曼 α 森林的透射辐射流出发，结合密度扰动和本动速度之间的关系，提出了一个确定大尺度均方根整体速度 (rms bulk velocity) 的方法。他们利用 60 个类星体的中等分辨率光谱的透射辐射流，发现均方根整体速度从 $z = 2.25$ 、尺度为 $23h^{-1}$ Mpc 时的 (230 ± 45) km $\cdot$ s^{-1} 下降到 $z = 3.25$ 、尺度为 $92h^{-1}$ Mpc 时的 (110 ± 45) km $\cdot$ s^{-1} ；对所有尺度，在 $z = 2.75$ 处有一下凹。

4 简短的结语

20 世纪 90 年代以来，赖曼 α 森林的研究无论是观测还是理论方面都取得了巨大进展。观测方面， HST 、 Keck 镜以及其它地面和空间设备获得的大量高信噪比类星体光谱，极大地丰富了已经确立的赖曼 α 森林的基本观测特征；理论方面，通过宇宙流体力学模拟和半分析工作，人们认识到，赖曼 α 森林是 IGM 延伸的过密区，是宇宙结构形成过程的自然结果。

但是，不足之处也是显然的。观测方面，有些结果互相矛盾；有些细节尚无明确结论；$z > 4$ 和 $z < 1.5$ 的赖曼 α 森林资料非常少；等等。需要更多高品质的类星体光谱。已经建成和即将建成的地面大口径光学望远镜无疑将提供大量观测资料； HST 设备的更新将极大地提高其效率，以获得更多的低红移光谱； Sloan 巡天 (SDSS) 可望提供更多的类星体样本，特别是紧缺的高红移类星体样本。

宇宙流体力学模拟虽能再现大部分观测结果，但也有一些结果尚难很好解释。除了观测资料的不确定外，模拟本身也有许多方面需要改进。例如，如何正确抽出模拟光谱；在模拟 IGM 的演化时，考虑 IGM 同星系的相互作用；选取适当的宇宙模型和有关参数；等等。将模拟结果同观测进行仔细比较是完全必要的。另一方面，进一步发展半分析理论将有助于正确理解赖曼 α 森林的物理图像。

巨大的研究成就使赖曼 α 森林已成为研究宇宙学的强有力工具。近年来，利用赖曼 α 森林确定宇宙学某些常数或对其提出限制的研究工作越来越多。可见，赖曼 α 森林在这方面的应用有广阔的前景。

参 考 文 献

1　黄克谅，周洪楠. 天文学进展， 2002, 20: 175
2　Sargent W L W, Young P J, Boksenberg A *et al.* ApJS, 1980, 42: 41
3　Ostricker J P, Ikeuchi S. ApJ, 1983, 268: L63
4　Ikeuchi S, Ostricker J P. ApJ, 1986, 301: 522
5　Baron E, Carswell R F, Hogen C J *et al.* ApJ, 1989, 337: 609
6　Barcons X, Fabian A C. MNRAS, 1987, 224: 674
7　Webb J K, Barcons X. MNRAS, 1991, 255: 319
8　Chernormordik V V, Ozernoy L M. Nature, 1983, 303: 153
9　Chernormordik V V. Soviet Astron., 1988, 32: 6
10　Melott A. ApJ, 1980, 241: 889
11　Rees M J. MNRAS, 1986, 218: 25
12　Ikeuchi S. ApSS, 1986, 118: 509
13　Ikeuchi S, Murakami I, Rees M J. MNRAS, 1988, 236: 21
14　Rees M J. In: Blades J C, Turnshek D, Norman C A eds. QSO Absorption Lines: Probing the Universe, Cambridge: Cambridge University Press, 1988: 107
15　Milgron M. A&A, 1988, 202: 9
16　Murakami I, Ikeuchi S. PASJ, 1990, 42: L11
17　Ikeuchi S, Murakami I, Rees M J. PASJ, 1989, 41: 1095
18　Petitjean P, Bergeron J, Carswell R F *et al.* MNRAS, 1993, 260: 67
19　Pettini M, Webb J K, Rauch M *et al.* MNRAS, 1990, 246: 545
20　Charlton J C, Salpeter E E, Hogan C J. ApJ, 1993, 402: 493
21　Charlton J C, Salpeter E E, Linder S M. ApJ, 1994, 430: 29

22 Salpeter E E. AJ, 1993, 106: 1265
23 Salpeter E E, Hoffman G L. ApJ, 1995, 441: 51
24 Hoffman G L, Lu N Y, Salpeter E E *et al.* AJ, 1993, 106: 39
25 Cen R, Miralda-Escude J, Ostriker J P *et al.* ApJ, 1994, 437: L9
26 Zhang Y, Anninos P, Norman M L. ApJ, 1995, 453: L57
27 Hernquist L, Katz N, Weinberg D *et al.* ApJ, 1996, 457: L51
28 Miralda-Escude J, Cen R, Ostriker J P *et al.* ApJ, 1996, 471: 582
29 Dave R, Hernquist L, Weinberg D H *et al.* ApJ, 1997, 477: 21
30 Bond J R, Wadsley J W. In: Petitjean P, Charlot S eds. Structure and Evolution of the Intergalactic Medium From QSO Absorption Line Systems, Paris: NouvellesFrontieres, 1997: 143
31 Zhang Y, Anninos P, Norman M L *et al.* ApJ, 1997, 485: 496
32 Bryan G L, Norman M L. ApJ, 1998, 495: 80
33 Theuns T, Leonard A, Efstathiou G *et al.* MNRAS, 1998, 301: 478
34 Zhang Y, Meiksin A, Anninis P *et al.* ApJ, 1998, 495: 63
35 Theuns T, Leonard A, Schaye J *et al.* MNRAS, 1999, 303: 58
36 Dave R, Hernquist L, Katz N *et al.* ApJ, 1999, 511: 521
37 Bryan G L, Machacek M, Anninos P *et al.* ApJ, 1999, 517: 13
38 Machacek M, Bryan G L, Meiksin A *et al.* ApJ, 2000, 532: 118
39 Bi H G, Borner G, Chu Y. A&A, 1992, 266: 1
40 Bi H G. ApJ, 1993, 405: 479
41 Bi H G, Davidsen A. ApJ, 1997, 479: 523
42 Hui L, Gnedin N Y, Zhang Y. ApJ, 1997, 486: 599
43 Gnedin N Y, Hui L. MNRAS, 1998, 296: 44
44 Meiksin A, Bryan G, Machacek M. MNRAS, 2001, 327: 296
45 Charlton J C, Anninos P, Zhang Y *et al.* ApJ, 1997, 485: 26
46 Kulkarni V P, Huang K, Green R F *et al.* MNRAS, 1996, 279: 197
47 Theuns T, Schane J, Haehnelt M G. MNRAS, 2000, 315: 600
48 Cen R, Bryan G L. ApJ, 2001, 546: L81
49 Outram P J, Carswell R F, Theuns T. ApJ, 2000, 529: 730
50 Gnedin N Y. MNRAS, 1998, 294: 407
51 Cen R, Ostriker J P. ApJ, 1999, 519: L109
52 Aguirre A, Hernquist L, Schaye J *et al.* ApJ, 2001, 560: 599
53 Aguirre A, Hernquist L, Schaye J *et al.* ApJ, 2001, 561: 521
54 Rauch M, Miralda-Escude J, Sargent W L W *et al.* ApJ, 1997, 489: 7
55 Weinberg D H, Miralda-Escude J, Hernquist L *et al.* ApJ, 1997, 490: 564
56 Weinberg D H, Croft R A C, Hernquist L *et al.* ApJ, 1999, 522: 563
57 Gnedin N Y, Hui L. MNRAS, 1998, 296: 44
58 Nusser A, Haehnelt M G. MNRAS, 2000, 313: 364
59 Croft R A C, Weinberg D H, Katz N *et al.* ApJ, 1998, 495: 44
60 Croft R A C, Weinberg D H, Pettini M *et al.* ApJ, 1999, 520: 1
61 Croft R A C, Weinberg D H, Bolte M *et al.* ApJ, 2002, 581: 20
62 McDonald P, Miralda-Escude J, Rauch M *et al.* ApJ, 2000, 543: 1
63 Haehnelt M G, Steinmetz M. MNRAS, 1998, 298: L21
64 Ricotti M, Gnedin N Y, Shull J M. ApJ, 2000, 534: 41
65 Schyae J, Theuns T, Leonard A *et al.* MNRAS, 1999, 310: 57
66 Schaye J, Theuns T, Rauch M *et al.* MNRAS, 2000, 318: 817
67 Phillips J, Weinberg D H, Croft R A C *et al.* ApJ, 2001, 560: 15

68 Zaldarriaga M, Hui L, Tegmark M. ApJ, 2001, 557: 519
69 McDonald P, Miralda-Escude J, Rauch M *et al*. ApJ, 2001, 562: 52
70 McDonald P, Miralda-Escude J. ApJ, 2001, 549: L11
71 Zhan H, Fang L Z. ApJ, 2002, 56: 9

Progress in Study on Lyman α Forest (II) : Models

Huang Keliang Zhou Hongnan
(*Department of Physics, Nanjin Normal University, Nanjin 210097*)

Abstract

The models of Lyman α forest are briefly reviewed in this paper. Cosmological hydrodynamic simulations reveal successfully most observations of Lyman α forest and make people recognize that Lyman α absorbers are extended overdensity regions of intergalactic medium. This density fluctuation is a natural result of cosmic structure formation. Now Lyman α forest becomes a useful tool to study cosmology.

Key words astrophysics—Lyman α forest—review—QSO absorption lines— models—hydrodynamic simulations