arXiv:2602.12479v1 [astro-ph.GA] 12 Feb 2026

由激波-气泡相互作用建模的奇异射电圆环

Yiting Wang [1] and Sebastian Heinz [1, 2]

[1] Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, 1150 University Avenue, Madison, WI 53706, USA
[2] Department of Astronomy, University of Wisconsin-Madison, 475 N Charter St, Madison, WI 53726, USA

（修订于2026年2月10日）

已提交至《天体物理学杂志》

摘要

新近发现的奇异射电圆环（ORC）这一类别的物理本质和起源仍不清楚。我们利用三维磁流体力学模拟，研究了一种模型：当激波与星系际介质中的低密度遗迹射电瓣相互作用时，Richtmyer-Meshkov不稳定性（RMI）会形成发射同步辐射的涡环，这些涡环即为奇异射电圆环。涡环最初表现出振荡行为，随后随时间逐渐衰减。我们采用一种新方法，以无尺度的方式模拟高频下的逆康普顿冷却和同步辐射冷却，从而能够依据观测约束检验广泛的模型参数。结果表明，马赫数2–4的激波强度与观测数据相符，这与吸积、并合驱动或活动星系核驱动激波的预期一致。我们发现，能够解释这些环的气泡初始尺寸为140至250千秒差距，气泡初始能量约为 $10^{57} - 10^{59}$ 尔格，这与中等功率射电星系膨胀形成的遗迹射电瓣相符。推导出的环境压力和密度表明，奇异射电圆环位于低密度环境中，例如年龄约为70–200 Myr的星系群外围。我们的合成射电图与ORC1的偏振特性相符，并预测切向磁场角取决于奇异射电圆环的长宽比。RMI驱动涡环模型的一个关键区别在于，它不要求ORC以其宿主星系为中心，因此不受红移限制。

关键词： 星系：一般星系团 – 射电连续谱：星系 - 磁流体动力学 – 星际介质：气泡 – 方法：数值激波

1. 引言

1.1. 奇异射电圆环

奇异射电圆环（ORC）是一类新发现的环状射电源。最初发现的三个奇异射电圆环（ORC 1、ORC 2、ORC 3），是澳大利亚平方公里阵列探路者（ASKAP）望远镜、澳大利亚望远镜紧凑阵列以及默奇森宽视场阵列于2020年在宇宙演化图（EMU）试点巡天中以 944 MHz 观测到的（R. P. Norris等（2021b））。第四个奇异射电圆环（ORC 4）后来在巨米波射电望远镜2013年采集的数据中发现（R. P. Norris等（2021b）），观测频率为325 MHz。第五个奇异射电圆环（ORC 5）随后由（B. S. Koribalski等（2021年））在ASKAP数据中发现，观测频率为 944 MHz。文献（R. P. Norris等（2022））提供了ORC 1的MeerKAT高分辨率射电图像。

它们的直径相近，约为1角分；在 944 MHz 下，积分流量密度为数毫扬斯基量级。其谱指数较陡，约为 -0.5 至 -1.7。它们位于银河高纬区域，约为 $\pm 40°$；推定的中心星系红移为0.3至0.5。

2023年，（B. S. Koribalski 等人，2024年）报告了在同一批 MeerKAT 数据中发现了另一个新奇异射电圆，即奇异射电圆 6。此后，人们对奇异射电圆的观测表现出极大兴趣，并陆续发现了其他可能属于奇异射电圆候选体的环状射电源。例如，SAURON 巡天（M. Lochner 等人，2023年，SAURON）和 Cloverleaf 源（E. Bulbul 等人，2024年，Cloverleaf）都探测到了形态相似的天体，尽管它们的结构各不相同。2024年，（R. P. Norris 等人，2024年）MIGHTEE 发现了另一个奇异射电圆，其

尺寸比此前发现的奇异射电圆小 2 至 3 倍，亮度也暗得多。

尽管已知射电辐射为同步辐射，但等离子体的源及其与邻近星系的关系仍不清楚，因而提出了多种形成情景。R. P. Norris等人（2022年）将奇异射电圆视为宿主星系中星暴终止激波所产生的同步辐射球壳。K. Dolag等人（2023年）模拟了来自星系晕的并合激波，发现大质量晕呈现出与奇异射电圆相似的特征。另一份报告（A. L. Coil等人，2024年）表明，ORC4的光谱数据显示强[OII]发射，其延伸超过40千秒差距。横跨 [OII] 星云的速度梯度与高速度弥散表明，激波电离气体因星系强烈的向外运动的风所引起的激波而朝向该星系运动。他们认为，奇异射电圆中的射电辐射可能来自同一星暴风。最近一篇论文（Y.-H. Lin与H.-Y. K. Yang, 2024年）探讨了将ORC视为宇宙线质子主导气泡轴向端视的可能性。

1.2. *Richtmyer-Meshkov*不稳定性作为*ORC*的起源

S. S. Shabala等人（2024年）提出，射电瓣与星系际激波相互作用时，可能会通过激波-气泡相互作用形成ORC。他们的研究基于这样一种观点：射电遗迹可能是这类相互作用的结果（T. A. Ensslin和M. Bruggen 2002年；S. Heinz和E. Churazov 2005年；S. H. Fried- man等人2012年；C. Nolting等人2019年）。这些相互作用的理论基础源于Richtmyer-Meshkov不稳定性（RMI），该理论最早由R. D. Richtmyer （1960年）提出，随后由E.E.Meshkov（1969年）通过实验验证。

本文采用这样一种工作假设：ORC源于星系际介质（IGM）中激波-气泡相互作用所产生的同步辐射涡环。我们对这一过程进行了详细的参数研究，以约束可能的环境和能量学，并推导出可检验的预测，从而将这一过程与其他关于ORC起源的假说区分开来。

Richtmyer-Meshkov不稳定性（RMI）最早由R. D.Richtmyer(1960年提出，随后由E. E.Meshkov(1969年通过实验验证。Richtmyer的分析指出，当激波使两种密度不同的流体之间的界面受到瞬时加速时，界面上的扰动会增长，从而产生这种特征性的不稳定性，即RMI。Meshkov通过实验进一步证实了激波穿过密度不同的两种气体之间的界面时，这种不稳定性的行为，表明界面扰动会随时间线性增长。我们注意到，RMI常被描述为瑞利–泰勒不稳定性的瞬时极限，因此，涡环的形成在功能上类似于浮力上升气泡中涡环的形成。

在这项奠基性工作的基础上，J. J. Quirk & S.Karni (2005年) 对激波与圆柱气泡相互作用的动力学进行了详细的数值研究，揭示了激波如何压缩并扭曲气泡，从而生成持久的涡环。D. Ranjan 等人(2005年) 通过实验进一步探究了这一现象，研究了大气氮气中一个受到马赫数 2.88 激波作用的强激波球形气体气泡。实验表明，激波相互作用期间沉积在气泡表面的涡量会促成主涡环和次级涡环的形成；研究人员首次利用激光片成像将其可视化。他们在D. Ranjan 等人 (2011年) 的研究中进一步深化了对这些相互作用的认识，指出二维情况下会形成涡对，三维情况下则会形成涡环，并表明这些结构对激波-气泡相互作用的动力学至关重要。

J. H. J. Niederhaus 等人(2008年)通过开展三维激波与气泡相互作用的计算参数研究，扩展了这项研究。他们着重研究了不同马赫数、气泡尺寸和环境条件在决定涡环形态与稳定性方面所起的作用。在较高马赫数下，主涡核变得难以辨认。

激波-气泡相互作用这一概念在天体物理环境中的应用，最初由T. A. Ensslin 和 M. Bruggen (2002年)在一项关于星系团射电遗迹的研究中进行了探索。他们研究了过去活动星系核（AGN）活动遗留下来的射电等离子体囊，如何在穿过星系团的并合激波作用下重新获得能量。他们的三维磁流体动力学（MHD）模拟表明，这些射电囊遭遇激波时会受到压缩，并转变为丝状或环状结构，类似于射电遗迹中观测到的结构。这一过程不仅能恢复射电辐射，还能增强射电波的偏振，形成一种特征形态，与星系团中遗迹的观测结果高度吻合。

在这项奠基性工作的基础上，S. Heinz 与 E. Churazov (2005年开展了流体力学模拟，探究弱激波和声波

通过与相对论性气体气泡的相互作用加热星系团内介质（ICM）的作用。他们的研究发现，当这些气泡受到激波或声波冲击时，会通过形成涡环及其他湍流结构，成为将动能转化为热的催化剂。研究证实了 Richtmyer–Meshkov 不稳定性（RMI）所引发的涡旋形成十分高效，并指出这些涡旋产生的动能能够显著促进星系团内介质（ICM）的加热，从而维持星系团观测到的热结构，而无需持续从外部源输入能量。

本文通过三维磁流体力学（MHD）模拟，全面研究了由激波—气泡相互作用所产生的射电环辐射，并提出这一机制可能是观测到的 ORC 的起源之一，以补充 S. S. Sha- bala 等人(2024年的研究。按照设计，当激波撞击气泡时，会引发气泡压缩；由于气泡内部的声速较高，压缩波在气泡中传播得更快，因此气泡会通过 RMI 演变为差分旋转涡旋（R. D. Richtmyer 1960年；E. E. Meshkov 1969年；S. Heinz 与 E. Churazov 2005年；S. H. Friedman 等人 2012年）。

第2节详细介绍了本研究采用的模拟设置、初始条件和分析技术。我们描述了模拟所选用的参数，例如磁场构型、激波速度以及周围介质的性质。第3 节展示了模拟结果，并提供了多种可视化图像和定量分析。我们重点介绍射电环的形成和演化，展示辐射的形态与运动学特性。在第4节中，我们解读研究结果，并探讨模拟射电环与观测到的 ORC 之间的联系。我们讨论模拟结果对 ORC 的物理半径、流量密度和压力环境的影响。最后，第5 节对本研究进行了简要总结。

在本文中，我们采用标准的 ΛCDM一致性宇宙学，其参数选自Planck Collaboration 等 (2014年)。

2. 方法

2.1. 模拟设置

本文所述模拟的目标是检验这样一种假设：部分或全部 ORC 可能是由激波-气泡相互作用产生的涡环，S. S. Shabala 等人（2024年）也提出了这一假设。为此，我们使用FLASH 4.6.2 对激波-气泡相互作用进行模拟。模拟在三维笛卡尔坐标系中进行。我们使用 FLASH 中实现的无分裂交错网格（USM）求解器和约束输运（CT）方法求解磁流体力学（MHD）方程，以确保模拟中的磁场散度为零，精度达到机器精度。

初始条件由一个受到平面激波作用的磁化球形气泡定义。激波沿 z 方向在一个尺寸为 20×20×200 个气泡半径的网格中朝气泡传播。

我们的基础网格在 x 方向包含一个 8×8×8 的计算块，在 y 方向包含一个计算块，在 z 方向包含十个计算块。我们采用自适应网格细化（AMR），使网格分辨率能够在感兴趣区域动态调整。对于大多数模拟，允许的最大细化级别为 8，对应于气泡直径方向上 128 个网格单元的分辨率。随时间变化的细化标准遵循标准的、基于二阶导数的 FLASH方案，使用流体压力（以解析激波）和气泡的示踪流体（以确保气泡/涡旋与环境之间的流体界面得到解析）。

模拟在 x 和 y 方向采用反射边界条件，而在 z 方向采用流入—流出边界条件。

阿特伍德数（环境密度与气泡密度之比）设为 $A \equiv \rho_{\rm IGM}/\rho_{\rm bubble} = 100$[3]，使气泡密度低于环境密度，对应于遗迹射电瓣或类似气泡被激波追上的底层模型。

总体而言，我们的模拟是无尺度的；然而，用于计算辐射特性的示踪粒子（如下所述）所经历的同步辐射冷却和逆康普顿冷却，对决定尺度的模拟参数（气泡半径、声速和激波前密度）的依赖关系各不相同。因此，在考虑较高频率下的同步辐射谱时需要谨慎，详见§2.2.1。

模拟采用多伽马绝热状态方程，气泡内的绝热指数（比热之比）为 $\gamma_{\rm ad} = 4/3$ ，假设其中为相对论性非热遗迹等离子体；背景气体的绝热指数为 $\gamma_{\rm ad} = 5/3$ 。我们采用两种被动平流示踪流体，分别表示环境流体和气泡流体。

我们施加一个沿 z 方向传播的激波。我们研究一系列马赫数（包括 1。4、2、4、8 和 16）所代表的不同激波强度，详见§3.2。

[3] 请注意，只要满足 $A \gg 1$，激波-气泡相互作用的动力学就与 A 无关。

我们在§3.4中进行了分辨率研究。我们还将在后续章节探讨不同磁场拓扑§3.3对激波与气泡相互作用产生的射电圆的演化和可观测性质的影响。

由于观测上我们只关注射电环辐射，因此将外部磁场强度设为零，同时将气泡内部的初始平均等离子体β（热压力与磁压力之比）设为 $\beta = 10$。为对气泡内部不同的可能磁场拓扑进行采样，我们大致遵循了M. Ruszkowski 等人（2007年）所描述的方法。具体而言，我们通过设置傅里叶空间中磁矢势的每个分量，使其满足给定的功率谱，并为每个傅里叶分量赋予均匀分布的随机相位，从而生成随机磁场；这样，逆傅里叶变换便会生成具有所需统计性质的随机化矢势。我们对矢势施加边界条件，以确保磁场在气泡表面处沿切向，并将气泡外部的磁场设为零。随后，我们根据矢势计算出完全无散的磁场。我们选择功率谱$\vec{}$，使磁场具有特征相干长度 $\lambda_{\max} = 2\pi/k_{\min}$，并使功率谱以给定的幂律指数 $\kappa = -2.5$ 递减，直至上限截断值 $k_{\max}$。

模拟参数	**物理结果**
激波马赫数 (1.4, 2, 2.83, 4, 6, 8, 16)	环半径、宽度
分辨率 (64, 128,256)	环宽度收敛
场相干长度 (1/8, 1/4, 7/20, 1/2, 7/10, 1 D_b)	偏振分数
场种子 (1, 2,3)	磁场角度
盒子/气泡半径 (10)	流量密度
阿特伍德数 (0.98)	磁场强度
气泡 γ_{ad} (1.33) 星系际介质 γ_{ad} (1.67)	绝热指数
气泡等离子体 β (10)	

表 1. 本研究中受相关参数影响的主要模拟参数（左栏）和所分析物理量（右栏）汇总。基准模拟所采用的参数选择以蓝色标出。马赫数 2.83 模拟仅用于§4.1.2中描述的模型拟合。分辨率指每个气泡直径所包含的计算网格单元数；场种子指使用不同种子初始化磁场的三次模拟，其余参数与基准模拟相似。

表 1 总结了我们改变的模拟参数，以及在每种情况下考察的物理参数。表格左下部分列出了为限定本研究范围而保持不变的初始模拟参数。在§3中，我们展示了模拟网格的结果。

2.2. 同步辐射

为模拟我们的模拟中产生的涡环的辐射特性，我们采用Y.-H. Chen 等人（2023年）所述方法（另见B. Vaidya 等人，2018年）。我们在气泡内部使用拉格朗日示踪粒子，追踪非热流体的辐射冷却和绝热冷却。每个示踪粒子代表非热粒子的局部分布，并用于沿其在流体中的轨迹隐式求解粒子输运方程（例如，N. S. Kardashev，1962年；G. V. Bicknell 和 D. B. Melrose，1982年；C. S. Coleman 和 G. V. Bicknell，1988年；B. Vaidya 等人，2018年；Y.-H. Chen 等人，2023年）。

该解包含绝热变化，以及由宇宙微波背景引起的同步辐射和逆康普顿冷却（对于此处模拟的这类弥散等离子体，可以忽略同步自康普顿损失和由河外背景光引起的损失

并假定它们是 ORC 射电辐射的来源。）

随后，我们使用示踪粒子计算同步辐射，以纳入辐射冷却。全文假设电子分布的粒子能谱指数为 $s = 2$，使电子分布满足 $f(\gamma) = f_0(\gamma/\gamma_0)^{-s}$。

低频辐射不受冷却影响，因此可以完全根据流体网格的性质（非热压力和垂直于磁场的磁场强度；例如参见Y.-H. Chen 等，2023年）。

我们采用最近邻匹配来计算冷却后的同步辐射谱，并通过对模拟立方体中的同步辐射发射率进行光线追踪，计算斯托克斯 I、Q 和 U 场，从而生成总强度和偏振图像。

2.2.1. *Radiative Cooling and Spectral Calculation*

一般而言，冷却电子分布的同步辐射谱可通过输运方程的解，利用上述特征线方法计算得到。随后，可将该解表示为注入谱（假设为幂律）以及方程 14 的特征映射，参见Y.-H. Chen 等人（2023年）：

$$\gamma_c\left(\gamma_0.t\right) = \frac{\left(\rho(t)/\rho_0\right)^{1/3}}{1/\gamma_0 + \int_{t_0}^{t} dt' A(t') \left[\rho(t')/\rho_0\right]^{1/3}} \qquad (1)$$

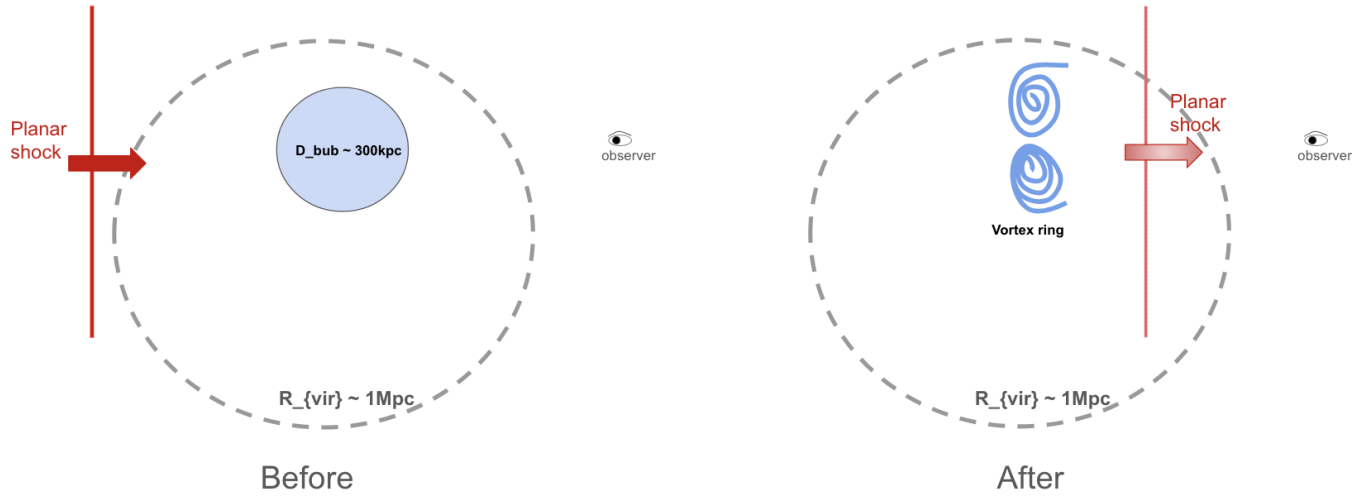


图1. 将激波-气泡相互作用设置映射到真实星系群环境的示意图。（之前）平面激波在周围介质中传播，并撞击一个直径为 $D_{\rm bub} \sim 300$ 千秒差距的遗迹射电气泡，该气泡嵌于维里半径为 $R_{\rm vir} \sim 1$ Mpc 的星系群晕中。（之后）相互作用产生涡量，形成类涡环结构，在投影中可能呈现环状射电形态。眼睛符号表示视线。除特别标示处外，示意图并非按比例绘制，旨在展示几何关系，而非详细动力学过程。

其中 $A = \frac{4\sigma_{\rm T}}{3m_e c}(U_{\rm B} + U_{\rm CMB})$。特征冷却能量由取极限 $\gamma_0 \to \infty$ 确定。在谱中，这一特征能量表示为特征同步辐射频率

$$\nu_{\rm c} = \frac{\gamma_{\rm c}^2 eB}{m_{\rm e}c} \tag{2}$$

由于我们旨在以无尺度的方式使用模拟，因此在改变物理参数时，不能简单地缩放同步辐射谱；从方程 1 可见，逆康普顿冷却和同步辐射冷却对尺度参数的依赖方式不同，而绝热冷却则具有尺度不变性。为了仍能选择不同的尺度参数，我们计算两组谱：一组仅考虑同步辐射冷却，另一组仅考虑逆康普顿冷却。随后，可按以下方式对每组谱进行适当的重新缩放：

我们知道，在没有辐射冷却的情况下，谱将呈现简单的幂律形状，

$$F_\nu(t = t_0) = F_{\rm norm}\nu^{-\alpha} \tag{3}$$

其归一化为 $F_{\rm norm}$

$$F_{\rm norm} \propto \frac{P, V, B^{1+\alpha}}{D_A^2, \nu_0^\alpha} \tag{4}$$

作为参考，我们令 t_0 等于激波与气泡相遇的时间，并假设产生观测到的辐射的电子是由它们与激波的相互作用加速或重新加速的，例如通过一阶费米加速。

我们还知道，在存在辐射冷却的情况下，低频谱仍将遵循相同的幂律，而积分谱则会因某个特征性的无量纲形状函数 $f(\nu/\nu_{\rm c})$ 而改变，使得

$$F_\nu = F_{\rm norm} \cdot f\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm c}}\right) \cdot \nu^{-\alpha} \tag{5}$$

从功能上说，我们可以通过 f 将给定一组尺度参数时计算得到的谱除以方程（3）中的幂律，并利用方程（ $\nu_{\rm c}$2）和（1）中已知的，分别计算同步辐射冷却或逆康普顿冷却的情况。

我们指出，这只是对真实谱的一种近似。不过，鉴于这种方法使我们能够涵盖模拟所适用的广阔参数空间，我们在使用时会注意到，由此得到的观测约束存在一定不确定性。考虑到源距离等因素带来的整体不确定性，我们认为这种折中是可以接受的。

2.2.2. 偏振

偏振分数 Π 定义为偏振强度与总强度（斯托克斯参数 I）之比，其中 Q 和 U 是表示线偏振分量的斯托克斯参数。

$$\Pi_{pol} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \tag{6}$$

偏振角由斯托克斯参数定义

$$\theta_{pol} = \arctan\left(\frac{U}{Q + \sqrt{U^2 + Q^2}}\right) \tag{7}$$

磁场角度相对于偏振矢量旋转了 90° 。

鉴于 ORC 呈现轴对称的环状形态，且此处模拟的是涡环，我们测量相对于从环中心出发的径向矢量的偏振角

$$\phi_{pol} = \arccos(|v_x r_x + v_y r_y|) \tag{8}$$

因此，磁场角是相对于环的切向量测量的。

我们计算发射加权偏振角如下：

$$\langle \psi_B \rangle = \frac{\sum(\phi_B \cdot I)}{\sum I} \times \frac{180}{\pi} \tag{9}$$

2.3. 应用一组尺度参数

为了能够与观测直接比较，我们必须选择一组尺度参数。最直观的做法是选取气泡半径的物理长度尺度 R_0、绝热声速的物理值 c_s，以及初始气泡周围介质的密度尺度或压力尺度（分别对应环境的压力或密度），并根据以下关系确定相关量：

$$c_s = c_{s,0}\sqrt{\frac{P}{P_0}}\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \tag{10}$$

$$t = t_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)\left(\frac{c_{s,0}}{c_s}\right) \tag{11}$$

$$B = B_0\sqrt{\frac{P}{P_0}} \tag{12}$$

$$\gamma_{\rm c}^{\rm CMB} = \gamma_{\rm c,0}^{\rm CMB}\frac{t_0}{t} \tag{13}$$

$$\gamma_{\rm c}^{\rm synch} = \gamma_{\rm c,0}^{\rm synch}\frac{t_0}{t}\frac{P}{P_0} \tag{14}$$

$$\nu_{\rm c} = \nu_{\rm c,0}\frac{B}{B_0}\left(\frac{\gamma_{\rm c}}{\gamma_{\rm c,0}}\right)^2 \tag{15}$$

$$F_\nu = F_{\nu,\rm norm}\cdot f\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)\cdot \nu^{-\alpha} \tag{16}$$

$$F_{\nu,\rm norm} = F_{\nu,\rm norm,0}\left(\frac{R}{R_0}\right)^3\left(\frac{B}{B_0}\right)^{3.5}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \tag{17}$$

下标 0 表示参考模拟值（选取这些值是为了计算模拟中的名义冷却参数）。

我们的谱计算覆盖的频率范围为 $\nu_{\rm max}/\nu_{\rm min} = 2.7\times10^6$ ，以便在广泛的参数选择范围内对模拟进行缩放，同时仍能捕捉本文所分析 ORC 在观测频率下的谱演化。

对于任意给定的一组尺度参数，我们随后计算流量密度随频率的变化，并将其正确转换到假定的源红移，再在通量和频率的双对数网格上插值到观测频率。

3. 结果

我们的三维磁流体力学模拟揭示了激波-气泡相互作用所产生的涡环在形成和演化过程中呈现的一系列稳定模式。在不同激波马赫数下，模拟均显示，涡环形成后能够持续多个激波穿越时间。这与先前关于激波-气泡动力学的研究结果一致（例如 D. Ranjan 等，2011年；J. H. J. Niederhaus 等，2008年）。

作为参考，我们选择马赫数4模拟作为基准情形进行详细比较。马赫数4情形为天体物理学上真实的强激波中的激波—气泡相互作用过程提供了一个清晰且具有代表性的示例。这次模拟展现了典型的环状形态，这是我们模拟中形成的涡环所具有的特征。将这一基准模拟作为参照点，有助于我们在后续章节中有效地突出并讨论其他具有不同激波马赫数的模拟所呈现的变化。在本文中，我们会多次回顾马赫数4情形，以说明标准行为和结构特征，并将其作为基线来指出和分析其他模拟中的差异与偏离，从而系统地探索参数空间，更好地理解初始条件变化对涡环最终物理性质的影响。

3.1. 基准情形：马赫 4 模拟

我们的基准模拟采用马赫数为 4 的激波，初始等离子体β的平均值为 $\langle\beta\rangle = 10$。磁场功率谱的短波长截断值为气泡直径的四分之一，长波长截断值（相干长度）为气泡直径的一半。也就是说，磁场的相干长度小于气泡大小，但与其相当。我们改变磁场功率谱，以研究其对模拟所得奇异射电圆观测性质的影响。

不同激波强度下的模拟表现出定性上相似的行为，但在定量上存在差异，我们将在下文讨论。

初步分析（用于描述涡旋的整体性质）聚焦于我们谱网格中的最低频率，远低于任何辐射冷却效应（通过检视谱指数得以验证，该谱指数等于初始注入值 $\alpha = 0.5$）。这使我们能够着重说明模拟所产生的形态

在不考虑冷却时，这些形态在不同频率下保持一致。必须注意的是，我们的观测比较是在更高频率下进行的，对应于表中所列不同奇异射电圆的实际观测频率（表2）。

3.1.1. 总强度

图 2 展示了气泡/环受到激波冲击后不同时间的正面合成射电图像（冲击发生于时间 $t = 0$）。角尺度以初始气泡半径 R_{bubble}归一化。第一幅插图（激波通过期间）没有呈现环状形态，而后续所有图像都显示出中心强度凹陷，即一个环。图像还表明，环的长宽比（环半径与环宽度之比）会发生变化，在第三幅和第五幅图像中达到最大值（即环最薄）。如下文所述，长宽比的这种振荡也反映在环的其他性质上。我们将这种初始振荡行为称为“呼吸”。

图中还显示，环在约 20 个激波穿越时间 $t_{\rm cross} \equiv R_{\rm b}/v_{\rm shock}$内轮廓清晰；此后轮廓逐渐变得模糊，外观也越来越湍流，环宽度显著增加，直至环不再可辨。

我们发现，在环最窄的时段，强度达到峰值。随后将在§4中对观测结果进行定量比较。

只有在有限范围的观测角度内，才会呈现圆形射电环。通过绕轴旋转模拟环并观察其形态，我们发现，当倾角在 565°以内时，可以辨认出环状结构。对立体角进行积分后，这相当于所有可能观测方向中约 45% 的观测概率。图2 具体展示了冲击波—气泡情景中冲击面的正面朝向，这也是本文分析的观测角度。这种朝向呈现出清晰的对称性，并使边缘亮度最大，因此在当前射电巡天中更容易被识别为 ORC。对于其他倾斜的观测角度，相同的物理构型会产生变形或不完整的环状特征，而非规整的圆形形态。这类系统更难与射电弧、遗迹或丝状辐射区分开来，因此可能未被纳入现有的 ORC 样本。

3.1.2. *Polarization*

除了总强度外，图3还展示了基准马赫数 4 模拟在不同时间的偏振图。偏振矢量的起点从满足以下条件的像素集合中随机选取：强度超过给定时间下最大强度像素的 1%。颜色刻度表示归一化强度，长度和方向分别表示偏振比例和偏振角。

第一幅图很好地展示了气泡内部初始磁场构型。后续图像展示了天球平面上的磁场方向（通过将偏振矢量旋转 90° 得出）。

磁场矢量线与环的形态有着明显的联系。偏振矢量保留了部分由初始随机场拓扑带来的随机性，而磁场矢量线则呈现出一定程度的环向排列，这种排列在环最窄时最为明显。随着时间推移，环宽度增加，磁场矢量显得不再那么有序。有趣的是，在环宽度较大的阶段，例如时间为 $t = 6.67$ 的第四帧中，磁场呈现出显著的径向分量。

3.1.3. *Statistical Properties of Observables*

从图像序列中可以清楚看出，不同可观测量的演化彼此相关。为了更定量地评估这一点，并提供可用于比较不同模拟以及与当前和未来 ORC观测进行对比的观测诊断指标，我们计算了五种稳健平均可观测量随时间的演化：环宽度、环半径、偏振分数、磁场角度以及环的流量密度，如图所示。4。

为计算这些图中所示的量，我们首先根据原始数据生成的合成射电图，从环中心提取方位角平均的径向射电强度剖面。图5展示了 $t = 17.18$处的平均径向强度剖面，作为我们对可观测量定义的示例。蓝色虚线表示原始数据中每个半径区间的强度，而蓝色实线则显示了与望远镜波束卷积后的平滑强度，该波束代表 ASKAP 的 ORC5 图像的相对分辨率。绿色竖直虚线标出了卷积图像中峰值强度对应的环半径，紫色竖直虚线则表示卷积图像的半高全宽，从而定义了环的宽度。在§4中，我们将使用卷积图像讨论该模型的观测预测及其意义。

图 4 中的各面板表明，所绘制的量起初经历了强烈的振荡行为，随后随着演化推进而逐渐减弱。例如，环宽度呈现出两个明显的极小值，在图中分别以标签 c 和 e 标示，并在

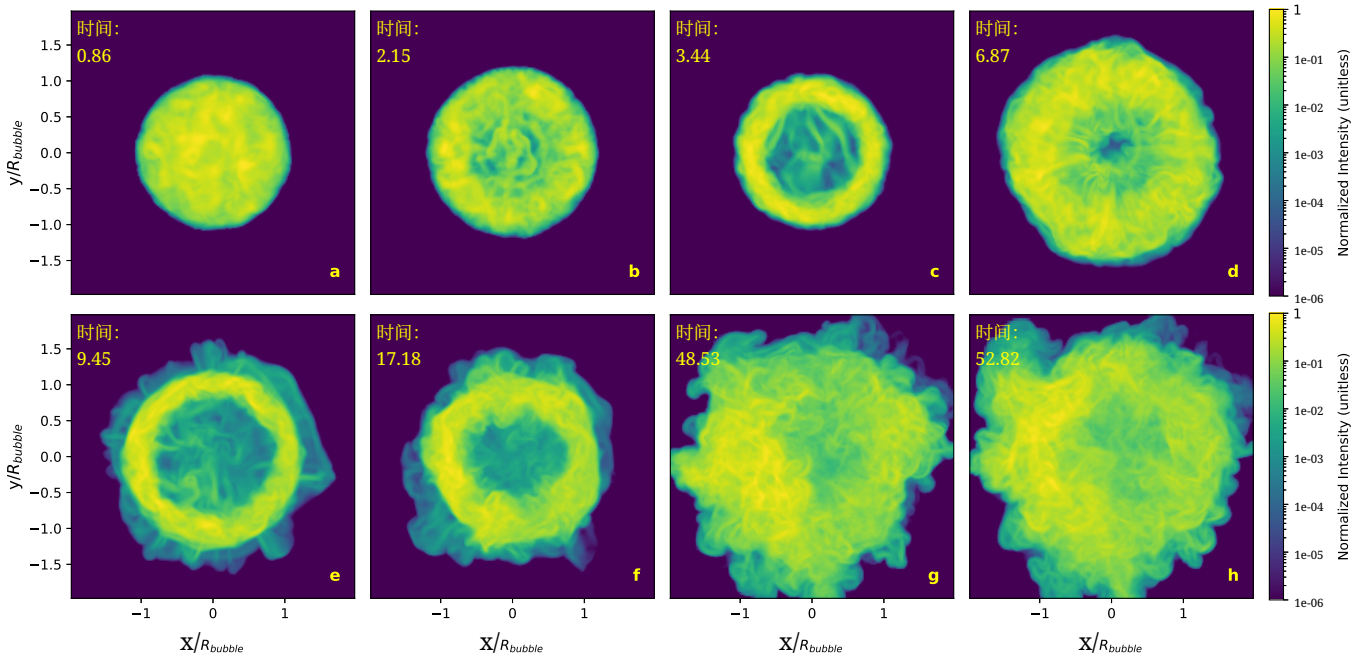


图 2. 基准马赫数4涡环模拟在八个演化阶段（a-h）的正视图合成低频同步辐射强度（斯托克斯 I）。**色标**：对数刻度，无量纲归一化强度（各面板按 $I/I_{\max}$ 缩放），采用 viridis 色图。两行共用相同的归一化强度范围（10^{-6} 至 1）。**空间坐标**：坐标轴以气泡半径为单位（$x/R_{\rm bubble}$, $y/R_{\rm bubble}$），范围为 $\pm 2R_{\rm bubble}$。中心气泡位于 (0,0)。**时间演化**：时间以激波穿越时间单位表示（$t_{\rm cross} = R_{\rm bubble}/v_{\rm s}$）：(a) $0.86t_{\rm cross}$。(b) $2.15t_{\rm cross}$, (c) $3.44t_{\rm cross}$, (d) $6.88t_{\rm cross}$, (e) $9.45t_{\rm cross}$, (f) $17.18t_{\rm cross}$, (g) $48.53t_{\rm cross}$, (h) $52.82t_{\rm cross}$。

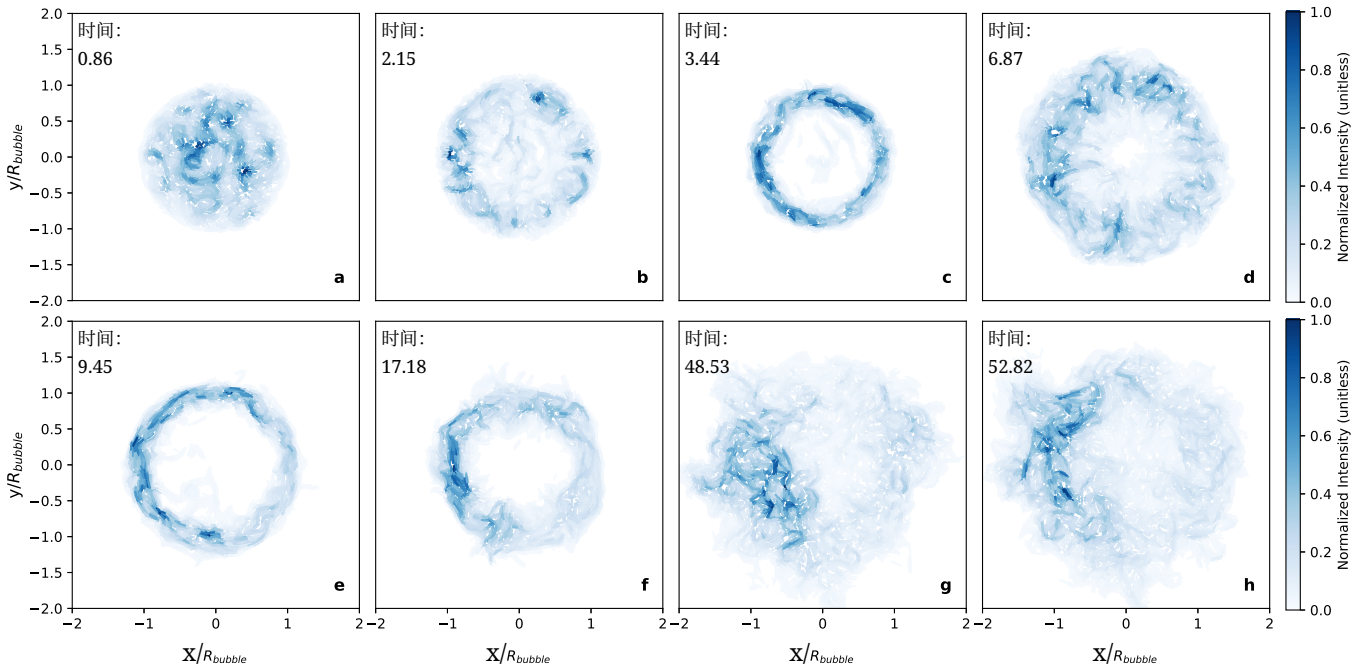


图 3. 基准马赫数 4 模拟在八个演化阶段（a-h）的磁场图，对应于图 2 中的强度序列。**颜色标度**：归一化强度（$I/I_{\max}$），使用“Blues”色图（较深的色调表示较亮的辐射）。**矢量**：磁场方向（通过将偏振电场矢量旋转 $90°$ 得到），矢量长度与偏振分数 $p = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ 成正比。矢量在满足 $I > 0.01 I_{\max}$ 的随机像素处采样。

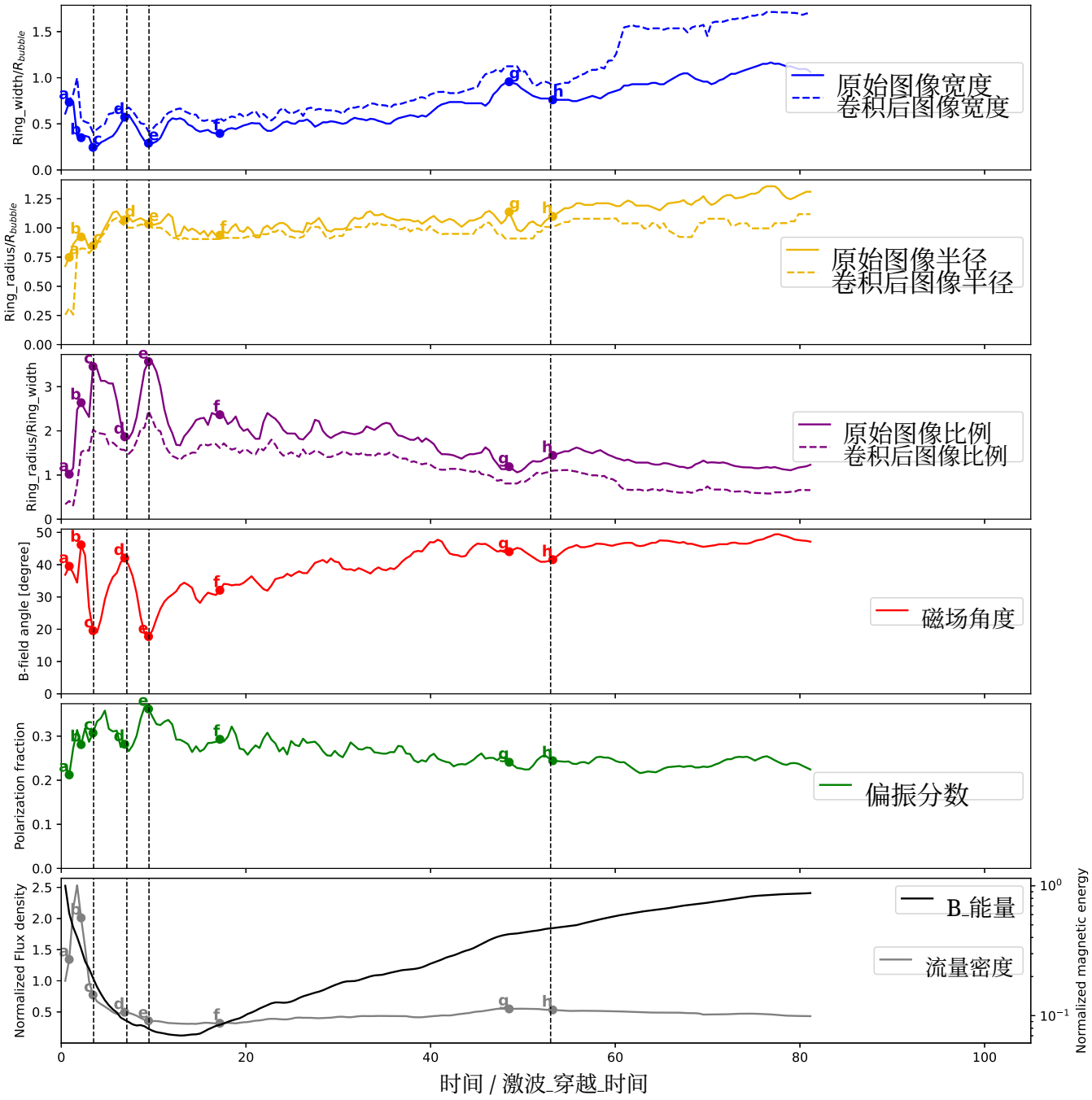


图4. *Top to bottom:* 基准马赫数 4 模拟中五种可观测量随时间的变化：原始模拟图像和卷积图像中的环宽度、环半径（长宽比），以及原始模拟图像中的偏振分数、磁场角度、流量密度（以初始通量密度归一化）和磁能（以初始磁能归一化）。虚线曲线显示了经过平滑处理、使有效图像分辨率与 ORC5 相同的图像所对应的相同诊断量。

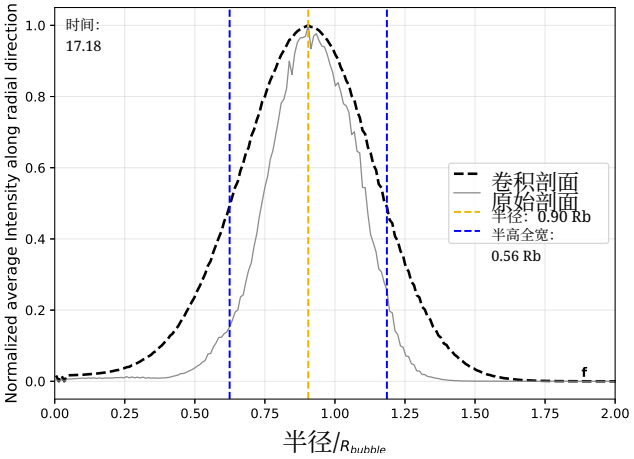


图 5. 时间 $t = 17.18t_{\rm cross}$ 时（图 f 中的时间戳 4。）显示的是原始强度剖面（蓝色点线）以及将图像平滑至与 ORC5 相同有效分辨率后得到的径向强度剖面（蓝色实线）。图中还标出了峰值强度对应的半径（绿色虚线）和半高全宽（紫色虚线）。

时间 d。同样，磁场矢量相对于环的切线方向的角度在时间 c 和 e 处达到最小值，在时间d达到最大值；而偏振分数 在时间d达到最小值，在时间c和e附近达到最大值。在较晚的时刻，这些振荡的振幅有所减小，但在中间面板所示的长宽比中仍然可见。

我们将前 20 个激波穿越时间内宽度、偏振分数和磁场角度相关的初始振荡称为“呼吸”，以描述环长宽比的变化。这种动态行为在强度图（图 2）和偏振图（图 3）中也很明显。

与此同时，环的整体半径和宽度持续增大。随着时间推移，环看起来变得更加湍流，并受到数值耗散的影响，因为湍流达到我们模拟的分辨率尺度；这一点在强度图和偏振图中均可见。

环宽度与磁场角度呈现强正相关（相关系数为 $r = 0.81$），早期振荡频率十分接近，分别为 $t_{\rm cross}^{-1}$ 单位下的 0.159 和 0.174。相比之下，宽度与偏振分数呈中度负相关（$r = -0.67$），磁场角度与偏振分数则呈强负相关（$r = -0.77$）。这一规律表明，偏振分数的振荡大致与另外两个量反相，这与相对于环宽度和每环半径磁场角度约 $\pi/2$ 的相位滞后一致——度。随着环宽度增大、磁场重新定向，偏振分数下降，而宽度和磁场角度同步增大。这些诊断量尤为实用，因为原则上，这三者都可以直接从 ORC 的射电图像中测得。

在早期，偏振分数与其他参数的反相关尤为显著，与相干振荡时期相吻合。然而，在后期，所有三个诊断量中的振荡幅度均减弱，噪声占据主导，使得难以提取偏振分数与半径之间有意义的相关性。这表明，环在早期的动力学响应表现为宽度与磁场方向的耦合振荡行为，而偏振分数则反映出一种延迟或受调制的响应，这很可能与磁场有序性和几何形态的变化有关。

在给定源红移 z 的情况下，沿特定视线穿过整个模拟体积的积分流量密度 F_ν，通过数值计算得到：将每个网格单元的斯托克斯参数 I 乘以该单元在给定 z处、位于角直径距离处所张的立体角，再将结果求和。

如图4最后一个面板所示，在基准马赫数4激波情形下，通量密度演化呈现出四个明显阶段。起初，由于激波-气泡相互作用导致的压缩，通量密度曲线急剧上升。激波通过后，气泡的绝热膨胀使电子密度和磁场减小，导致 F_ν 下降，并随时间推移大致保持恒定。

3.1.4. *Evolution of the Magnetic Field*

磁场总能量，记为 $B^2_{\rm strength}$，等于每个网格单元的磁能密度 $u_{\rm B}$ 乘以该网格单元体积 V 后求和，如图4底部面板所示。图中显示 B^2发生了显著演化。在基准情形下，激波穿过气泡时，磁能最初显著下降。我们认为，这是因为激波压缩过程中最小尺度模态发生了数值磁耗散；激波压缩会将磁场方向中尚未充分分辨的变化压缩至网格尺度以下。此外，这也与磁场为弛豫所做的功有关。

非谱数值模拟在欧拉网格上进行（模拟可压缩流体力学所必需）时，不可避免会产生数值耗散。我们将在§3.4中进一步讨论数值分辨率对捕捉磁能微小演化的作用。

经过约 10 个激波穿越时间后，磁能达到最小值，随后开始再次增加。我们将 B^2 后期的增加解释为差分旋转涡旋中的剪切放大。

重要的是，这种剪切放大过程自然地解释了我们在合成偏振图及其统计结果中观察到的径向磁场分量是如何形成的。随着涡环演化，差异旋转和剪切流有规律地拉伸并重组磁场，优先放大与剪切方向对齐的磁场分量。这使磁场在演化早期和后期呈现出特征性的径向分布，并反映在我们测得的偏振角分布和去偏振效应中。

虽然模拟中的最终磁场强度小于初始磁场强度，这可能是数值耗散所致（参见§3.4），但涡环形成过程中磁场的发电机放大在图7中清晰可见。

3.1.5. *Transient Oscillatory Behavior*

为了解涡旋观测量最初出现的强烈振荡，我们分析了图2所示、垂直于图像平面的平面上的切片图。图6展示了气泡内非热气体质量分数的切片图，重点关注涡旋左半部周围的感兴趣区域。红点标示了图像左半部质量分数最大值的位置。

一阶和二阶图像矩用于分析这些切片中非热气体的空间分布和动力学。一阶图像矩用于确定非热气体分布的质心，或质量中心。计算时，根据每个像素的位置及其所占比例进行加权。结果是一个绿色点，表示图像左半部分中非热气体的平均位置。

二阶图像矩通过计算最能代表数据的椭圆的半长轴和半短轴，描述气体分布的范围和方向。

我们利用这些矩来拟合左侧涡旋中质量分数最大区域（红点所示）的椭圆。椭圆绕涡旋中心转动，表明气体分布以与强度和偏振分数中观测到的呼吸运动相同的频率旋转。也就是说，涡环起初并非完全形成准圆形横截面，而是其横截面沿垂直于环本身的方向拉长。

这种流体的变形和旋转最早在（J.-F. Haas 和 B. Sturtevant，1987年）中被观测到。随着模拟中环面状环的形成，它表现出一种“呼吸”运动：在早期演化过程中，投影涡环的半径和厚度会周期性地收缩和扩张。环的投影形状也呈现相应的振荡；随着椭圆旋转，环的长宽比也随之变化。我们发现，当椭圆沿径向更加伸展（对应较小的长宽比）时，推断出的磁场角度更大，这一结果与我们对偏振形态的分析一致。

这种瞬态特性表明，在激波-气泡相互作用中，涡环的形成需要经过数个周转时间，才能建立起稳定且收敛的准圆形横截面涡环。因此，这对依据 ORC 的观测特性约束激波驱动涡环的年龄具有重要意义，我们将在§4中进一步讨论。

3.2. 对激波强度的依赖

为了评估我们的结果对激波强度的依赖性，我们比较了图4 所示气泡的五项积分观测性质。这些结果来自激波-气泡相互作用模拟，其中马赫数各不相同，其余条件与基准马赫数4情形相同。结果见图7。

再次，第一幅图展示了环宽度随时间的变化。所有情形下，宽度均随时间持续增大，但其变化幅度会随马赫数而变化。

环宽度的演化初期随马赫数仅呈现适度变化。一开始，不同马赫数下的振荡在相近时刻达到峰值，呈现相似的相位和时间模式。然而，较低马赫数的情形最终会偏离较高马赫数的情形：马赫数 1.4 和马赫数2的激波在后期产生更宽、边界不够清晰的环（我们用点线排除无法识别环的数据），而较高马赫数模拟中的环宽则相对相似，整体波动幅度也较小。

第二个面板展示了环半径的演化过程。对于所有马赫数，模拟均显示半径随时间逐渐增大，其增长速率受相应马赫数的影响：马赫数越低，环半径的扩张越慢，环半径也越小。

第三个面板展示了长宽比。排除低马赫数情况下肉眼已无法辨认环的数据（以虚线

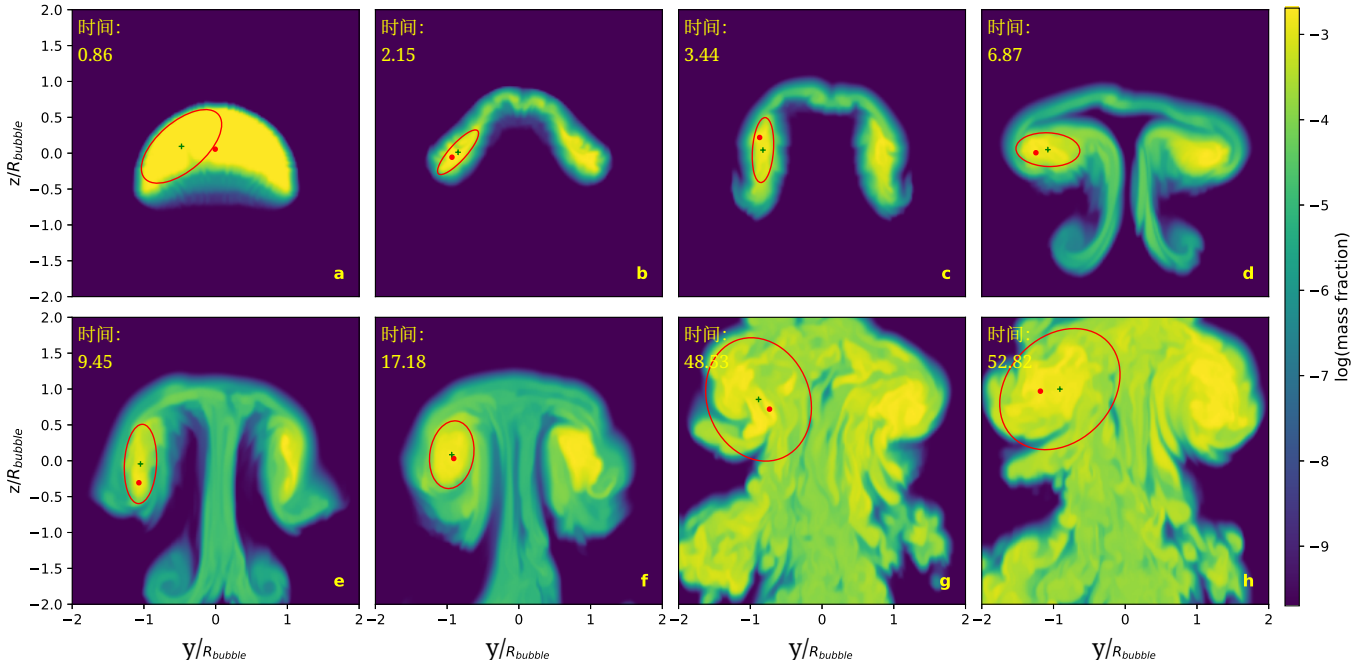


图6。 沿x方向（垂直于激波法线和涡环对称线）的切片图，展示基准马赫数4模拟中非热示踪流体的质量分数，并叠加了通过图像矩分析得到的最佳拟合椭圆；图中所示时间分别为 $t = 0.86$、2。15、3。44、6。87、9。45、17。18、48。53、 $52.82t_{\rm cross}$。

表示），我们所有模拟的原始（未平滑）长宽比都大于文献R. P. Norris等（2022）报告的比值，也就是说，这些环比观测到的奇异射电圆更窄、轮廓更清晰。不过，这主要是分辨率效应，正如我们将在§4

第四个面板再次展示了相对于环切向量测量的发射加权平均磁场角度。具体而言，我们发现，在涡旋形成和早期演化期间，马赫数对可观测的偏振统计量有显著影响，较高的马赫数表现出更径向的磁场取向。在涡环形成和初始演化期间经历剧烈变化后，平均角度在晚期趋于约45度。

第一、第三和第四个面板显示，在涡旋形成的早期阶段，存在相同的明显振荡。这些振荡彼此相关，且面板3和4的相位相差180度；也就是说，在所有情况下，磁场取向与环宽度的反相关都与马赫数4的情况相同。

这些涡环中存在磁场主要呈径向的阶段，与其他潜在的ORC形成模型相比，或可提供一种有力的区分性观测诊断指标。

第五个面板展示了不同马赫数激波的偏振分数随时间的演化。在早期，所有模拟都显示出很强的相关性：偏振分数与其视线方向上的磁场角度相关。具体而言，偏振分数较高的情况对应于磁场角度较小、即更具切向性的时刻。相反，磁场角度较大时，偏振分数会降低。然而，随着系统演化，高马赫数激波（马赫数大于 4）的偏振分数会持续衰减，并趋于约 25% 的稳定值。低马赫数模拟（马赫数 1.4–2）则能在更长时间内保持较高的偏振分数，这反映出其湍流较弱，外观上也更具扩散性。

底部面板展示了流量密度（实线）和磁能（虚线）随时间的演化。由于激波前沿处的气体和磁场突然受到压缩，流量密度在初期急剧上升，随后迅速下降；马赫数越高，初始跃升幅度越大，因为更强的激波会产生更强的激波后压缩。在马赫数为 8 和 16 的情况下，磁能在早期仅略有增强，因为初始强压缩也会增强垂直于激波的磁场分量。而在马赫数较低的情况下，这种压缩增强效应过弱，激波后的体积膨胀会导致磁能在初期下降。在所有情况下，磁能在较晚时刻都会逐渐再次上升。这种晚期增长同样反映了剪切——

驱动的磁场增强，这也促成了流量密度相应的缓慢恢复。

3.3. 对磁场拓扑的依赖

为了研究初始磁场构型对结果的影响程度，我们通过改变用于初始化矢势的功率谱参数，运行了具有六种不同初始磁场拓扑的模拟。

较大的截断值意味着初始磁场的相干长度较大，相应的波数 k 较小。如图8所示，初始磁场构型对环宽度、环半径、磁场角度和偏振分数等物理可观测量没有显著影响。因此，我们认为，关于这些可观测量的发现不受磁场拓扑影响，具有稳健性。

然而，磁场拓扑确实会影响磁场能量和流量密度，如底部面板所示。磁场相干长度较大的模拟会产生更大的流量密度和磁场强度，这可能是因为其中涉及的较长波长受到的数值耗散较小。

然而，当磁场相干长度大于气泡半径时，初始磁力线在初始气泡内部大多呈对齐状态，导致磁场强度和流量密度降低。因此，对于不同磁场拓扑下的总流量密度估算，我们必须保持谨慎。我们在§4 中的观测数据比较旨在不依赖等离子体β，因此也不依赖磁能的绝对值。

在所有情况下，模拟都显示出差分旋转涡旋中的磁场在后期因剪切而增强。

我们验证发现，只要其他方面保持相同的功率谱参数，用于初始化磁场的随机种子发生变化，并不会显著影响模拟环的物理性质。

3. 分辨率研究

目前讨论的所有模拟都与基准马赫数 4 模拟具有相同的分辨率，即气泡直径方向上有 128 个网格单元。

为了评估我们的哪些诊断量和结论能够经受分辨率变化，或者是否已在标称分辨率 128 个网格单元下收敛，我们针对基准马赫数 4 的情况额外进行了两次模拟，分辨率分别为 64 和 256。与图中相同的诊断结果如下。

4 如图 9所示。

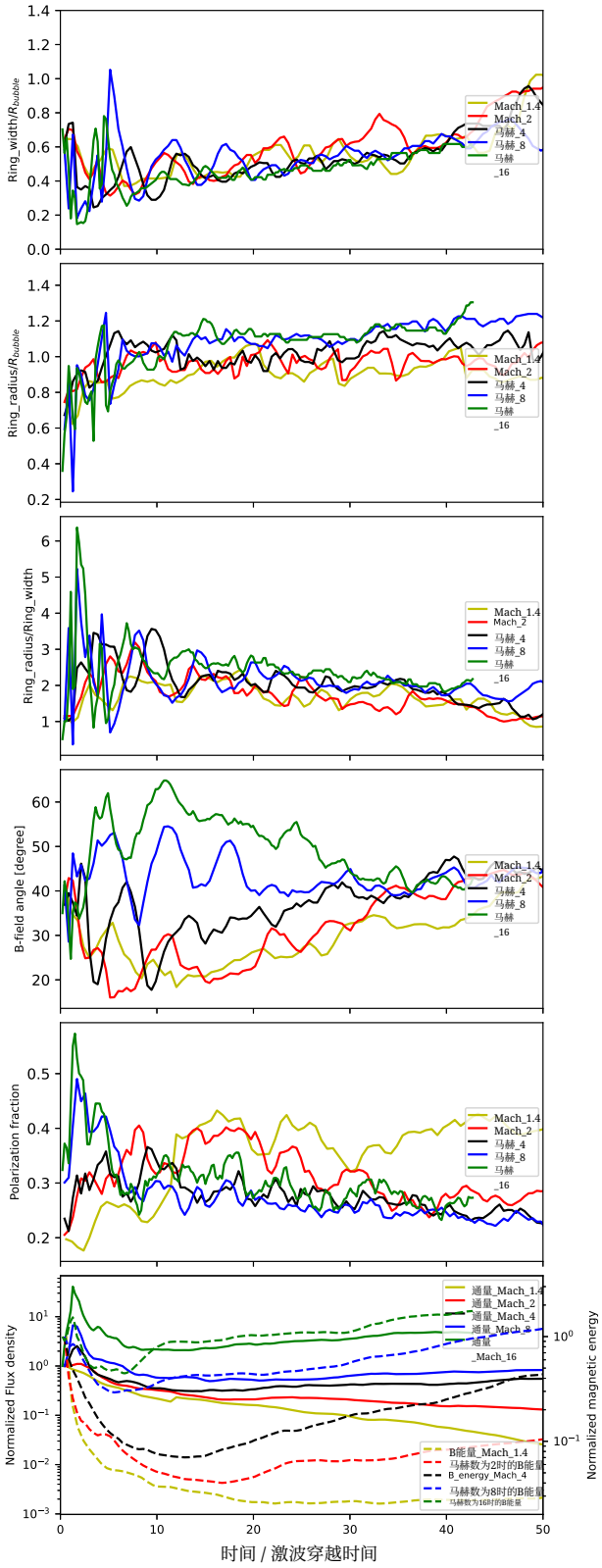


图7。 图中所示相同诊断量的比较。 4对应马赫数分别为 $M = 1.44$、2、4、8、16，颜色依次为黄色、红色、黑色、蓝色和绿色。

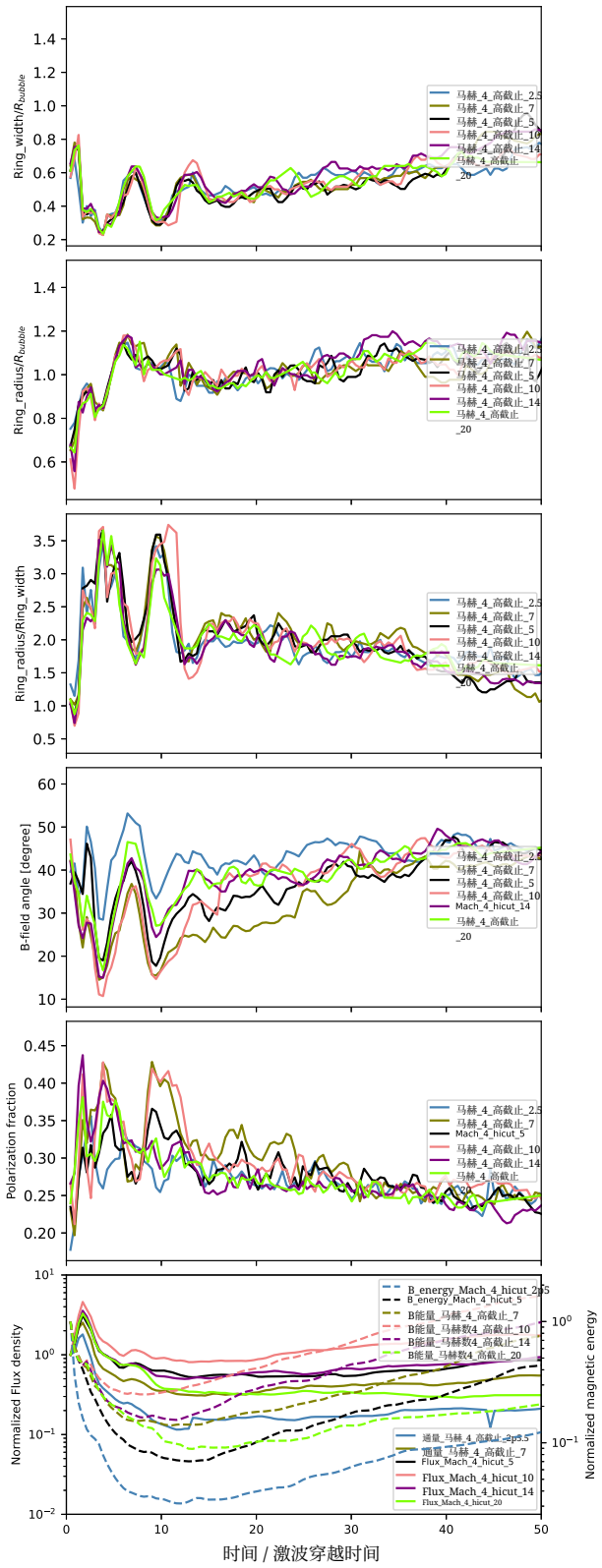


图 8. 不同磁拓扑模拟之间的参数比较，其余设置均与基准马赫数 4 模拟相同。图中展示的模拟采用的长波长截断（特征相干长度）分别为 1/8、1/4、7/20、1/2（基准运行）、7/10 和 1 个气泡直径；较低波长截断（磁无序的最小尺度）分别为上述数值的一半，依次以蓝色、黑色、灰色、红色、紫色和绿色表示。

我们发现，模拟分辨率的变化不会显著影响环的宽度和半径，因此可以认为这些量对分辨率变化具有稳健性。

在早期阶段，最低分辨率情况下的磁场角度小于较高分辨率情况下的角度，但在晚期会渐近趋近于相同的 45 度角。我们认为，在气泡直径横跨 128 个网格单元的标称分辨率下，角度诊断指标已收敛。

偏振分数会随分辨率提高而降低。这并不意外，因为更高的数值分辨率能够在视线积分中捕捉到更小尺度的磁场反转，从而导致更强的波束内退偏振。因此，我们将采用基准分辨率进行的模拟所预测的偏振分数视为上限；不过，我们预计随着分辨率提高，净偏振仍会远高于探测阈值。

此外，我们发现磁场强度和流量密度都强烈依赖于分辨率。当气泡横跨的网格单元数从 64 增至 256 时，磁场强度几乎增加了一个数量级，而分辨率每提高一倍，流量密度大致也会增加一倍。这证实了我们的解释：数值耗散效应会影响磁场演化和通量估算。

更高分辨率的模拟能够解析更小尺度的模态，从而有效捕捉更短的波长，并且不易发生数值重联。相反，较低分辨率的模拟通常具有更强的数值耗散，这会人为地平滑磁场变化，进而提高数值磁重联率。这种平滑作用能够形成更加均匀的磁场，从而提高偏振分数，如第五面板所示。

因此，我们得出结论：在标称分辨率下，流量密度和总强度（均为可观测量）都尚未收敛，这完全是因为等离子体β尚未收敛。同样，在我们的基准分辨率下运行时，磁能（不可观测量）也尚未收敛。然而，由于流量密度对磁场强度（因而也对等离子体β）的依赖关系已得到充分理解，我们在计算合成射电图时采用的无尺度方法，使我们能够在§4中将总磁场强度作为模型拟合中的自由参数，从而在与观测结果进行比较时，绕过这些特定参数未收敛的问题。。

我们发现，在晚期，磁能的相对增加在我们的128个网格单元基准分辨率与高分辨率模拟之间是一致的，这表明

在标称分辨率为128的模拟中，磁场的剪切放大得到了良好捕捉。

4. 讨论

4.1. 与观测结果的比较及其意义

表2 总结了已知 ORC 样本的观测数据。在对结果进行初步讨论时，我们仅将这些数据与马赫数2和马赫数4模拟进行比较，因为它们提供了最相关的物理和形态学类比。马赫数为 > 4 的情况不予考虑，因为在大尺度宇宙结构形成过程中，预计不会产生如此强的激波，而且在大尺度天体物理环境中，这种情况极为罕见。此外，马赫数 1.4 模拟也不予考虑，因为我们无法从其强度剖面中提取合理的峰值或半高全宽，这表明其环状结构过于弥散，无法匹配观测到的奇异射电圆清晰分明的形态。

为与观测数据直接比较，我们使用与 ORC5 的 ASKAP 图像望远镜波束宽度相同的高斯核对图像进行卷积（半高全宽为 13 角秒；ORC 半径为 35 角秒，即每个半径对应 0.37 个波束）。所得环的半径相近，但环宽度更大，因此长宽比有所降低，如图 10所示。

4.1.1. *Aspect Ratio (Radius over Width) and size*

涡环合成射电图像的长宽比定义为环半径与环宽度之比，是一种稳健且易于测量的诊断指标。本节将基于与 ORC 观测结果的比较开展分析。由于其他 ORC 源尚无已发表的长宽比定量测量结果，因此在整个分析中，我们以 ORC5 J0102 已发表的长宽比 1.4 作为参考值（各个 ORC 的半径汇总见§2）。图10 展示了马赫数4情形卷积图像中的环宽度、环半径和长宽比（第三个面板）。我们发现，模拟环的长宽比大于观测到的 ORC5。不过，ORC 射电图像整体分辨率较低，这表明我们必须在平滑处理后再比较各项量。从图10可以看出，在早期时刻考虑分辨率效应后，基准情形下模拟环的长宽比总体上与观测结果吻合良好，模拟长宽比仅略高于观测值。

对于任意给定的模拟时间，我们可以通过匹配以下内容，找到对应的一组长度尺度参数

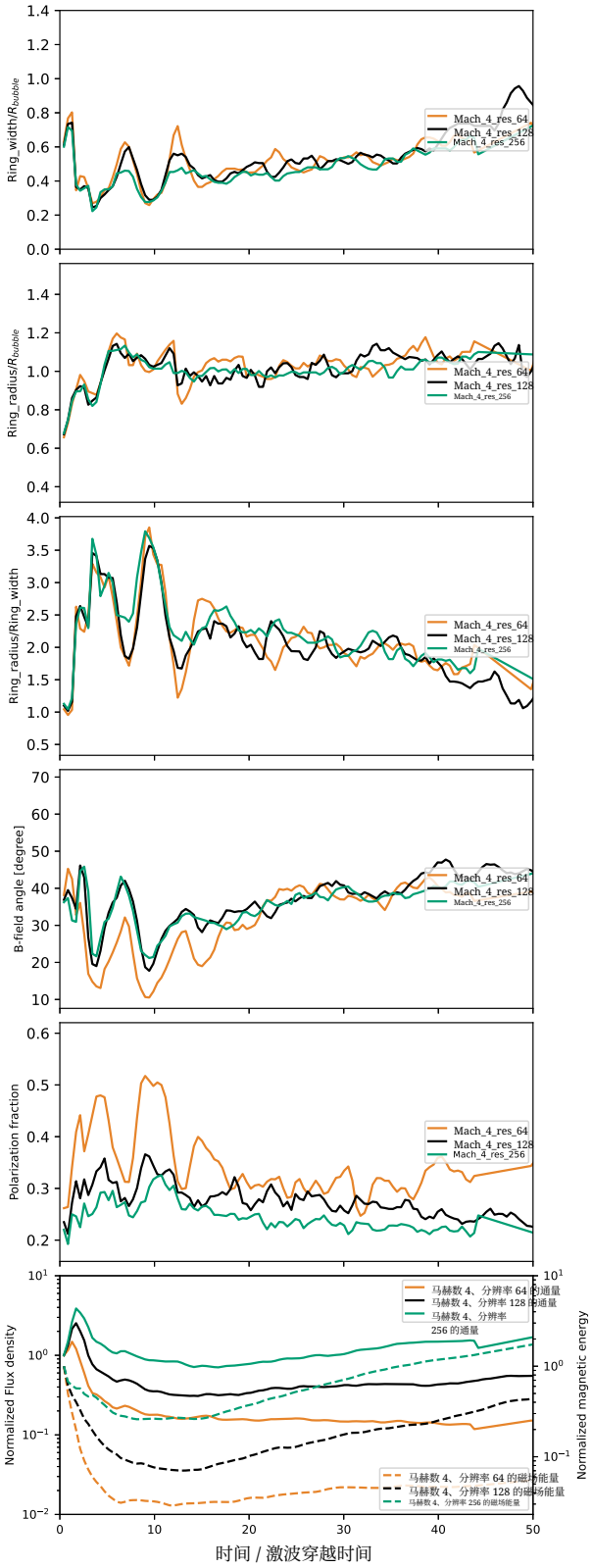


图 9. 不同分辨率之间的参数比较，显示与图 4 相同的诊断量随时间的变化；模拟中气泡横跨 64、128 和 256 个网格单元，分别以橙色、黑色和绿色表示

Table 2. Observed ORCs and properties assuming the redshifts of the central galaxies. Shown are the literature identification number ordered by date of discovery (left column), the associated object name (second column), the telescope used for discovery (third column), the image resolution (fourth column), the redshift of the central galaxy (fifth column), the ring radius (sixth column), the integrated flux density (seventh column), the observing frequency (eighth column), and the spectral index (last column). Superscript symbols indicate references for the listed properties: (†) R. P. Norris et al. (2021b), (*) B. S. Koribalski et al. (2021), (‡) R. P. Norris et al. (2022), (§) M. Lochner et al. (2023), ($^{\|}$) B. S. Koribalski et al. (2024), ($^{\#}$) E. Bulbul et al. (2024).

ORC Number	Name	Telescope	Resolution (arcsec)	Galaxy redshift (z)	Radius (kpc)	Integrated flux (mJy)	Frequency (MHz)	Spectral Index α
ORC1†	J210357	ASKAP	11	0.55	255	6.26± 1.25	944	-1.17± 0.04
ORC2†	J205842	ASKAP	13	0.311	260	6.97±1.39	944	-0.80± 0.08
ORC3†	J205856	ASKAP	13	–	–	1.86± 0.37	944	-0.50± 0.2
ORC4‡	J1555	GMRT	9.4×7.9	0.39	185	28± 2.8	325	-0.92± 0.18
ORC5*	J0102	ASKAP	13	0.27	150	3.9	944	-0.80± 0.2
ORC6$^{\|}$	J1027	MeerKAT	7.7	0.3	200	1.2± 0.1 (0.35)	888(1600)	-2.10± 0.5
Possible ORC§	SAURON	MeerKAT	–	0.55	185	3.9	1400	-1.4
ORC7$^{\#}$	Cloverleaf	ASKAP	20	0.05	227×137	–	856	-1
X-ray$^{\#}$	Cloverleaf	XMM-Newton	–	–	100×180	–	–	–

观测到的环半径与模拟（平滑处理后）的环半径：

$$R_{bubble}^{\rm obs} = \frac{R_{\rm ring}^{\rm obs}}{R_{\rm ring}^{\rm sim}} R_{bubble}^{\rm sim} \tag{18}$$

为了通过激波-气泡相互作用重现观测到的环大小，我们推断，在马赫数4模拟中，ORC5的初始气泡半径约为150千秒差距。ORC1和ORC2则需要更大的初始气泡。假设采用已发表的最中心星系红移，表3汇总了马赫数2和4情况下所有ORC所需的初始气泡半径。该初始气泡大小尺度与强射电星系的活跃或遗迹射电瓣半径相符；我们认为这类射电星系是ORC的母体群体，这与（S. S. Shabala 等，2024年）的结论一致。

为了从物理角度理解这一点，我们注意到，星系团内介质（ICM）中的星系团喷流膨胀气泡，大小从数十到数百千秒差距不等。例如，英仙座星系团中存在大小约为20–30千秒差距的空腔（A. C. Fabian 等，2006年）。但星系团射电星系的极高能爆发，例如MS 0735.6+7421 （A. N. Vantyghem 等，2014年），能够产生约200千秒差距的空腔。天鹅座A的射电瓣跨度约为140千秒差距（B. H. C. Emonts 等，2007年），半人马座A的射电瓣直径约为650千秒差距（D. A. Clarke 等，1992年）。类似地，场星系中射电响亮活动星系核（AGN）的射电瓣可延伸数百千秒差距，浮力膨胀还会进一步增大其有效横截面。因此，我们的模型与强AGN的性质十分吻合。我们指出，如此巨大的遗迹气泡意味着其起源于极端的射电星系活动或星系群尺度的外流，因而预计十分罕见。较小的遗迹气泡预计会产生更暗、寿命更短的射电环。它们投影宽度较窄、辐射冷却较快且表面亮度较低，因此难以在当前巡天中被识别为ORC。因此，观测选择效应会强烈地使ORC探测偏向最大、能量最高的遗迹结构，从而自然解释推断出的气泡尺寸为何如此之大，以及ORC为何看起来如此罕见。

4.1.2. *Constraints from Model Grids with Unconstrained Redshifts*

除了环半径（可用于确定一个模拟尺度参数，即初始气泡半径）之外，我们还可以利用流量密度和谱斜率来约束其余参数。

与大多数其他可能形成 ORC 的机制相比，我们的模型有一个关键区别：它本质上并不依赖任何中心星系的红移；激波-气泡相互作用机制本身与红移无关。这是因为，负责膨胀气泡的宿主星系不一定与气泡中心对齐，具体取决于气泡膨胀时喷流轴的方向。为了充分利用这一点并探索完整的参数空间，我们最初将红移视为自由参数。这样，我们便能确定产生类似 ORC 天体所需的物理条件范围，而不必预先确认具体的宿主星系。

考虑到观测频率以及 ORC 中同步辐射等离子体可能的年龄，在计算流量密度以便与观测值进行比较时，正确计入辐射损失至关重要。

因此，我们遵循§2.2.1 中所述的计算方法，并将我们的数值与共动物理参数进行比较（即对宇宙学变暗和红移进行了校正）。

我们针对每个 ORC 构建了一个涵盖以下参数的六维模型预测网格：(M， $f_{\rm n}$， z， βP， T)，其中 M为激波马赫数， f_n 索引模拟快照文件， z 为红移， β为等离子体β，(P， T)覆盖一个压力-温度范围。对于每个网格点，我们记录观测频率下的预测积分通量、局部谱指数 α、热能和磁能、源年龄、卡方统计量 χ^2，以及似然L =exp($-\chi^2/2$)。该网格包含

- 马赫数为 2、2.83 和 4 时的激波强度
- 红移范围为 $z \in [0.1, 1.0]$，按对数间隔采样，包含 $n_z = 20$ 个网格点
- 等离子体β范围为 $\beta \in [0.1, 10^3]$ ，按对数间隔采样，包含 $n_\beta = 20$ 个网格点
- 星系际介质压力范围为 $P \in [10^{-16}, 10^{-11}]$dyncm^{-2}，按对数间隔在 200 个点上采样
- 星系际介质温度范围为 $T \in [10^6, 10^8]$K，按对数间隔在 200 个点上采样
- 21 每个模拟序列的时间快照（$f_{\rm n}$），时间范围为 2.15 $t_{\rm cross}$ 至 25.78 $t_{\rm cross}$。

频率范围为 0.3 MHz 至 800000.0 MHz。我们在此网格上施加最小星系团内介质密度先验 $n > 5 \times 10^{-7}$，对应于宇宙平均值。压力范围是任意选定的，因为在观测到的奇异射电圆中或附近尚未发现富星系团（R. P. Norris 等，2021b）。

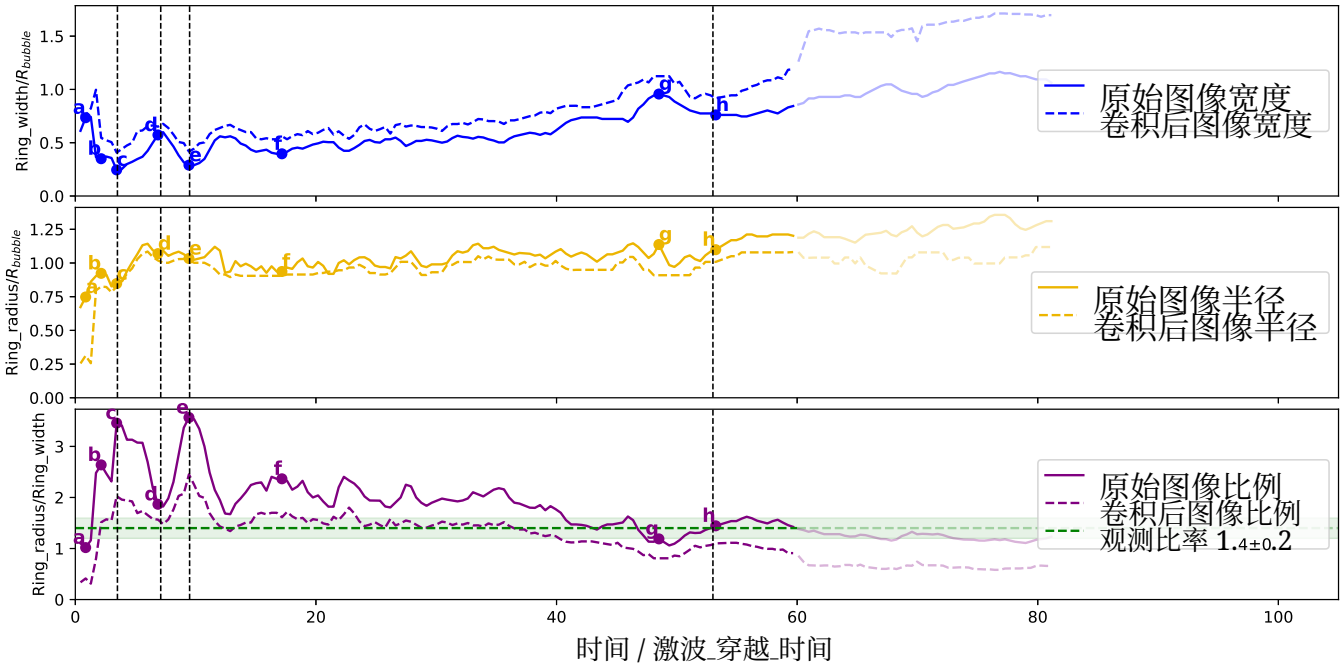


图10. 与 ORC5 对比的观测诊断指标，参照图4 中顶部三个面板所示，对比原始数据（实线）和平滑数据（虚线）。在 $t/t_{cs} = 60$ 之后，环/圆的边界不再清晰，因此我们不考虑此后的数据。这为圆的年龄提供了一个宽松的约束。

我们再次按照§2.2.1中所述进行计算，分别计算两种损失机制（同步辐射和逆康普顿散射）对应的合成同步辐射谱。随后，我们通过“并行求和”将二者合并，以计算实际谱；当某一通道占主导时，实际谱会趋近于两者中较小的那个：

$$F_{\nu,\mathrm{comb}} = \left(\frac{1}{F_{\nu,\mathrm{IC}}} + \frac{1}{F_{\nu,\mathrm{syn}}} \right)^{-1} \tag{19}$$

有效谱指数是通量加权的 α_{comb}

$$\alpha_{\mathrm{comb}} = \frac{F_{\nu,\mathrm{IC}}\alpha_{\mathrm{IC}} + F_{\nu,\mathrm{syn}}\alpha_{\mathrm{syn}}}{F_{\nu,\mathrm{IC}} + F_{\nu,\mathrm{syn}}} \tag{20}$$

在每个网格点，我们将观测通量和谱指数进行比较。我们的拟合优度参数为

$$\chi^2 = \left(\frac{F_{\nu,\mathrm{obs}} - F_{\nu,\mathrm{comb}}}{\sigma_F} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_{\mathrm{obs}} - \alpha_{\mathrm{comb}}}{\sigma_\alpha} \right)^2 + \left[\frac{\max\left(0, \rho_{\min} - \rho_{\mathrm{bubble}}\right)}{\sigma_\rho} \right]^2$$

似然函数为

$$L = \exp(-\chi^2/2) \tag{21}$$

我们针对每个模拟输出文件计算三维似然图，以生成随时间变化的似然等高线。要生成单个参数或参数对的置信区间，我们可以对其余参数进行边缘化。

图11 展示了不同参数组合的似然函数角图。为生成这些图，我们对全部三个马赫数——马赫数2、中间情形（马赫数 2.83）和马赫数4——以及其余所有参数进行了边缘化。如前所述，我们随后使用热力图展示最大似然值，并采用对数颜色归一化，以呈现较宽的动态范围；较深的色调（灰度图中）表示较高的似然。此处展示的似然仅基于那些在形态和射电频谱方面均与观测到的奇异射电圆一致的模型计算，因为我们的目标是找出能够同时再现这些关键观测约束的物理上合理的解。浅色区域表示 SBI 模型中与观测不相容的参数范围，因为预测的谱与测得的流量密度不一致。我们叠加了 Δ对数似然等高线，以表示近似的 1σ 和 2σ 置信区域。

- 图 (0,0)：(z–对数 E) 显示，最高似然沿着能量随红移增加的脊线分布，即 z 越大，所需的总能量越高。这是光度距离标度导致的预期结果。

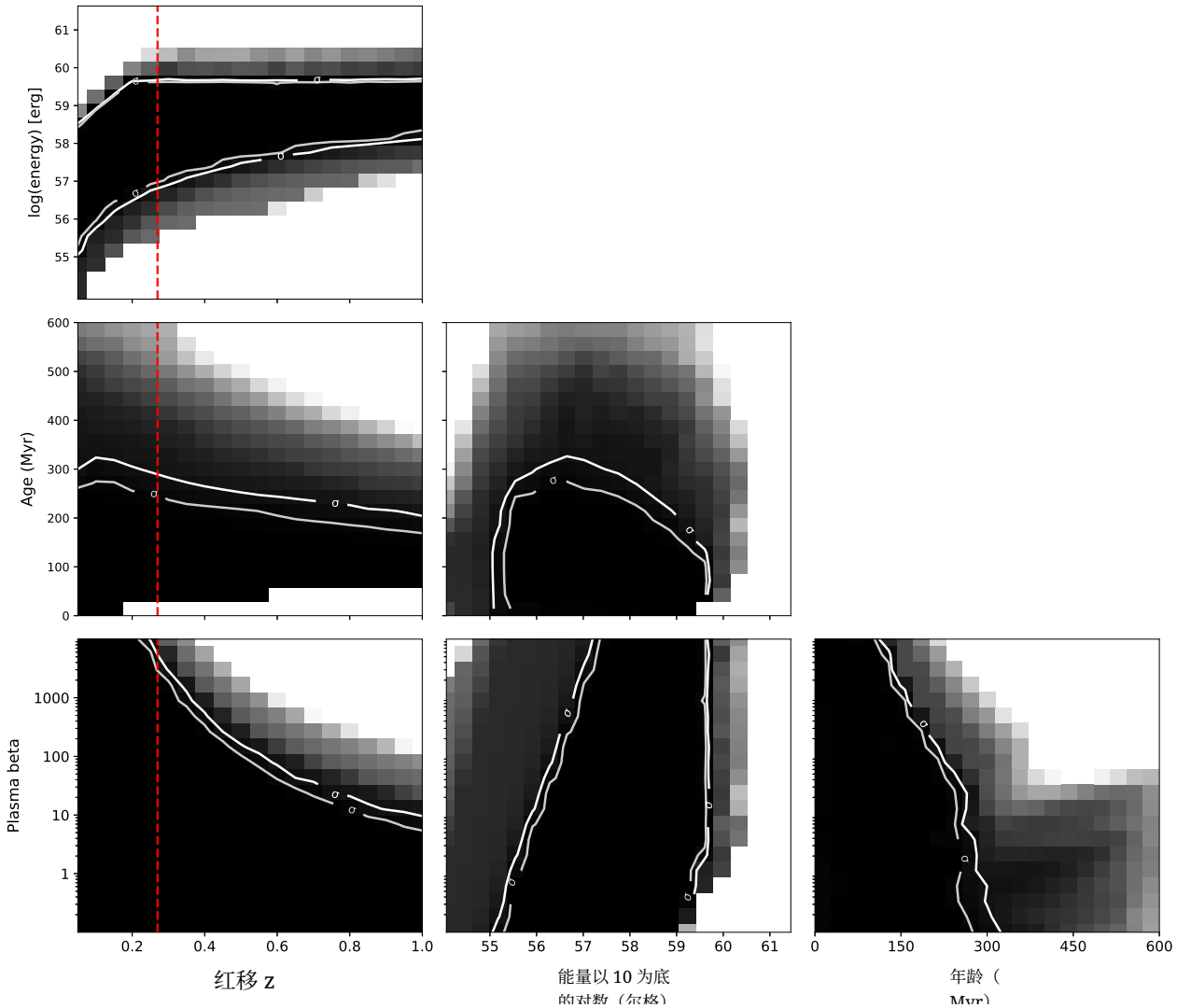


图 11. Mach4–ORC5 的大量模型参数对应的二维似然函数角图。每个面板均显示所示参数对的似然图及等高线（对其余参数取最大值），采用灰度阴影表示（黑色 = 对应最高似然），并标出位于 $\Delta\log L = -1.15$、-3.09 处的白色等高线（1σ，2σ）。面板按从左到右、从上到下的顺序排列：(0,0) 红移 z 与 log（能量/尔格）；(1,0) 红移 z 与年龄（Myr）；(1,1) log（能量/尔格）与年龄（Myr）；(2,0) 红移 z 与等离子体 β（纵轴为对数刻度）；(2,1) 等离子体 β（对数）与 log（能量/尔格）；(2,2) 等离子体 β（对数）与年龄（Myr）。能量按以 10 为底的对数均匀分箱，年龄按 [0,100] Mry 线性分箱。省略对角面板，坐标轴标注相应参数：红移 z、以尔格为单位的 log（能量）、以 Myr 为单位的年龄，以及等离子体 β。红色虚线表示与 ORC5 相关联的中心星系的红移，显示能量和等离子体β可能取值范围很广。

- 图 (1,0)：($z-t$) 显示，在整个红移范围内，似然都集中在年龄小于 200 Myr 的区域。

- 图（1,1）：（$\log E - t$）显示能量与年龄存在轻微的退化，能量和时间范围分别为 $E \approx 10^{57}$–few$\times 10^{59}$ 尔格和 $t \approx 100-300$Myr。

- 图（2,0）：（$z-\beta$）显示，较高的 z 值倾向于对应较低的 β（更强的 B），而较低的 z 值则允许 β 值有较宽的范围。

- 图（2,1）：（$\beta - \log E$）显示，总能量在很大程度上独立于 β，因为它由外部压力和气泡半径决定。

- 图（2,2）：（$\beta - t$）显示年龄基本上独立于 β。

4.1.3. *Model Constraints with Redshift Prior Fixed to the Central Source*

我们现在专门讨论一种与当前观测最容易进行比较的情况：假设距离环中心最近的中心星系确实是

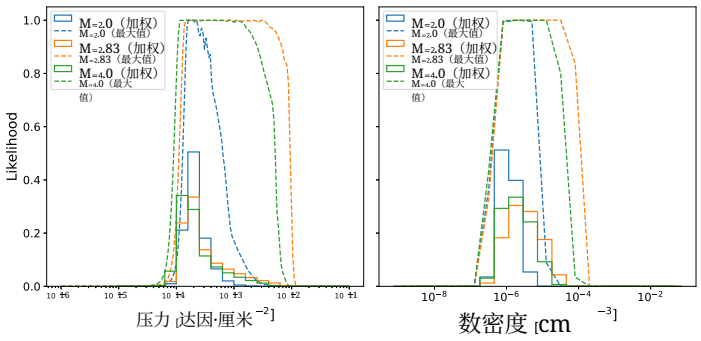


图12。 在假设马赫数 2.0、2.83、4.0 激波且固定 z= 0.27 的情况下，ORC5 流量匹配模型在 944 MHz 下的**压力**和**数密度** 似然分布。实线曲线表示边缘化似然直方图（20 个分箱），虚线曲线表示归一化为 1 的一维剖面似然最大值。由剖面似然最大值得到的 1σ 范围为：对于马赫数 2.0，$P = 1.4 \times 10^{-14}$–5.5×10^{-14} 达因·厘米$^{-2}$ 和 $n = 8.0 \times 10^{-7}$–5.0×10^{-6} 厘米$^{-3}$；对于马赫数 2.83，$P = 1.2 \times 10^{-14}$–8.8×10^{-13} 达因·厘米$^{-2}$ 和 $n = 8.0 \times 10^{-7}$–8.0×10^{-5} 厘米$^{-3}$；对于马赫数 4.0，$P = 9.7 \times 10^{-15}$–4.9×10^{-13} 达因·厘米$^{-2}$ 和 $n = 8.0 \times 10^{-7}$–3.2×10^{-5} 厘米$^{-3}$。

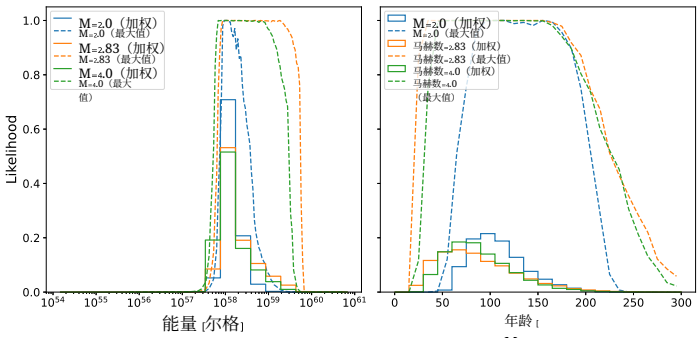


图13。假设激波马赫数为 . . 且 z 固定为 . .，ORC5 中与通量相匹配的模型在

944 2 0，2 83，4 0 = 0 27

MHz 下的**初始气泡能量**和**源年龄**的似然分布。实线表示边缘化似然直方图（20个分箱），虚线曲线表示归一化至1的一维剖面似然最大值。剖面似然最大值给出的 1σ 范围为：马赫数 2.0 时，$E = 8.0 \times 10^{57}$ 3.1 × 10^{58} t = 75 195 – 尔格和 – Myr；马赫数 2.83 时，$E = 6.8 \times 10^{57}$–5.3×10^{59} 尔格和 t = 25–215 Myr；马赫数 4.0 时，$E = 5.8 \times 10^{57}$–2.8×10^{59} 尔格和 t = 35–205 Myr。

宿主星系。这一假设将该星系的观测红移作为先验，从而固定光度距离，并使我们能够为每个源的物理参数推导出更精确的估计值。在这一假设下，我们获得了气泡能量、环年龄和环境条件的似然加权分布。图 12 展示了通过似然分析得到的 ORC5 压力和数密度的归一化后验分布。虚线曲线表示在对所有其他参数进行边缘化处理后（固定红移除外）与模型相符的全部数值范围，而直方图表示似然加权分布，突出显示在考虑所有其他参数的似然贡献后，统计上更受支持的参数范围。虚线曲线的 1-σ 范围定义为似然保持在最大值一个标准差以内的区间，表示可能的参数区域。图 13同样展示了初始总能量和源年龄的归一化后验分布。

表中汇总了所有已发表的ORC的初始气泡半径、环境压力、密度、环年龄和总能量的最佳拟合值。3其中分别采用马赫数2和马赫数4激波模拟的结果作为代表性的下限和上限。

所得分布表明：

（1）年龄约束：

根据模拟环必须再现观测到的长宽比这一要求，只有当环的年龄小于马赫数4激波的35个激波穿越时间或马赫数2激波的20个激波穿越时间时，才存在可接受的解——

然而，匹配观测到的射电发射率还会带来一项额外且更严格的约束。根据推断出的环境条件，这项约束将 ORC 的年龄限制在 70–200 Myr，对应于 $\lesssim 5t_{\rm cross}$；较宽的 1σ 似然范围则允许年龄为 25–215 Myr。尽管类流体动力学的环状结构能够持续许多个激波穿越时间，但只有年龄处于这两个范围之间的环才能同时满足形态学约束和谱通量约束，因此与观测到的奇异射电圆相符。

(2) 总能量：要将气泡膨胀至初始气泡大小，从而形成观测到的环状结构特性，最可能所需的总初始能量范围为10^{58}–10^{59} 尔格。若将更宽的似然区间纳入考虑，总能量的可能范围则从$\sim 10^{57}$ 尔格延伸至 $\times 10^{59}$ 尔格。这些能量是强大的活动星系核喷流爆发的典型能量，此类爆发会在周围介质中产生延展的射电瓣或空腔。

(3) 环境条件：拟合推得的最可能环境压强范围为 10^{-14} 达因·厘米$^{-2}$，相应的数密度范围为 10^{-7}–10^{-6} 厘米$^{-3}$。考虑完整的似然分布后，更宽的可能范围为 $P \sim 10^{-15}$–10^{-13} 达因·厘米$^{-2}$ 和$n \sim 10^{-7}$–10^{-5} 厘米$^{-3}$。这些密度比暖热星系际介质（WHIM；$n \sim$）的典型值低一至两个数量级。

Table 3. Estimated initial bubble radius, ambient pressure, number density, ring age, and total injected energy for different Odd Radio Circles (ORCs) derived from weighted likelihood histograms, assuming the redshifts of central galaxies. Each ORC was analyzed using the Mach 2(M2) and Mach 4(M4) shock–bubble interaction cases. The pressure and density values show in this table represent the most likely ranges of the surrounding intergalactic medium, while a broader range of physically allowed parameters is indicated by the 1σ intervals in Fig. 12 and Fig. 13. The ring ages correspond to the post-shock expansion time. The total energy corresponds to the initial energy of the bubble prior to shock compression. The intermediate Mach 2.83 case lies between the two limits and is omitted for clarity. The uncertainties represent half the range between the most likely lower and upper bins of each parameter and are therefore subject to the adopted binning resolution.

ORC	Initial bubble radius (kpc)	Pressure (dyn cm^{-2})	Density (cm^{-3})	Ring age (Myr)	Total initial energy (erg)
ORC1	244.8 ± 32.3 (M2)	(3.25 ± 0.73) $\times10^{-14}$	(8.02 ± 3.45) $\times10^{-7}$	142.5 ± 7.5	(1.29 ± 0.42) $\times10^{59}$
	239.1 ± 12.6 (M4)	(3.25 ± 0.73) $\times10^{-14}$	(2.02 ± 0.87) $\times10^{-6}$	142.5 ± 7.5	(1.29 ± 0.42) $\times10^{59}$
ORC2	252.8 ± 36.1 (M2)	(1.29 ± 0.29) $\times10^{-14}$	(3.20 ± 1.38) $\times10^{-7}$	142.5 ± 7.5	(5.75 ± 2.20) $\times10^{58}$
	245.9 ± 10.7 (M4)	(8.16 ± 1.85) $\times10^{-15}$	(8.02 ± 3.45) $\times10^{-7}$	97.5 ± 7.5	(2.57 ± 0.98) $\times10^{58}$
ORC4	144.9 ± 19.9 (M2)	(5.15 ± 1.17) $\times10^{-14}$	(5.06 ± 2.18) $\times10^{-6}$	142.5 ± 7.5	(1.29 ± 0.42) $\times10^{59}$
	141.9 ± 6.2 (M4)	(5.15 ± 1.17) $\times10^{-14}$	(5.06 ± 2.18) $\times10^{-6}$	127.5 ± 7.5	(5.75 ± 2.20) $\times10^{58}$
ORC5	166.7 ± 3.7 (M2)	(2.05 ± 0.46) $\times10^{-14}$	(8.02 ± 3.45) $\times10^{-7}$	97.5 ± 7.5	(1.15 ± 0.43) $\times10^{58}$
	144.4 ± 5.8 (M4)	(1.29 ± 0.29) $\times10^{-14}$	(2.02 ± 0.87) $\times10^{-6}$	67.5 ± 7.5	(9.00 ± 3.00) $\times10^{57}$
ORC6	155.7 ± 12.8 (M2)	(1.29 ± 0.29) $\times10^{-14}$	(8.02 ± 3.45) $\times10^{-7}$	202.5 ± 7.5	(2.57 ± 0.98) $\times10^{58}$
	140.8 ± 8.7 (M4)	(1.29 ± 0.29) $\times10^{-14}$	(2.02 ± 0.87) $\times10^{-6}$	157.5 ± 7.5	(2.57 ± 0.98) $\times10^{58}$

10^{-5}–10^{-4} 厘米$^{-3}$），远低于星系团内气体的压力（$n \gtrsim 10^{-3}$ 厘米$^{-3}$）。这些压力与弥散星系际介质（IGM）的典型条件相当（10^{-15}–10^{-14} 达因·厘米$^{-2}$），且远低于热星系团内介质（ICM）中的压力（$P \sim 10^{-12}$–10^{-10} 达因·厘米$^{-2}$）。如此低密度、中等压力的条件表明，观测到的 ORC 很可能正在弥散星系际介质（IGM）与最外围的环星系介质或群内介质交界处的环境中膨胀。

4.1.4. 偏振特性

我们的激波-气泡相互作用模拟得到的偏振分数约为 20%–40%，明显低于有序磁场下同步辐射发射所能达到的理论最大值 75%。这一预测范围与目前可获得的 ORC1 偏振测量结果相符（R. P. Norris等（2022））， ORC1 是唯一发表过偏振数据的 ORC。这种一致性再次表明，中等马赫数激波（马赫数 2–4）足以重现观测到的偏振强度和形态。实际情况下，有若干因素会使偏振分数降低。我们模拟的气泡内部磁场初始设定为随机分布，以反映气泡膨胀期间种子磁场几何形态的不确定性；而激波压缩会产生湍流和剪切，进一步扰乱磁场的有序性，并引入显著的波束内退偏振。

在§2中，我们发现偏振特性与环形态之间存在明确的相关性：环长宽比越大，偏振分数越高；同样，环长宽比越大，磁场方向越趋于沿环边缘切向。对于 ORC1，环半径为 41 角秒，合成波束大小为 11 角秒。

目测估计，其长宽比约为 2.4，对应宽度为 17 角秒。因此，相较于 ORC5，它处于长宽比更高的范围。ORC5 的环半径为 35 角秒，长宽比约为 1.4，波束尺寸为 13 角秒，因此宽度为 25 角秒。在我们的模拟中，较高的长宽比对应更具切向性的磁场和更高的本征偏振分数，这与 ORC1 中观测到的切向偏振模式一致。虽然 ORC5 尚无偏振数据，但我们预测，像 ORC5 这样较厚的环对应更具径向性或更无序的磁场构型，以及较低的偏振分数，从而为未来的偏振观测提供直接的诊断指标。

不过，在将模型与数据进行比较时，必须同时考虑观测分辨率效应和数值分辨率效应，我们将在下一节讨论这一点。

其他奇异射电圆中未探测到偏振信号，可能是观测局限所致。奇异射电圆本身亮度微弱（$S_\nu \lesssim 10$ 毫扬斯基），导致偏振流量密度较低，往往低于当前仪器的灵敏度。此外，大合成波束大小引起的波束内退偏振，会对无法分辨的磁场结构进行平均，从而进一步降低观测到的偏振分数。我们的模拟证实，更高的角分辨率能够揭示更复杂的小尺度磁场结构，并通常会降低测得的偏振分数（见§3）。

因此，偏振特性有望成为区分不同奇异射电圆形成模型的一种诊断手段。长宽比与偏振角之间的关系提供了一个具体且可检验的预测：长宽比较大时，奇异射电圆应呈现出更具径向有序性的磁场。未来的观测对于了解 ORC1 的偏振特性究竟反映了其独特的环境，还是代表了更广泛的一类奇异射电圆演化，将至关重要。

4.2. 注意事项

与任何数值研究一样，我们的模拟也有一些局限；在将结果与观测进行比较时，了解这些局限十分重要，因为观测本身也受到各种观测限制和偏差的影响。

4.2.1. *Image Resolution*

像 ASKAP 这样的观测设施，其合成波束宽度为数角秒，无法分辨 ORC 中的精细结构细节，例如环边缘的锐利程度、同步辐射发射区域的本征宽度，以及小尺度磁场涨落。这种模糊效应必然会给环的径向剖面和曲率等关键形态特性的测量带来不确定性，而这些特性对于区分冲击驱动模型与其他机制（例如星暴风产生的大尺度激波或宇宙射线驱动气泡）至关重要。

为处理这一局限，我们将所有合成同步辐射图与每个 ORC 对应的望远镜波束进行卷积。这种做法在功能上等同于对观测图像进行反卷积，以确定环的本征宽度。两种方法都能使模型和观测处于相同的分辨率基准上，从而实现直接比较。

不同的望远镜提供不同的分辨率，从而影响观测到的偏振分数、流量密度和磁场结构。如第 3 节所示，这些量对所选

分辨率高度敏感，而分辨率又会影响对数据的解读。分辨率提高一倍（例如，从 13 角秒提高到 6 角秒）可能会使测得的环宽度减小，直接影响物理推断。例如，推断出的环宽度较大，可能会错误地暗示激波速度较慢，或环的年龄较大。

未来的研究应在更高角分辨率下继续观测奇异射电圆。平方公里阵列等仪器或许能够对长宽比提供更准确的约束；在我们的模拟中，长宽比是最可靠的诊断指标之一。

4.2.2. *Numerical resolution*

基于网格的流体动力学模拟（包括我们这类磁流体动力学（MHD）研究）存在一项固有的根本局限：数值扩散。数值扩散是指物理量在界面处发生人工扩散，而在真实物理系统中，这些界面本应保持清晰。这是由于计算网格具有离散性，可能会模糊清晰的间断或边界，例如气泡边界和激波边界。我们在分析部分展示了结果，其中数值混合可能对磁场强度和流量密度的演化起着关键作用。

为减轻这一问题，我们采用了自适应网格细化（AMR），在感兴趣区域动态提高网格分辨率，并在气泡内部及其边界处强制采用最高分辨率。尽管如此，数值扩散仍令人担忧，尤其是在气泡演化过程中。初始气泡的分辨率很高，但激波压缩会显著减小其体积。由于磁通冻结，相同数量的磁通被限制在更小的区域内，且该区域中的磁场反转更多。因此，即使采用 AMR，我们也只有较少的网格单元来解析这个新近受压缩且高度缠结的磁场，导致这些关键区域的数值耗散增加。

数值扩散的影响在图9中识别出的分辨率相关和分辨率无关参数上显而易见。环宽度和半径等宏观性质在不同分辨率下都保持稳定。相比之下，偏振分数、磁场的方向和强度，以及积分流量密度这些对压缩气泡内部小尺度磁场结构敏感的量，会随分辨率发生显著变化。因此，我们专门设计了同步辐射分析方法，通过在生成合成同步辐射图时调整等离子体β参数的取值，来减轻数值扩散的影响。

未来的研究中，探索更高分辨率的模拟或更先进的数值方案将十分重要，以便更准确地捕捉这些高度压缩区域中的磁场演化，并尽量减少数值耗散。

4.2.3. *Host galaxy uncertainty and Frequency*

本研究的一个关键假设是依靠宿主星系红移来推断 ORC 环的距离和物理尺度。虽然观测到的环[4] 在空间上与中心星系相关联（例如 ORC5 及其位于 z=0.27 的宿主），但无法直接对这些弥散的同步辐射发射环进行光谱或光度红移测量。这使观测到的环 $R_{\rm ring} \propto D_A(z)$的精确距离及其大小存在系统不确定性，同时$E_{\rm tot} \propto D_L(z)^2/(1+z)^{4+\alpha}$ 真实红移可能不同于推定的宿主红移。我们可以设想一种情形：中心星系并非宿主星系，这意味着 ORC 要么是一个更小、能量较低的前景天体，要么是一个更大、能量更强的背景事件。然而，我们的形成模型不受这一特定不确定性的影响。该模型的首要条件是观测到一个几乎正面朝向我们的激波，而这一条件并不要求它与中心星系有关联。因此，ORC 也可能是一个在投影方向上观测到的星系际激波，其前景或背景中存在一个星系。因此，虽然测量物理参数绝对值需要红移数据，但模型的有效性并不严格取决于是否知道宿主星系的位置。

4.2.4. *Spectral Modeling*

我们采用尺度无关方法计算同步辐射谱，但该方法存在一些局限，因为它假设两种辐射损失机制中有一种占主导地位。在模拟的不同时间段内，如果两种机制都很重要，那么我们估算的流量密度应视为上限。在后续工作中，可以针对从本文谱建模所得后验分布中抽取的最可能参数集进行匹配的重新模拟，以减轻这一问题。本质上，这是一种迭代方法，旨在找出最可能解释观测结果的数值模型。这超出了本文的研究范围。

此外，我们对同步辐射发射和同步辐射冷却的计算还受到磁能数值耗散的影响。若不采用重新模拟，并将分辨率提高许多倍，我们很难有效减轻这些影响；而且这仍需使用针对单个 ORC（例如 ORC5）抽取的最可能参数集。

[4] 此处，宿主星系指最初射电瓣/气泡的来源星系。

然而，要完全抑制磁耗散所需的分辨率，将使计算时间超出我们的使用能力至少一个数量级，因此我们将把这项研究留待未来开展。

4.2.5. *Selection Bias*

正如前文所述，类 ORC 天体的可探测性会受到与物理尺度和观测角度相关的选择效应影响。要与观测到的 ORC 尺寸相符，遗迹射电泡的典型直径需达到数百千秒差距。这类巨大且高度演化的气泡预计十分罕见；而较小的气泡可能产生更暗或不够显著的特征，因此更难被识别为 ORC。这是因为发现首批 ORC 的大面积巡天受到角分辨率限制，使探测结果偏向最大的系统。

此外，只有在一类特殊的观测构型下，才会出现环中心对准良好的圆形环状形态。要形成近乎完美的圆环，必须从接近正面的角度观测冲击面；如果还要求射电泡中央的母活动星系位于环的几何中心，那么允许的观测角度范围就会进一步缩小，因为这需要视线方向上的近乎完美对齐。因此，这类系统预计本身较为罕见，但在观测上最容易发现。然而，本文探讨的 SBI 模型并不要求 母星系位于中心。放宽这一要求会扩大可观测的角度范围。

如上所述，当倾角小于 56.5° 时，预计会出现可辨识的环状形态，这对应于所有可能观测方向中约 45%。倾角更大时，同一物理模型会产生扭曲或不对称结构，可能类似于弧状结构、遗迹或丝状辐射，而非规整的环。由于目前识别出的 ORC 大多呈现相对对称的形态，因此本文着重研究近乎正面观测的情形。随着未来可获得更多 ORC 样本，对其他预测形态进行系统探索将变得更加重要。

有趣的是，ORC1（R. P. Norris 等，2021a）呈现出大致对称的双环形态；在激波—气泡情景中，这自然对应于激波与一对遗迹气泡发生相互作用，而这对气泡与一个双瓣射电星系相关联。在这种情况下，要出现两个彼此分离的环，需要一条倾斜的视线以及大小不同的初始气泡，从而使近侧和远侧气泡在投影中彼此分开。虽然本文仅展示了单个气泡与激波相互作用的详细结果，但 SBI 模型自然能够预测这类系统。

在这种情况下，SBI 模型对两个气泡之间的最大间距施加了额外的物理约束。若要让两个环同时可见，激波遇到第一个气泡与遇到第二个气泡之间的时间间隔必须短于单个环的可观测寿命。根据我们模拟推断出的可见环寿命（约为 5 个激波穿越时间），气泡间距最大约为几个气泡半径。对于 ORC1，若初始气泡半径为 240千秒差距，且激波为马赫数4激波，则最大间距为 $d_{max} \approx 1.2$Mpc（即使对于巨型射电星系而言，这一约束也完全合理）。如果两个气泡相距更远，那么预计第一个环会在激波到达第二个气泡之前消退，从而无法形成同时出现的双环形态。

4.2.6. 非均匀条件

由于遗迹气泡可能延伸至宿主晕维里半径的相当大一部分，周围介质可能并不均匀，其密度、压力和温度各不相同。在这类环境中，具有物理意义的激波在穿过背景梯度时很可能呈弯曲且空间上不均匀，而非像理想化设定中假设的那样呈平面且均匀。这些效应会在局部改变激波强度，并导致额外的涡量产生。

因此，SBI 产生的 ORC 可能表现出厚度不均、亮度变化，甚至碎裂成弧状结构或丝状结构；视线混合也可能降低偏振相干性。即使在我们的理想化设定中，也已能看到前两种效应。在非均匀环境条件下，这些效应预计会表现出更显著的变化。我们指出，本研究所考虑的环境密度和温度参数范围，在一定程度上已涵盖环境条件的影响。

形成数百千秒差距尺度的遗迹射电瓣，可能需要环境在较长时期内相对平静。在动力学活跃的环境中，整体运动和宇宙学流可能会使等离子体瓣变形，从而阻碍如此巨大且形态完整的气泡形成。在激波相互作用之前，气泡的浮力上升和遗迹气泡的变形也可能带来额外的复杂性；在某些情况下，即使没有强烈的外部激波，也可能产生环状结构，而其年龄将受其所遭受的辐射

损失限制。我们将在后续工作中单独研究这种情况。此外，弯曲激波本身也可能独立于气泡相互作用产生涡量；然而，在不存在非热等离子体的情况下，这不会导致射电辐射的形成。系统研究这些更复杂的构型超出了本文的范围，将留待未来工作。

5. 结论

我们对激波-气泡相互作用进行了三维磁流体力学模拟，将新近发现的奇异射电圆环（ORC）类别建模为 Richtmyer-Meshkov 不稳定性（ RMI ）产生的涡环。我们发现，这些环经历了具有鲜明特征的动力学演化，这些特征可通过观测加以约束，例如测量环的长宽比和偏振特性。我们发现，在相互作用后的早期阶段（ $\lesssim 20$ 激波穿越时间），环宽、环半径、偏振分数和磁场方向之间存在很强的相关性。

我们的模拟在很大程度上不依赖尺度。我们发现，环半径、宽度和磁场方向等核心观测诊断量对分辨率具有稳健性，并且在很宽的激波马赫数范围以及气泡初始磁拓扑条件下都相似。

一个关键发现是，我们的模型自然产生了与 ORC1 观测结果一致的偏振数据，为将其与其他理论区分开来提供了明确的观测特征。具体而言，磁场角度越趋于切向，环的半径宽度比就越大，偏振分数也越高（但仍处于观测范围内）。联合测量偏振数据和长宽比，可以为区分喷流驱动和激波驱动的 ORC 情景提供观测检验。

我们发现，在演化后期，磁剪切显著增强了总磁场强度，增强了同步辐射，并导致 ORC 的投影磁场出现显著的径向分量。

根据我们的结果，我们发现，ORC 的观测结果与由激波-气泡相互作用产生的同步辐射射电源相符，这一点也得到了S. S. Shabala 等人(2024年的研究支持；这些射电源由马赫数为 2–4 的中等强度激波产生。

假设这些环位于其中心星系的红移处，我们发现，ORC 与 140–250 千秒差距的初始气泡半径相符；最可能的环境密度为 $\sim 10^{-7}$–10^{-6} cm^{-3} （在较宽的似然范围内最高可达 10^{-5} cm^{-3} ），压力为 $\sim 10^{-14}$ 达因·厘米$^{-2}$ （可能范围为 10^{-15}–10^{-13} 达因·厘米$^{-2}$ ），环年龄约为 70–200 Myr（考虑所有可能取值时可扩展至 25–215 Myr）。

这些条件表明，ORC 位于密度极低、压力中等的环境中，这类环境常见于星系群和星系团的外围。在这些区域，化石活动星系核瓣可能在吸积流、并合或活动星系核活动重新增强所驱动的大尺度激波作用下重新获得能量，从而产生观测到的环状同步辐射结构。

尽管已知奇异射电圆的整体性质与我们的模型相符，但与观测结果进行比较时仍存在若干挑战：(1) 将中心星系指定为奇异射电圆的宿主星系，而非其他附近星系所带来的红移歧义；(2) 受数值分辨率影响，成像分辨率和数值耗散均存在局限；(3) 目前获得的偏振数据有限。

除了探测到更多样本的奇异射电圆之外，未来的进展还需要观测能力有所提升，以便更好地分辨暗弱弥散天体。未来高灵敏度的偏振观测对于检验我们模型对偏振角的预测至关重要。同样，更高分辨率的模拟将有助于克服数值耗散带来的限制，使我们能够更准确地追踪磁场向小尺度演化的过程。（M. Koss 2025年）

参考文献

Bicknell, G. V., & Melrose, D. B. 1982, 《天体物理学杂志》, 262, 511, doi: 10.1086/160444Bulbul, E., Zhang, X.,Kluge, M., et al. 2024, 天文学与天体物理学, 685, L2, doi: 10.1051/0004-6361/202449900Chen, Y.-H., Heinz,S., & Hooper, E. 2023, MonthlyNotices of the RoyalAstronomical Society, 522, 2850,doi: 10.1093/mnras/stad1074

Clarke, D. A., Burns, J. O., & Norman, M.L. 1992, 天体物理学杂志, 395, 444, doi: 10.1086/171663Coil, A. L., Perrotta, S.,Rupke,D. S.N., etal. 2024,Nature, 625, 459, doi:10.1038/s41586-023-06752-8Coleman, C. S., & Bicknell,G. V. 1988, MNRAS, 230, 497

Dolag, K.,B¨oss, L. M., Koribalski, B. S., Steinwandel, U. P., & Valentini, M. 2023, 天体物理学杂志, 945, 74, doi: 10.3847/1538-4357/acb5f5Emonts, B. H. C., Morganti, R., Oosterloo, T. A., et al. 2007, 天文学与天体物理学, 464, L1, doi: 10.1051/0004-6361:20066159Ensslin, T. A., & Bruggen, M. 2002, 《皇家天文学会月报》, 331, 1011, doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05261.xFabian, A. C., Sanders, J. S., Taylor, G. B., et al. 2006, 《皇家天文学会月报》, 366, 417–428, doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09896.xFriedman, S. H., Heinz, S., & Churazov, E. 2012, 天体物理学杂志, 746, 112, doi: 10.1088/0004-637X/746/1/112Haas, J.-F., & Sturtevant, B. 1987, 《流体力学杂志》, 181, 41, doi: 10.1017/S0022112087002003Heinz, S., & Churazov, E. 2005, 天体物理学杂志, 634, L141, doi: 10.1086/498301Kardashev, N. S. 1962年, 苏联天文学, 6, 317 Koribalski, B. S., Norris, R. P., Andernach, H., et al. 2021, 皇家天文学会月报：快报, 505, L11, doi: 10.1093/mnrasl/slab041Koribalski, B. S., Veronica, A., Dolag, K., et al. 2024, 《皇家天文学会月报》, 531, 3357, doi: 10.1093/mnras/stae1254Koss, M., Aftab, N., Allen, S. W., et al. 2025年, arXiv电子预印本, arXiv:2511.00253, doi: 10.48550/arXiv.2511.00253Lin, Y.-H., & Yang, H.-Y. K. 2024, 天体物理学杂志, 974, 269, doi: 10.3847/1538-4357/ad70afLochner, M., Rudnick, L., Heywood, I., Knowles, K., & Shabala, S. S. 2023, 《皇家天文学会月报》, 520, 1439, doi: 10.1093/mnras/stad074Meshkov, E. E. 1969年, 流体动力学, 4, 101, doi: 10.1007/BF01015969Niederhaus, J. H. J., Greenough, J. A., Oakley, J. G., et al. 2008年, 《流体力学杂志》, 594, 85, doi: 10.1017/S0022112007008749 Nolting, C., Jones, T. W., O'Neill, B. J., & Mendygral, P. J. 2019, 《天体物理学杂志》, 876, 154, doi: 10.3847/1538-4357/ab16d6Norris, R. P., Crawford, E., & Macgregor, P. 2021a, 《星系》, 9, 83, doi:10.3390/galaxies9040083Norris, R. P., Koribalski, B. S., Hale, C. L., et al. 2024, MeerKAT发现MIGHTEE奇异射电环, arXiv, doi: 10.48550/arXiv.2411.17311Norris, R. P., Intema, H.T., Kapi´nska, A. D., et al. 2021b, 《澳大利亚天文学会刊》, 38, e003, doi: 10.1017/pasa.2020.52Norris, R. P., Collier, J. D., Crocker, R. M., et al. 2022, 《皇家天文学会月报》, 513, 1300, doi: 10.1093/mnras/stac701Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014, 《天文学与天体物理学》, 571, A16, doi: 10.1051/0004-6361/201321591Quirk, J. J., & Karni, S. 1996, 《流体力学杂志》, 318, 129, doi: 10.1017/S0022112096007069Ranjan, D., Anderson, M., Oakley, J., & Bonazza, R. 2005, 《物理评论快报》, 94, 184507, doi: 10.1103/PhysRevLett.94.184507Ranjan, D., Oakley, J., & Bonazza, R. 2011, 《流体力学年度评论》, 43, 117, doi: 10.1146/annurev-fluid-122109-160744 Richtmyer, R. D. 1960年, 《纯粹与应用数学通讯》, 13, 297, doi: 10.1002/cpa.3160130207Ruszkowski, M., Ensslin, T. A., Bruggen, M., Heinz, S., & Pfrommer, C. 2007, 《皇家天文学会月报》, 378, 662, doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11801.xShabala, S. S., Yates-Jones, P. M., Jerrim, L. A., et al. 2024, 《澳大利亚天文学会刊》, 41, e024, doi: 10.1017/pasa.2024.11Vaidya, B., Mignone, A., Bodo, G., Rossi, P., & Massaglia, S. 2018, 《天体物理学杂志》, 865, 144, doi:10.3847/1538-4357/aadd17Vantyghem, A. N., McNamara, B. R., Russell, H. R., et al. 2014, 《皇家天文学会月报》, 442, 3192, doi:10.1093/mnras/stu1030