arXiv:2603.05547v1 [physics.flu-dyn] 4 Mar 2026

热喷涂超音速射流中的气动声学与飞行中颗粒输运研究

预印本

D. Rahmat Samii
机械、工业与航空航天工程，康考迪亚大学
dara.rahmatsamii@mail.concordia.ca

M. Tembely机械、工业与航空航天工程，
康考迪亚大学
moussa.tembely@concordia.ca

2026年3月9日

摘要

热喷涂过程的声学特征会随运行条件的变化而改变，而运行条件也会影响颗粒飞行速度及其分布。基于这一思路，本研究首先建立一种解析模型，利用气体动力学关系和简化的声功率传播，将腔室/喷嘴参数与远场声级关联起来；随后对模型进行校准，以降低因忽略湍流效应而产生的系统误差，并提高模型在不同运行条件下的吻合度。此外，研究还构建了数值框架，以补充解析模型，并解析超声速射流流动和颗粒飞行输运。研究的第二部分采用非定常可压缩模拟，并结合非定常雷诺平均纳维–斯托克斯（URANS）和延迟分离涡模拟（DDES）等混合湍流建模方法，捕捉含激波射流的发展及其相关的近场压力脉动。利用Ffowcs Williams–Hawkings声学类比预测远场声，同时采用拉格朗日方法追踪从喷嘴出口注入的粒子，以量化其速度演化、径向扩展和下游通量分布。研究评估了运行条件（如腔室压力和温度）的影响，并将预测结果与已发表的麦克风频谱和颗粒通量测量结果进行比较。总体而言，结合解析与数值方法能够捕捉喷嘴运行条件变化对射流非定常性和混合的影响，并由此导致声级和频谱成分出现可测量的变化。这些结果表明，气动声学特征可作为一种非侵入式途径，用于监测并有望控制热喷涂运行条件。

关键词 热喷雾 · 气动声学 · 计算流体力学 · 超声速射流 · 拉格朗日粒子追踪 · Ffowcs Williams–Hawkings · 延迟分离涡模拟

1 引言

热喷涂领域众所周知，喷枪的声音是喷涂条件的重要指标。经验丰富的热喷涂专家往往仅凭运行中喷枪发出的声音，即可判断涂层的整体质量。本研究采用计算流体力学（CFD）软件包 OpenFOAM，并结合 Ffowcs Williams–Hawkings 类比与拉格朗日粒子追踪法，模拟冷喷涂过程并捕捉压力诱导的噪声波动。此外，还分析了喷嘴出口下游的颗粒分布。文中描述了一套完整的计算流体力学设置与配置，可供未来研究用于精确模拟飞行中粒子分布、预测所产生的声信号，并建立声音特征与粒子行为之间的联系。第2节简要综述了有关射流气动噪声计算流体力学模拟的现有文献。第3节建立了解析模型，将喷嘴的各项设计参数及运行条件与压力波动联系起来。第4节讨论了计算流体力学控制方程、边界条件、离散化方法及模拟流程。方法

以及模型验证与确认的结果详见第5节。最后，计算流体力学结果在第6节中予以呈现并加以考察。

2 文献综述

Lighthill于1952年的开创性工作通过重新表述纳维–斯托克斯方程，将声的产生与传播分离，从而发展了声学类比方法，为气动声学预测奠定了理论基础 [1]。1969年，Ffowcs Williams和Hawkings将这一创新框架扩展至固体边界和运动表面 [2],，由此形成了至今仍是当代计算气动声学中远场噪声预测最常用的方法。正如Petrosino和Barbarino所指出的，自20世纪50年代这些早期进展以来，随着更先进的发动机设计需要更快、更精确的模拟与预测技术，喷流噪声生成研究一直持续至今 [3]。

早期用计算手段预测喷流噪声的尝试主要依赖雷诺平均纳维–斯托克斯（RANS）方法，因其计算效率较高。然而，这些方法本质上不足以捕捉导致噪声生成的非定常湍流结构。Tyacke等人 [4] 表明，低阶RANS方法不适用于复杂射流，因为它们固有地平均掉了对声辐射至关重要的时间脉动。这一局限促使研究范式转向大涡模拟（LES），该方法直接解析含能湍流尺度，而仅对最小的耗散尺度进行建模。

向大涡模拟的转变标志着预测能力的根本性提升。Brès和Lele阐述了网格划分、数值格式和亚格子建模方面的进展如何使大涡模拟能够表征喷管形状变化，并捕捉喷嘴出口处的湍流边界层，从而显著提高远场声压和频谱形状的定量精度 [5]。Murugu等人明确证明了大涡模拟相对于雷诺平均纳维-斯托克斯方法的优越性；他们针对马赫数0.8的锯齿喷管喷流比较了URANS、大涡模拟和分离涡模拟湍流模型，发现大涡模拟和分离涡模拟的预测结果与实验测量吻合良好，而URANS则大幅低估了噪声 [6]。
大涡模拟实施中的一个关键考量是结构化网格策略与非结构化网格策略之间的选择。Fosso Pouangué等人针对马赫数0.9的冷喷流比较了两种大涡模拟方法：一种采用块结构网格与低耗散有限体积格式，另一种采用完全非结构化四面体网格及低耗散Taylor-Galerkin有限元格式 [7]。两种方法均使用大涡模拟计算声源，并采用FW-H声学类比传播噪声，结果表明，在处理锯齿结构和双流道喷管等复杂降噪装置时，非结构化网格与结构化方法同样准确。这一验证对于将大涡模拟扩展到具有几何复杂性的工业相关构型至关重要。

尽管大涡模拟（LES）取得了成功，但由于必须解析薄的近壁层，对于复杂装置和高雷诺数喷流而言，纯大涡模拟在计算上仍不可行。由于这一困难，研究人员开发了混合雷诺平均纳维-斯托克斯/大涡模拟（RANS/LES）技术，其中大涡模拟用于解析产生大部分噪声的自由剪切层，而雷诺平均纳维-斯托克斯则用于近壁区域 [4]。进一步的发展包括壁面模型大涡模拟（WMLES），Stich等人将其描述为采用解析壁面应力定律，从而无需进行 $y^+ \approx 1$ 解析，并在实际可接受的周转时间内实现更好的纵横比和更优的声学预测 [8]。
对于远场噪声预测，混合声学方法已成为标准实践。解析得到的湍流场通常由可渗透边界包围，小振幅声学扰动通过Ffowcs Williams-Hawkings方程以解析方式传递。将FW-H面设置得过于靠近湍流区域会遗漏声源贡献，而设置得过远则会导致数值误差。为缓解这一问题，研究人员开发了“端盖”方法，通过使用多个表面并进行相位平均来减少伪噪声 [5]。
专业软件平台的开发让这些尖端技术更容易付诸实践。商业CFD软件已证明具备很强的能力。因此，West和Caraeni使用STAR-CCM+对来自圆形喷管的马赫数0.75射流进行了大涡模拟，结果显示，其对近场湍流和远场噪声的预测与实验数据的偏差均在1–2分贝以内 [9]。类似地，Prasad等人使用STAR-CCM+研究了超音速射流中的被动和主动流动控制策略，结果表明，这些策略显著改变了湍流发展和远场声压级 [10, 11]。Dewan还有效运用了ANSYS Fluent，借助混合DDES公式捕捉重要的流动特征，并利用FW-H声学类比准确预测声学特性 [12]。

在专业高保真求解器中，由 CERFACS 开发的 AVBP 以其先进的数值方法而著称。该非结构可压缩大涡模拟求解器采用 Taylor-Galerkin 方法 TTG4A，可实现三阶空间精度和四阶时间精度 [13]。EXEJET项目使用 AVBP 建立了全面的双流射流实验数据库，并通过不同的网格划分验证了三种配置

表 1：用于验证计算流体力学模型的实验条件

参数	**Arkhipov等人**[23]	**Allofs等人**[24]
喷嘴几何形状		
入口直径（毫米）	9.53	70.3
喉部直径（毫米）	1.73	22.13
出口直径（毫米）	5.08	30.0
收敛段长度（毫米）	44.45	63
扩张段长度（毫米）	153.16	49
运行条件		
材料	Cu	Al_2O_3
入口温度（开尔文）	707, 757, 807	374.7
入口压力（MPa）	4.5、5.5、6.5	0.952
粒子密度 (kg/m^3)	8800	3950
进料速率 (kg/min)	0.0148	2.73
粒度分布		
平均直径 (μm)	37	20
标准差 (μm)	15	10
最小直径 (μm)	5	9
最大直径（μ米）	100	30

过程。结果表明，在喷嘴出口附近采用受控的触发策略对于精确预测至关重要，且在 30° 和 60° 下的声学预测结果与实验数据高度吻合。 [14, 15]。

开源平台，尤其是 OpenFOAM 和 libAcoustics 库，显著推动了射流气动声学模拟的普及。由于该框架在实现 Ffowcs Williams-Hawkings 声学类比方面具有灵活性和可扩展性，因此已得到广泛应用。Epikhin 等人率先将 libAcoustics 与准气体动力学求解器（QGDFoam）结合，用于预测马赫数0.9时的自由射流噪声；结果显示，主要辐射方向相对于射流轴线位于 30° ，与实验数据一致 [16]。该框架已成功扩展至低雷诺数可压缩射流 [17], 、采用欧拉-拉格朗日方法处理的复杂多相流 [18, 19], ，以及多种工业应用，包括合成射流控制 [20],、家用炉中的燃烧噪声 [21],和航空航天领域的欠膨胀射流 [22]。

libAcoustics 的成功表明，开源实现能够为研究应用提供必要的透明度和定制能力，同时达到与商业及专业求解器相近的精度。因此，OpenFOAM 与 libAcoustics 的组合是本研究的理想框架，因为它既能应用射流噪声模拟的前沿数值技术，又具备经过验证的声学预测能力。

为验证计算流体力学模型，共进行了六次模拟。为进行气动声学验证，采用了 Arkhipov等人 [23] 的研究；该研究通过两组麦克风，采集了自由射流条件下 VRC 喷嘴 58 和 VRC 喷嘴 70 冷喷涂射流产生的噪声。他们提供了不同腔室压力和温度下声压级随频率变化的数据，但关于颗粒分布和行为的数据有限。五次模拟基于 Arkhipov 的配置，改变温度和压力：其中三个工况保持温度为 757 K，压力分别为 45、55 和 65 巴；另外三个工况保持压力为 45 巴，温度分别为 707 K、757 K 和 805 K。为验证颗粒分布，采用了 Allofs等人 [24, 25] 的研究，该研究使用阴影法监测不同材料在喷嘴出口处的质量通量。根据该研究中的喷嘴配置和运行条件进行了另一次模拟。通用配置参数见表 1。

3 解析模型

本节介绍射流喷嘴系统的基本声学计算，重点阐述喷嘴腔室条件与远场声传播之间的关系。假设声波以球面波形式传播，并应用声功率守恒，推导距喷嘴出口指定距离处的声压级。

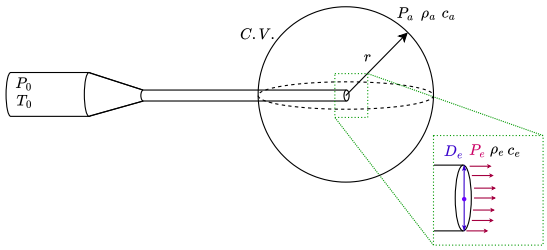


图1：解析模型示意图

3.1 推导

一个出口直径为.....的喷嘴 考虑一个向静止介质中排出高速射流的仪表 D_e，如图所示 n
图1。为简化 该模型引入了若干关键假设。
假设声场呈球对称，且不随极角 θ 或方位角 ϕ变化。在远场中，喷嘴可视为点声源，因此这一假设是合理的。此外，假设喷管壁不会干扰声波传播，且与观测距离相比，出口直径可忽略不计，因此 $D_e \ll r$。应用声功率守恒原理，得到以下方程 [26]:

$$W_{in} - W_{out} = 0, \tag{1}$$

其中， W_{in} 和 W_{out} 分别表示进入和离开控制面的声功率。
喷嘴出口产生的声功率被认为与声强和出口面积有关。对于喷嘴出口处的平面波，声强与压力之间的关系由以下公式 [27]描述:

$$I_e = \frac{P_e^2}{\rho_e c_e} \tag{2}$$

在方程 2 中， I_e 表示喷嘴出口处的声强 [瓦/米²]。变量 P_e 表示出口处的压力 [帕斯卡]， ρ_e 表示喷嘴出口处的流体密度 [千克/米^3], , 而 c_e 表示喷嘴出口处的声速[米/秒]。

声功率输入定义为通过喷嘴出口平面的总声能通量，表示为声强与喷嘴出口面积的乘积。

$$W_{in} = I_e \cdot A_e = \frac{P_e^2}{\rho_e c_e} \cdot \frac{\pi D_e^2}{4} \tag{3}$$

其中， W_{in} 表示声功率输入 $[W]$， A_e 表示喷嘴出口面积 $[m^2]$， D_e 表示喷嘴出口直径 $[m]$。

在远场中，随着喷嘴尺寸相对于观测距离变得可以忽略不计，球面波传播的假设成立。在此条件下，声功率均匀地通过以喷嘴出口为中心、半径为 r 的球面向外辐射。总声功率输出表示为:

$$W_{out} = I(r) \cdot 4\pi r^2 \tag{4}$$

在公式4中， W_{out} 表示声功率输出 $[W]$， I（r）表示距离 r $[W/m^2]$处的声强， r 表示从喷嘴出口到观测点的距离 $[m]$。

声功率守恒原理要求，在没有耗散损失的情况下，喷嘴出口处的输入功率等于远场的输出功率:

$$W_{in} = W_{out} \tag{5}$$

将方程3和公式4代入方程5，得到如下结果：

$$\frac{P_e^2}{\rho_e c_e} \cdot \frac{\pi D_e^2}{4} = I(r) \cdot 4\pi r^2 \tag{6}$$

将方程6中的远场声强解出，可得到描述声波从喷嘴传播的关系：

$$I(r) = \frac{P_e^2 D_e^2}{16 \rho_e c_e r^2} \tag{7}$$

方程7表明，声强随 $1/r^2$ 而减弱，这是点声源的球面波传播的典型特征。

远场中声强与均方根压力之间的关系关键取决于局部介质性质，这些性质可能不同于喷嘴出口条件。该关系由介质的声阻抗 [28] 决定：

$$P_{rms}(r) = \sqrt{I(r) \cdot \rho_a c_a} \tag{8}$$

在方程8中， $P_{rms}(r)$ 表示距离 r $[Pa]$ 处的均方根声压， ρ_a 表示环境介质 $[kg/m^3]$ 的密度，而 c_a 表示环境介质 $[m/s]$ 中的声速。
将方程7代入方程8，可得远场压力的显式表达式：

$$P_{rms}(r) = \sqrt{\frac{P_e^2 D_e^2}{16 \rho_e c_e r^2} \cdot \rho_a c_a} = \frac{P_e D_e}{4r} \sqrt{\frac{\rho_a c_a}{\rho_e c_e}} \tag{9}$$

通常使用声压级（SPL）来代替 P_{rms}，因为它以对数尺度（单位为分贝 $[dB]$）表示声强，这更符合人耳感知响度的方式 [29]，其定义为 [30]:

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{P_{rms}}{P_{ref}} \right) \tag{10}$$

P_{ref} 表示参考压力，其值等于 2×10^{-5} 帕斯卡，对应于人类听阈。将方程9代入方程10，可得到声压级作为喷嘴参数与观测距离的函数的完整表达式。

$$SPL(r) = 20 \log_{10} \left(\frac{P_e D_e}{4r P_{ref}} \sqrt{\frac{\rho_a c_a}{\rho_e c_e}} \right) \tag{11}$$

声阻抗项可借助关系式 $c = \sqrt{\gamma RT}$ 和理想气体定律 $\rho = p/(RT)$，用气体性质来表示。对于环境介质，其中 R 为通用气体常数， T 为温度 $[K]$，而 γ 为热容比，声阻抗变为：

$$\rho_a c_a = \frac{P_a}{R_a T_a} \sqrt{\gamma_a R_a T_a} = P_a \sqrt{\frac{\gamma_a}{R_a T_a}} \tag{12}$$

类似地，对于出口条件：

$$\rho_e c_e = \frac{P_e}{R_e T_e} \sqrt{\gamma_e R_e T_e} = P_e \sqrt{\frac{\gamma_e}{R_e T_e}} \tag{13}$$

将方程12和方程13的关系代入方程9：

$$P_{rms} = \frac{P_e D_e}{4r}\sqrt{\frac{P_a\sqrt{\gamma_a/(R_a T_a)}}{P_e\sqrt{\gamma_e/(R_e T_e)}}} = \frac{P_e D_e}{4r}\sqrt{\frac{P_a}{P_e}}\left(\frac{\gamma_a R_e T_e}{\gamma_e R_a T_a}\right)^{1/4} \tag{14}$$

对于出口与环境条件下气体组成相同的应用（$\gamma_a = \gamma_e = \gamma$ 和 $R_a = R_e = R$），阻抗比可简化为：

$$P_{rms} = \frac{P_e D_e}{4r}\sqrt{\frac{P_a}{P_e}}\left(\frac{T_e}{T_a}\right)^{1/4} = \frac{1}{4}\left(\frac{r}{D_e}\right)^{-1}(P_e P_a)^{1/2}\left(\frac{T_e}{T_a}\right)^{1/4} \tag{15}$$

此外，出口压力和温度可利用气体动力学中的等熵流动关系，以驻点条件表示为 [31]:

$$P_e = P_0\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{16}$$

$$T_e = T_0\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)^{-1} \tag{17}$$

将方程16和方程17代入方程15：

$$P_{rms} = \frac{1}{4}\cdot\left(\frac{r}{D_e}\right)^{-1}\cdot(P_a P_0)^{1/2}\cdot\left(\frac{T_0}{T_a}\right)^{1/4}\cdot\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)^{-\left(\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}+\frac{1}{4}\right)} \tag{18}$$

出口马赫数 ber Ma_e 通过面积–马赫数关系与喷嘴几何形状隐式相关 [31]:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{Ma}\left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma^2\right)\right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{19}$$

在方程 19 中， A^* 表示马赫数等于 1 时的声速喉部面积。从喉部到出口的面积比通过方程 19 确定出口马赫数：

$$\frac{A_{\text{exit}}}{A_{\text{throat}}} = \left(\frac{D_e}{D_t}\right)^2 = f(Ma_e,\gamma) = \frac{1}{Ma_e}\left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)\right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{20}$$

因此，最终得到：

$$P_{rms} = \frac{1}{4}\cdot\left(\frac{r}{D_e}\right)^{-1}\cdot(P_a P_0)^{1/2}\cdot\left(\frac{T_0}{T_a}\right)^{1/4}\cdot\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)^{-\left(\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}+\frac{1}{4}\right)} \tag{21}$$

$$SPL = 20\log_{10}\left(\frac{1}{4P_{ref}}\cdot\left(\frac{r}{D_e}\right)^{-1}\cdot(P_a P_0)^{1/2}\cdot\left(\frac{T_0}{T_a}\right)^{1/4}\cdot\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}Ma_e^2\right)^{-\left(\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}+\frac{1}{4}\right)}\right) \tag{22}$$

$$Ma_e = f^{-1}\left(\left(\frac{D_e}{D_t}\right),\gamma\right) = M\left(\left(\frac{D_e}{D_t}\right),\gamma\right) \tag{23}$$

方程 20 中的函数 f 将出口马赫数 Ma_e 和热容比 γ 映射为出口与喉部的面积比（A_{exit}/A_{throat}。逆函数 f^{-1} 或 M 可根据给定的面积比和 γ 确定出口马赫数。应用对数性质可将方程 22 分解为加性贡献。

$$SPL = \underbrace{-20\log_{10}\left(\frac{r}{D_e}\right)}_{\text{Geometry}} + \underbrace{20\log_{10}\left(\frac{\sqrt{P_a P_0}}{4P_{ref}}\right)}_{\text{Pressure}} + \underbrace{5\log_{10}\left(\frac{T_0}{T_a}\right)}_{\text{Temperature}} + \underbrace{SPL_{\text{comp}}}_{\text{Compressibility}} \tag{24}$$

其中，可压缩性贡献定义如下：

$$SPL_{\text{comp}} = -20\left(\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}+\frac{1}{4}\right)\log_{10}\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M\left(\left(\frac{D_e}{D_t}\right),\gamma\right)^2\right) \tag{25}$$

因此，喷嘴特定距离处的声压级由五个因素决定：

$$SPL = SPL\left(\frac{r}{D_e},\frac{\sqrt{P_aP_0}}{4P_{ref}},\frac{T_0}{T_a},\gamma,\frac{D_e}{D_t}\right) \tag{26}$$

显然，声压级会随着距喷嘴径向距离的增加而降低，这遵循几何扩散项 $-20\log_{10}(r/D_e)$，对应于距离每增加一倍，声压级降低 6 分贝。图2和图3展示了这一趋势。压力相关项 $20\log_{10}\left(\frac{\sqrt{P_aP_0}}{4P_{\text{ref}}}\right)$ 对声压级的影响明显强于温度相关项 $5\log_{10}(T_0/T_a)$。因此，与温度变化相比，腔室压力或环境压力的变化对声场产生的对数影响更为显著。这一行为与来自 [23]的验证数据一致。

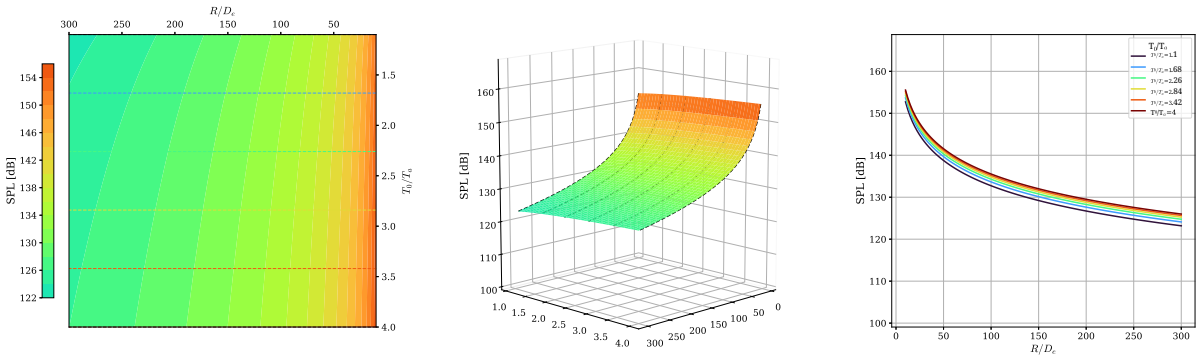


图2：声压级与 R/D_e 和 T_0/Ta的敏感性分析

3.2 模型校准

表2展示了根据方程18和方程24推导出的解析模型对比。可以注意到， P_{rms} 及其对应的 SPL 在解析值和实验值之间存在显著差异。为展示这一差异，绘制了图4。可以清楚地观察到，解析值与实验值之间的误差呈现出一定的趋势线，因此可以添加校准函数来修正这一偏差。

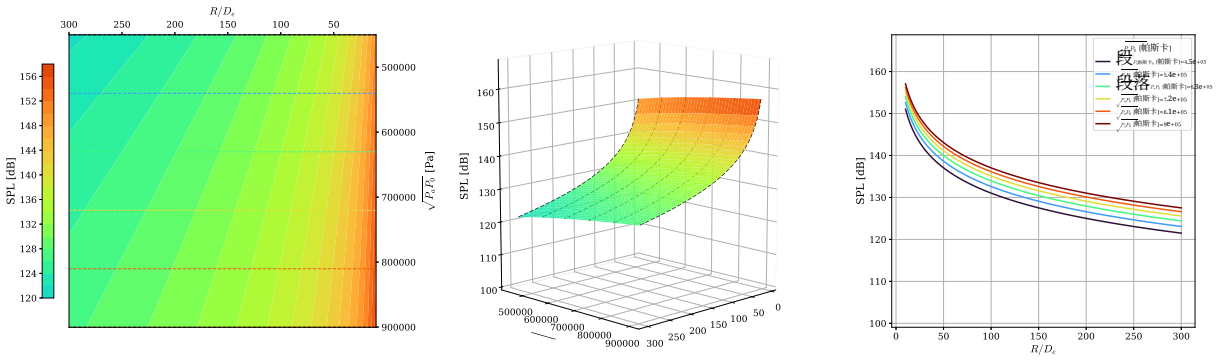
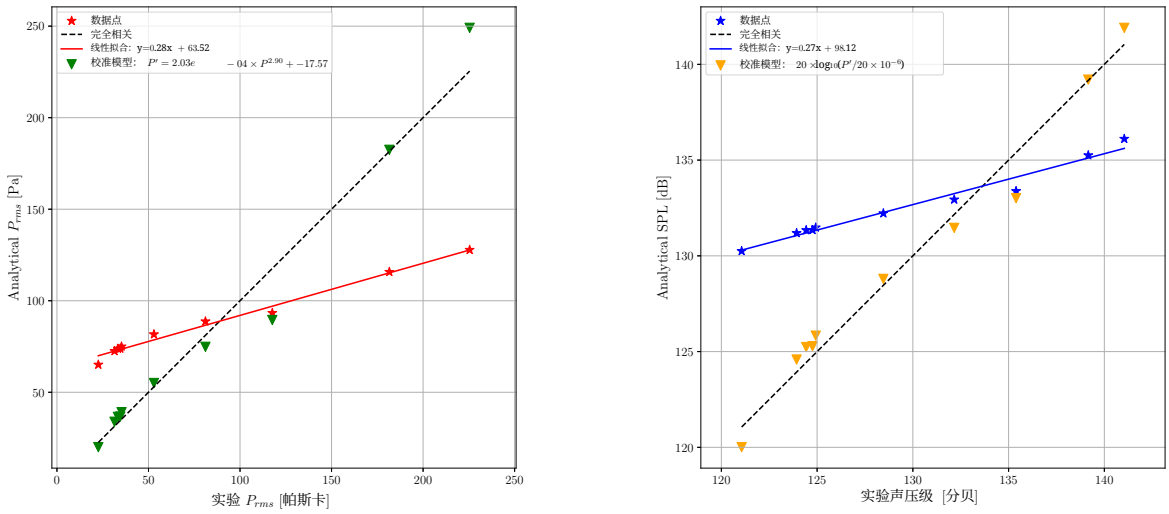


图3：声压级与 R/D_e 和 $\sqrt{P_0P_a}$的敏感性分析



(a) 压力振幅验证 (b) 声压级验证

图4：解析声学模型预测与实验测量结果的比较：(a) 压力振幅 P$_{rms}$ 和(b)声压级 (SPL)

为使解析模型与实验结果相匹配，对压力进行了如下重新缩放：

$$P'_{rms} = A \times P_{rms}^{B} + C \tag{27}$$

$$SPL' = 20 \times \log_{10}\left(\frac{P'_{rms}}{20 \times 10^{-6}}\right) \tag{28}$$

通过拟合该方程，发现

$$A = 2.03 \times 10^{-4} \qquad B = 2.90 \qquad C = -17.57$$

这样一来，新模型对 P_{rms} 和 SPL 的预测更加准确。表2中的校准值表明，模型与实验数据的吻合度有所提高。此外，图4中分别以绿色三角形和橙色三角形显示了校准模型对 P_{rms} 和 SPL的预测结果。

总体而言，本文基于气体动力学定律和声学方程，针对喷气喷嘴建立了一个解析模型。尽管该解析模型能够捕捉总体趋势，但忽略湍流效应等若干假设导致了系统性误差。然而，由于这些误差呈现出可预测的趋势，因此采用了幂律校准函数。该校准函数显著减小了解析模型与实验测量结果之间的误差，适用于各种运行条件，包括不同的腔室压力、温度和喷嘴几何形状。校准模型与实验数据吻合良好，因此适用于喷气喷嘴应用中的实际声学预测。

4 数值模型

图5展示了计算域。喷嘴几何形状由各段长度（储气室、收敛段、扩张段）以及入口、喉部和出口直径定义。流动由预先设定的总温和压力驻点输入驱动，周围环境则通过压力远场边界条件进行模拟。喷嘴外侧增设了外壁扩展段，并在喷嘴出口的上游和下游扩大计算域，以增加射流与远场边界之间的距离，从而减小边界效应对射流发展和辐射声学的影响。为验证流场，在喷嘴出口下游沿射流中心线布置了速度探针。记录的速度用于绘制能量级联，并验证模拟中采用的湍流模型配置。使用两个声学观测器记录压力波动：一个位于喷嘴出口上方0.6 m处，另一个位于中心线上方1.0 m、下游1.0 m处。

表2：声压级解析模型与实验数据的验证及校准模型结果

参数	值	实验 声压级 [分贝]	原始值 声压级 [分贝]	校准值 声压级 [分贝]	实验 P_{rms} [Pa]	原始值 P_{rms} [Pa]	校准值 P_{rms} [Pa]
压力变化（T_0 = *757.15* 开尔文，D_t = *1.73* 毫米）							
35 巴	3.5 兆帕	121.06	130.25	120.01	22.60	65.09	20.02
45 巴	4.5 兆帕	124.76	131.35	125.28	34.60	73.88	36.73
55 巴	5.5 兆帕	128.46	132.22	128.80	52.97	81.66	55.06
65 巴	6.5 兆帕	132.16	132.94	131.46	81.10	88.72	74.83
温度变化（P_0 = *4.5* 兆帕，D_t = *1.73* 毫米）							
$434°C$	707 K	123.93	131.19	124.58	31.44	72.53	33.90
$484°C$	757 开尔文	124.43	131.34	125.24	33.31	73.80	36.55
$534°C$	807 K	124.93	131.48	125.83	35.28	75.00	39.14
喉部直径变化（P_0 = *4.5* 兆帕，T_0 = $434°C$）							
2.00 毫米	D_e/D_t = 2.54	135.39	133.38	133.01	117.63	93.33	89.47
2.26 毫米	D_e/D_t = 2.25	139.16	135.25	139.20	181.56	115.75	182.44
2.39 毫米	D_e/D_t = 2.13	141.04	136.11	141.91	225.44	127.80	249.07

常数： P_a = 101.325 千帕，γ = 1.4, R/D_e = 196.85, D_e = 5.08 毫米, P_{ref} = 20 μ帕斯卡

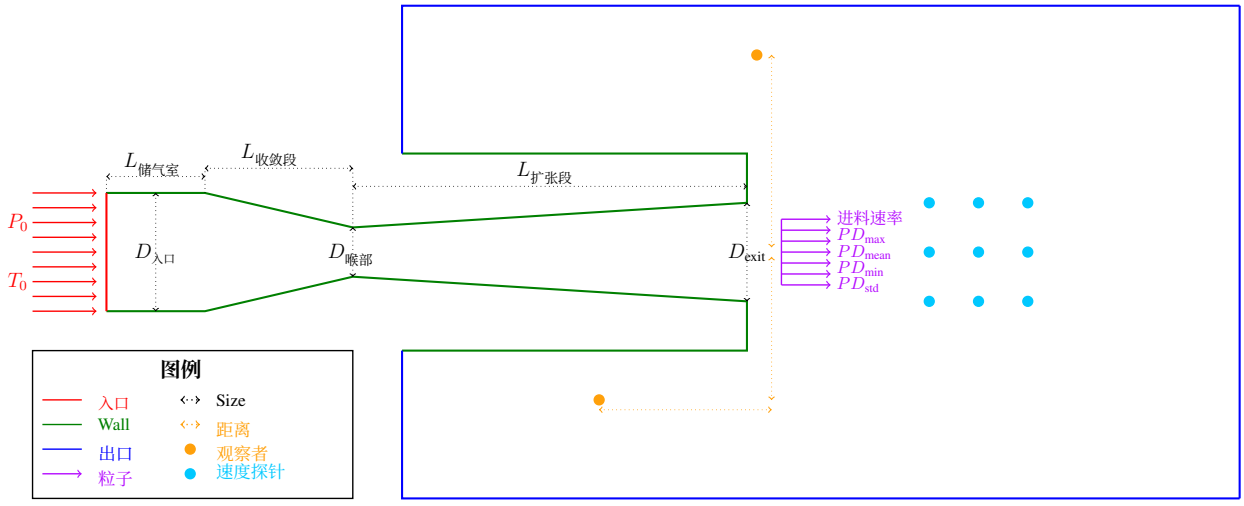


图5：计算流体力学模拟计算域、设计参数、入口条件、速度验证探针的布置、粒子注入区域以及声学噪声观测位置示意图。

指定的质量流率、粒子密度以及呈正态分布的粒径由其均值、最小值、最大值和标准差确定，用于控制粒子从圆盘处由喷嘴出口注入。

网格使用 classyBlocks [32] 生成，采用结构化六面体多块布局。图6展示了生成的网格示例。喷嘴内部采用 H 型拓扑，使网格单元沿流向排列。靠近固壁处，前几层网格逐渐收缩，形成边界层堆叠，从而减少内部和外喷嘴表面沿程的 y^+。出口下游的网格仍保持结构化，但会平滑地向远场扩展，使分辨率集中在剪切层和势核发展区域，同时避免对远离射流的区域进行不必要的加密。

高温高压喷嘴射流的数值模拟需要求解支配可压缩湍流运动的完整守恒定律组，如表 3 所示。连续性方程确保计算域内的质量守恒，而动量方程描述速度场的演变，其中黏性效应通过有效黏度表示，该黏度综合了分子贡献和湍流诱导贡献。能量方程体现了热输运、流动功和粘性耗散之间的耦合，热通量则依据傅里叶定律并采用有效导热系数进行建模。理想气体状态方程通过关联压力、密度和温度使该方程组闭合。由于流动跨越较大的温度范围，黏度采用萨瑟兰定律计算 [33]。

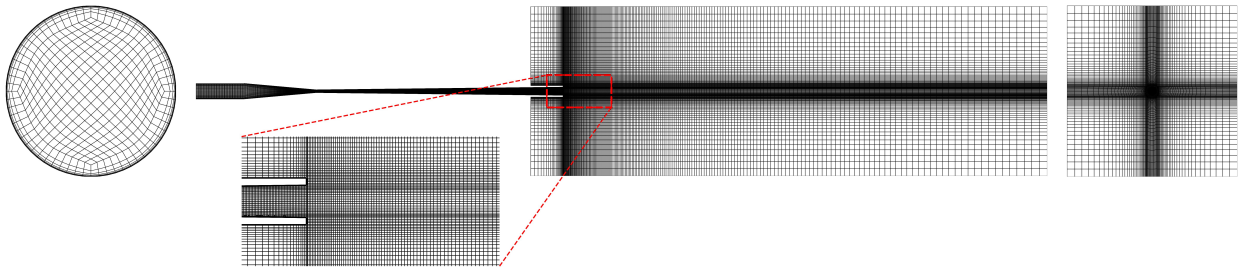


图 6：结构化H型拓扑网格：横截面、完整计算域及近喷嘴细节。

表 3：射流喷管计算流体力学模拟控制方程汇总

物理学	**控制方程**	
质量守恒	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0$	
动量守恒	$\frac{\partial (\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}\mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g}$ $\boldsymbol{\tau} = \mu_{\text{eff}} \left(\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \right)$	$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$
能量守恒	$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h) + \frac{\partial (\rho K)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} K) - \frac{\partial p}{\partial t}$ $= -\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{U}) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{U}$ $\mathbf{q} = -k_{\text{eff}} \nabla T$	$k_{\text{eff}} = k + k_t$ $k = \mu c_p / Pr$ $k_t = \mu_t c_p / Pr_t$ $Pr = 0.7, Pr_t = 0.85$
状态方程	$p = \rho R T$ $h = c_p T$	$R = 287.6$J/(kg·开尔文) $\gamma = 1.411$
输运性质	$\mu(T) = A_s \frac{T^{3/2}}{T + T_s}$	$A_s = 1.48 \times 10^{-6}$ kg/(m.s.$K^{1/2}$) $T_s = 116$开尔文
湍流建模	子章节 A.1	

气动声学建模需要采用复杂的湍流建模策略，以解析跨越广泛时间和空间尺度的非定常压力波动。由于采用时间平均过程，雷诺平均纳维-斯托克斯（RANS）和非定常雷诺平均纳维-斯托克斯（URANS）模型无法捕捉射流流动中产生声源的瞬时湍流脉动 [4, 6]。大涡模拟（LES）已成为气动声学领域的标准方法，它显式解析大尺度湍流结构，同时仅对亚格子尺度涡进行建模。

然而，高保真大涡模拟要求整个计算域采用极精细的网格分辨率，尤其是在近壁区域，必须保持 $y^+ \approx 1$ 。这导致计算成本极高，通常需要数十亿个网格单元。为应对这一挑战，采用分离涡模拟（DES）这一混合方法，在近壁区域使用雷诺平均纳维-斯托克斯（RANS），在分离流区域使用大涡模拟（LES）。这种分区处理降低了计算开销，同时保留了对非定常湍流结构的解析能力，而这些结构对于声源表征至关重要。

然而，标准的DES公式可能会出现网格诱导分离：当RANS到LES的转变在附着边界层内过早发生时，尤其是在网格间距与边界层厚度相当的区域。为增强模拟稳定性并防止这种过早的模式切换，采用延迟分离涡模拟（DDES）。DDES公式引入了屏蔽函数，使附着边界层内始终保持URANS行为，直到发生真实的流动分离，此时模型自然转变为LES模式。这种方法消除了网格诱导分离伪影，同时确保对分离剪切层进行适当解析，而声源在这些区域最为活跃。

k-ω SST（剪切应力输运）模型作为所选的 RANS封闭模型 [34], ，能够准确预测流动分离，并妥善处理逆压梯度。范·德里斯特阻尼可确保渐近行为适当

表 4：喷嘴计算流体力学模拟的拉格朗日粒子跟踪模型总结

物理学	控制方程	关键参数
欧拉-粒子耦合		
粒子运动	$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{drag} + \mathbf{F}_{gravity} + \mathbf{F}_{pressure} + \mathbf{F}_{virtual}$	
阻力	$\mathbf{F}_{drag} = \frac{1}{2}\rho_g C_D A_p \lvert\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p\rvert(\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p)$	$C_D = \frac{24}{Re_p}(1 + \frac{1}{6}Re_p^{2/3})$，$Re_p \le 1000$ $C_D = 0.424$，$Re_p > 1000$
其他力	$\mathbf{F}_{gravity} = m_p\mathbf{g}$，$\mathbf{F}_{pressure} = -V_p \nabla p$ $\mathbf{F}_{virtual} = C_{vm}\rho_g V_p \left(\frac{D\mathbf{u}_g}{Dt} - \frac{d\mathbf{u}_p}{dt}\right)$	$C_{vm} = 0.5$，$V_p = \frac{\pi d_p^3}{6}$
颗粒-壁面相互作用		
反弹模型	$u_{p,n}^{\text{after}} = -e\, u_{p,n}^{\text{before}}$ $u_{p,t}^{\text{after}} = u_{p,t}^{\text{before}} - \min(\mu\lvert u_{p,n}^{\text{before}}\rvert, \lvert u_{p,t}^{\text{before}}\rvert)\,\text{sign}(u_{p,t}^{\text{before}})$	$e = 0.97$，$\mu = 0.09$
粒子-粒子碰撞		
接触力	$F_n = k_n \delta_n^{3/2}$，$F_t = \min(k_t \delta_t, \mu F_n)$ $F_{\text{damp},n} = -\alpha\sqrt{k_n m_{eff}}\, v_{rel,n}$，$F_{\text{damp},t} = -\alpha\sqrt{k_t m_{eff}}\, v_{rel,t}$	$\delta_{\text{overlap}} = 7 \times 10^{-5}$ 米 $\alpha = 0.12$，$m_{eff} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$
双向耦合（粒子到欧拉）		
源项	$S_{\text{mom}} = \sum_{p \in \text{单元}} \frac{\mathbf{F}_{\text{drag},p} + \mathbf{F}_{\text{pressure},p}}{V_{\text{cell}}}$	单位：N/m^3

通过降低.....的行为 壁面附近的湍流涡黏度（ν_t）。SST DDES 的数学框架
模型在.....中描述 A.1 小节。
模拟的计算域由四个主要边界组成：入口、喷嘴壁、喷嘴外壁和出口。

入口边界条件对压力和温度均采用渐增方法，以确保初始瞬态阶段的数值稳定性。压力入口采用随时间变化的边界条件，在设定的渐增时间内从初始值 1 MPa 逐渐升至指定的入口压力。同样，温度边界条件也从 400 K 逐渐升至目标入口温度。边界条件的详情见 A.2 小节。

采用欧拉–拉格朗日框架对含颗粒流进行建模，在拉格朗日参考系中追踪单个粒子，同时以欧拉方式求解气相。通过双向动量与能量耦合 [35] 捕捉各相之间的气动和热相互作用。粒子相的控制方程及数值处理方法汇总于表 4。

粒子从喷嘴出口平面处引入并注入高速射流，随后在周围流场的作用下加速。其运动遵循牛顿第二定律，同时考虑影响出口后动力学的物理机制。采用随雷诺数变化的球形阻力系数建模的气动阻力，是驱动粒子加速的主要作用力。当射流快速膨胀、流动减速时，压力梯度力开始发挥作用；虚质量力则用于描述载气与粒子相对加速时的惯性效应。气体与粒子之间的对流传热采用基于粒子雷诺数的努塞尔数关联式进行预测。

颗粒与周围结构的碰撞采用反弹模型进行建模，同时考虑法向恢复和切向摩擦；其中，恢复系数 $e = 0.97$ 表示金属颗粒碰撞近似弹性的特性，库仑摩擦系数 $\mu = 0.09$ 则控制切向动量损失。颗粒间碰撞采用赫兹弹簧–滑块–阻尼器模型进行处理，其中黏性阻尼项（$\alpha = 0.12$）会耗散动能，防止出现不切实际的完全弹性反弹 [36, 37]。
通过将颗粒动量和热源项累积到颗粒经过的欧拉控制体中，实现双向耦合，使离散相能够改变连续气流。颗粒轨迹采用显式前向欧拉格式推进。

颗粒轨迹采用显式前向欧拉格式推进。速度和位置更新如下 [38]。

$$\mathbf{u}_p^{n+1} = \mathbf{u}_p^n + \Delta t \, \frac{\sum \mathbf{F}_p}{m_p}, \qquad \mathbf{x}_p^{n+1} = \mathbf{x}_p^n + \Delta t \, \mathbf{u}_p^{n+1} \tag{29}$$

颗粒时间步长受气相时间步长以及基于局部网格尺度的颗粒库朗限制约束Δx,

$$\Delta t_p = \min\!\left(\Delta t_{\text{gas}},\, Co_{\max} \frac{\Delta x}{\|\mathbf{u}_p\|} \right), \qquad Co_{\max} = 0.1 \tag{30}$$

该限制使颗粒每步的对流距离不超过一个单元的一部分，并提高了强加速和接触区域的稳定性。

由于要解析从声源传播至观察者的声波波长，需要采用非常精细的网格、足够大的计算域以便在声学相关距离处容纳观察者，并进行足够长时间的模拟以使所有波前都能到达观察者，因此直接使用域内探针采样压力效率低下且代价高昂。于是，通常采用声学类比。福克斯·威廉姆斯–霍金斯（FW–H）声学类比 [2] 将可压缩纳维–斯托克斯方程改写为非齐次波动方程，其等效声源表示表面运动、非定常表面载荷和湍流四极子项，从而无需在流场网格上解析整个声场，即可根据近场CFD数据进行远场预测。为捕捉模拟中的声学噪声，采用了 libAcoustics [39, 40] 。完整的FH-W公式见A.3小节。

控制面上的压力数据以 $\Delta t = 2 \times 10^{-5}$s 进行采样，以提供足够的时间分辨率。采样间隔对应的采样频率为 $f_s = 1/\Delta t = 50$kHz，奈奎斯特频率为 $f_N = f_s/2$ =25 kHz。由于奈奎斯特频率高于关注的可听范围（0–20 kHz），因此采样率满足奈奎斯特采样定理要求且留有额外余量。这可以防止混叠，并准确呈现关注频带内的声学频谱。 [41]。

采用二阶隐式后向时间格式推进喷管流动，在解析宽频非定常性的同时保持稳定性。动量和能量的对流通量采用基于限制器的激波捕捉格式，以解析内部激波，同时避免过度的数值扩散，并在间断之外保持二阶精度 [42]。梯度采用高斯线性重构计算，并进行适度限制，以 U 抑制激波和强剪切附近的过冲。对于湍流输运，k 和 ω 采用有界迎风格式，专门用于保持数值稳定性和正性，因为这些标量在产生与耗散较强的区域高度敏感。重构原始变量时采用 van-Albada限制器，该限制器能够保留平滑的峰值和谷值，同时抑制激波附近的虚假振荡。 [43]。完整设置汇总于表11。

在数值计算方面，求解器采用 PIMPLE 算法 [44] ，设置两个外层校正器和两次压力校正。非正交校正限制为一次，压力限制因子 0.5 和 2.0 将压力更新限制在一定范围内，以防止可压缩系统中出现失控校正。PIMPLE 算法结合了 SIMPLE（压力耦合方程半隐式方法）和 PISO（压力隐式算子分裂法），以其在瞬态模拟中的稳健性和稳定性而闻名。所有线性系统均采用预条件双共轭梯度稳定法（PBiCGStab）求解，并使用对角不完全LU（DILU）进行预条件处理。压力的收敛容差为 10^{-12}，其余输运变量的收敛容差为 10^{-15}，同时设置最小迭代次数约束，以避免过早收敛。采用场欠松弛：鉴于压力的敏感性，对压力使用较低的松弛因子，而对其他方程使用略高的松弛因子，以维持稳定的耦合迭代 [46]。经过初步测试后，选择 $\Delta t = 10^{-8}$s 的时间步长，使库朗数保持在约 0.1。数值设置的完整汇总见表12。

模拟首先使用 ClassyBlock 生成网格，并根据目标几何和网格参数进行配置。为减小矩阵带宽，网格使用 Cuthill-McKee算法 [47] 重新编号，然后分解为 382 个分区。求解过程采用了修改后的求解器 sonicDPMFoam，它是支持离散颗粒追踪（DPM）的 sonicFoam 变体。为增强稳定性并避免初始压力/速度梯度过大，入口压力和温度在 t_{ramp}内从 $1\,bar$ 和 $400\,K$ 逐步升至运行条件。 $t = 2 \times 10^{-3}$s 时开始释放颗粒并通过声学类比进行声学采样，模拟在$t = 4 \times 10^{-3}$ s 时停止，获得了 2×10^{-3}s 的声学数据。

两个案例同时启动，以加快模拟进程：一个使用粗网格进行 URANS，另一个使用更精细的网格进行 DDES，因为网格划分过程只需要少量 CPU。URANS 网格划分完成后，SonicFOAM 立即以 $\Delta t = 10^{-7}$ s 为时间步长，对 0.008 秒的过程进行模拟。尽管库朗数约为 0.9，但由于湍流模型为 URANS 且网格较粗，模拟仍能收敛，并以该时间步长平稳运行。URANS 模拟完成后，将 URANS 单元值插值到更精细的网格上，并将

结果映射到 DDES 精细网格。随后对网格进行分解，并使用 k-ω SST URANS 模型，以 $\Delta t = 10^{-9}$ s 的时间步长运行 2000 次迭代，确保映射后的值在新网格中稳定下来。接下来，为确保库朗数约为 0.1，使用 $\Delta t = 10^{-8}$ s 启动采用 DDES 湍流模型的 sonicDPMFoam。涡旋形成后开始注入粒子，声学观测器也开始记录气动声学噪声。图7展示了各模拟案例的示意时间表及所执行命令的流程。

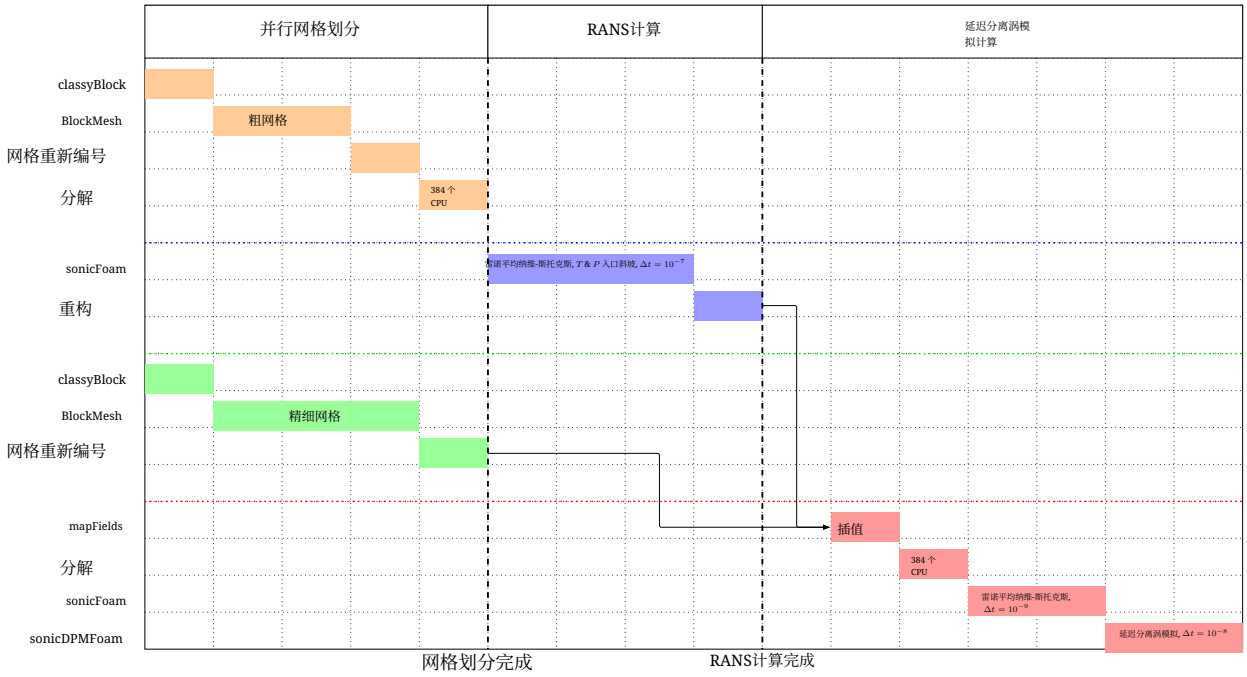


图7：计算流体力学模拟工作流程 - RANS 与 DDES 阶段

5 验证与确认

5.1 验证

为验证该模型，对图8所示的残差进行了监测，并确保所有流动变量的残差始终低于 10^{-2}。在第一阶段，温度和入口压力逐渐升高至预定运行条件，此时残差出现显著变化。经过这一初始阶段后，残差逐渐降低。在 0.0008 s 时，将 URANS 解映射到更精细的网格上；在解于新网格上趋于稳定的过程中，残差短暂升高。然而，经过数百次迭代后，残差迅速降低。约经过 2000 次迭代后，湍流模型由 URANS 更改为延迟分离涡模拟。完成转换后，残差呈现持续振荡，但始终远低于收敛阈值。

此外，由于喷嘴内的质量应当守恒，因此在入口、喉部和出口处设置了监测平面，用于获取速度和密度并计算质量通量。当流经这些平面的质量通量达到基本相同的值时释放粒子，这表明喷嘴已经通过启动阶段并达到伪稳态条件。压力波动的记录与粒子注入同时开始。此外，由于相当大一部分声学噪声产生于喷嘴壁附近，因此壁面附近具备足够的网格分辨率非常重要。所有工况均采用 0.001 毫米的首层网格尺寸，并且在所有时间步内，观测到的最大 y^+ 为 7。

图9展示了针对三种不同网格分辨率计算得出的喷嘴出口下游速度脉动能谱。数据采集自多个速度探针，这些探针按递增距离布置在喷嘴出口下游，如图5中的蓝点所示。能谱的计算方法见A.5小节

比较了三种不同的网格分辨率；网格配置的详细信息见表5。三种网格的能量谱均遵循惯性子区湍流中的 $-5/3$ 参考线特征，表明所有网格分辨率都能充分捕捉湍流级串。尽管总体趋势保持一致

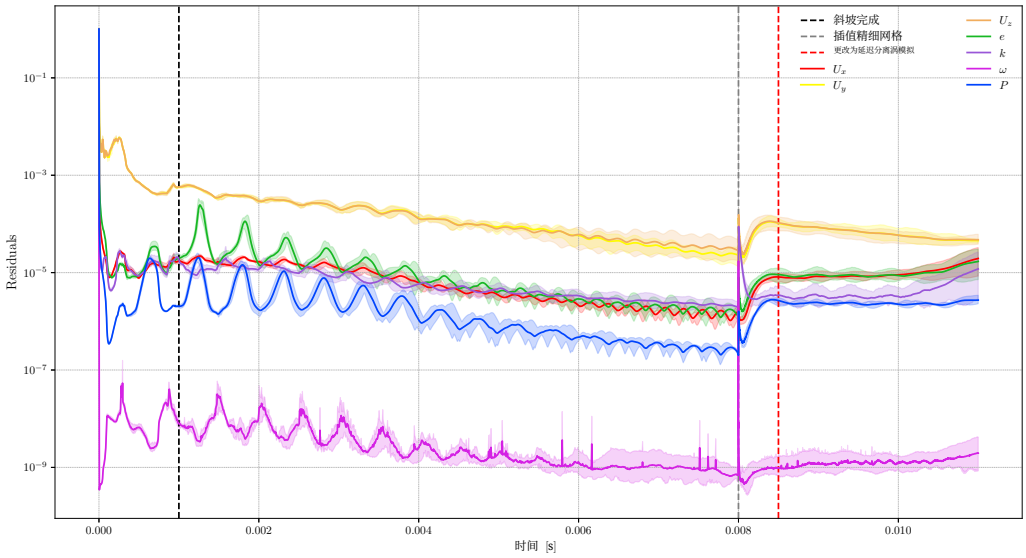


图8：模拟过程中方程残差的时间演化。

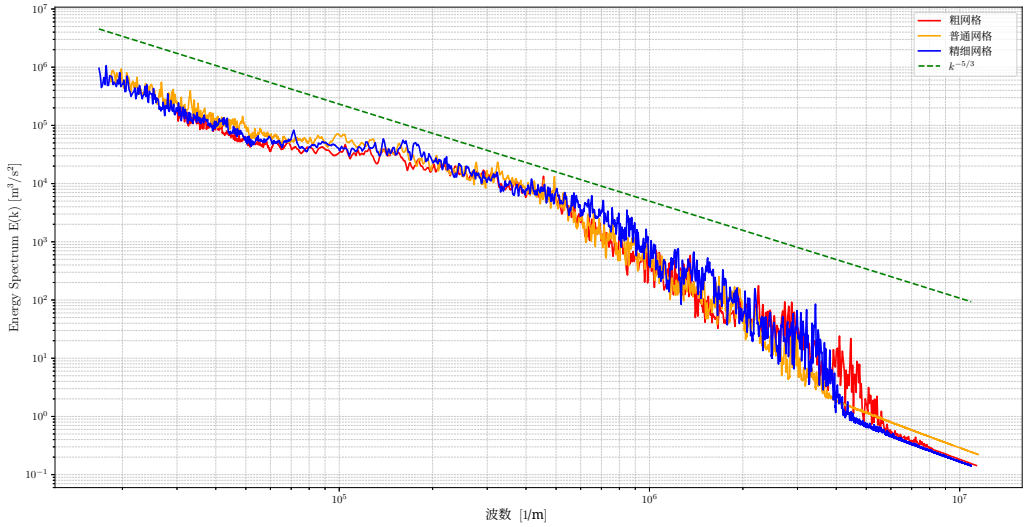
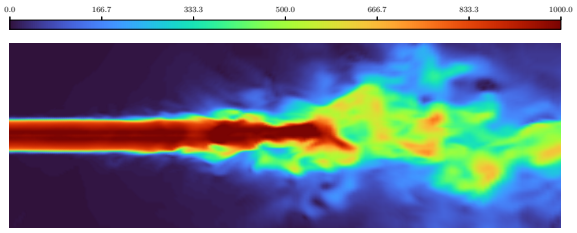


图9：能谱，显示喷嘴出口下游的速度脉动转换为波数与能谱的关系。

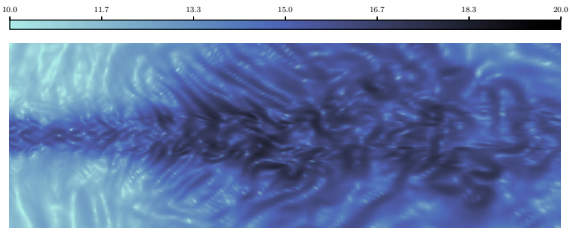
在不同网格层级之间，更精细的网格能够更准确地解析小尺度湍流结构。图10清楚地展示了这一点：随着网格分辨率提高，速度大小和压力梯度场呈现出逐渐精细的涡结构。

表5：网格分辨率比较

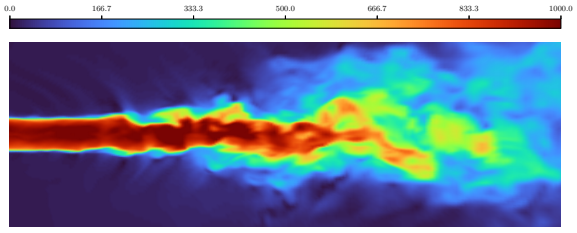
网格级别	单元数量	最小体积 [m^3]	最大体积 [m^3]
粗	9,229,340	5.38×10^{-16}	9.73×10^{-9}
正常	12,875,088	4.33×10^{-16}	7.00×10^{-9}
Fine	22,011,652	2.97×10^{-16}	4.09×10^{-9}



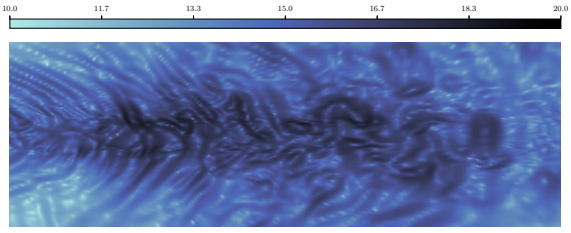
(a) 粗网格 - 速度大小



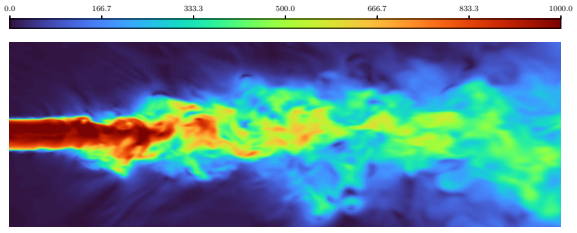
(b) 粗网格 - 压力梯度



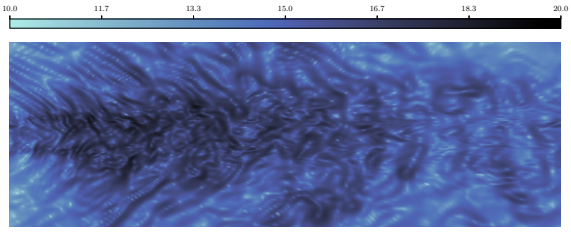
(c) 普通网格 - 速度大小



(d) 普通网格 - 压力梯度



(e) 精细网格 - 速度大小



(f) 精细网格 - 压力梯度

图10：时间 0.0015 s 时不同网格分辨率下速度大小和压力梯度的比较

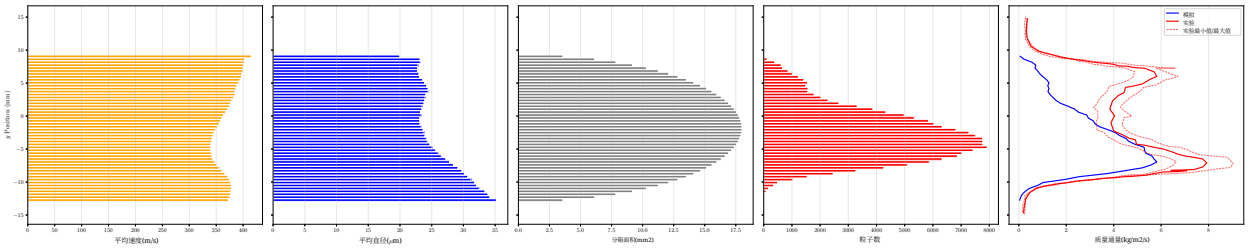


图11：DDES-拉格朗日模拟与实验阴影成像测量的喷嘴出口颗粒质量通量分布对比 [25, 24]。

5.2 颗粒分布验证

为验证拉格朗日粒子跟踪模型，研究采用表1第二列所示的配置进行了模拟，并分析喷嘴出口平面处计算得到的颗粒轨迹，将其与 Allofs 等人 [25, 24] 的实验阴影成像测量结果进行了比较。验证计算的详细内容见 A.6 小节。

如图11所示，平均轴向速度分布约为 250 至 400 m/s，并沿垂直方向呈现特征性变化。较大的颗粒倾向于集中在喷嘴出口的下部区域，且大多数区间的平均颗粒直径基本保持在 10–30 μm。颗粒计数分布呈现不对称性，喷嘴出口下半部的颗粒浓度较高。图11最右侧面板比较了估算的质量通量与实验数据，结果显示总体分布模式在定性上吻合。结果表明，模拟所选用的颗粒力足够合理，颗粒分布模型也得到了充分验证；不过，仍存在一些定量偏差，尤其是在峰值位置和幅值方面。

6 结果

图12展示了延迟分离涡模拟随时间的演变，并描绘了各离散时刻的颗粒位置。本节分析模拟结果。首先，考察欧拉流场数据，包括沿射流中心线的马赫数、速度和压力的空间分布，重点关注腔室温度和压力的影响。随后，识别并描述射流中的主要声源机制，并分析工作温度和压力对声场的影响。接着，研究颗粒分布特征。首先展示轴向中心线上的颗粒轨迹和速度，然后通过统计分析确定颗粒百分位数、相对于中心线的径向位移及相应速度分布之间的关系。随后，利用径向横截面分析垂直于射流轴线的平面上的颗粒弥散和速度。最后，使用二维直方图展示不同喷嘴出口距离处颗粒直径与速度之间的关系。

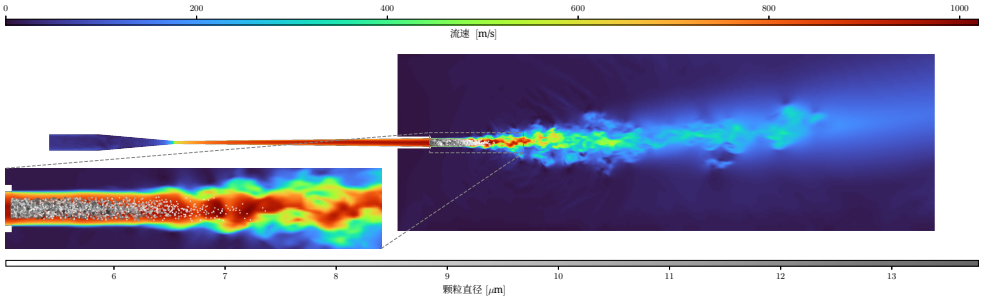
6.1 湍流模型的影响

图13比较了采用URANS和延迟分离涡模拟湍流建模技术模拟得到的流动特征，数值预测分别与图13a和图13b中的等熵解析关系进行了对比。URANS和延迟分离涡模拟均准确模拟了流体通过喷嘴收缩段和喉部时的流动加速，这一点可由该区域数值预测与理论等熵曲线的高度吻合得到证实。马赫数从上游腔室中接近零的数值逐渐增至喉部的1，这符合喷嘴内可压缩流动的预期。相应地，压力从腔室条件下降至喉部的临界压比。

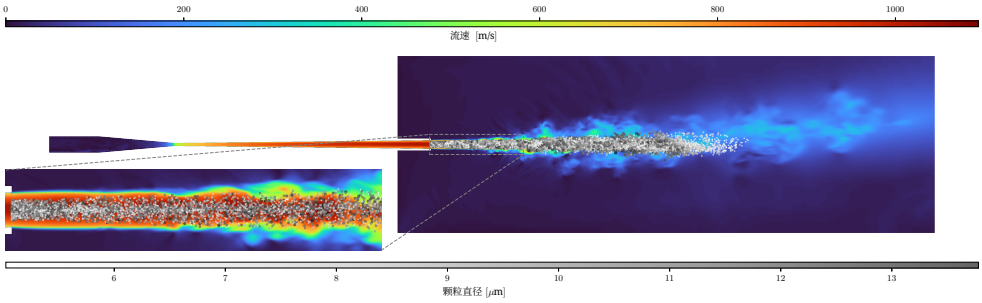
URANS模拟显示收敛段内压力略有升高，表现为压力轻微偏离等熵条件下单调下降的趋势。延迟分离涡模拟则未显示这种轻微的压力升高。

喉部下游的扩张段内，流动明显偏离等熵行为。URANS模拟预测喷嘴出口的马赫数约为3.0，而等熵解析解表明出口马赫数更高，约为3.7。延迟分离涡模拟的结果与之差异更为显著。扩张区内的马赫数变化趋势要不规则得多，呈现出波动，而非URANS所显示的平滑单调上升。延迟分离涡模拟的出口马赫数仅约为2.7，与等熵预测相比，偏差比URANS更大。延迟分离涡模拟得到较低出口马赫数，可能由多种因素造成，例如更真实地模拟了边界层中的湍流耗散、解析了扩张段内的非定常流动分离或激波-边界层相互作用、尺度解析方法捕捉到的三维效应，或延迟分离涡模拟的瞬时特性（此时流场随时间显著变化）。这种行为与高雷诺数下喷管流动的实验观测一致：即使运行条件名义上保持稳定，仍能测得明显的流动非定常性。URANS方法虽然捕捉到了一些非定常特征，但与延迟分离涡模拟相比，所得流动剖面更为平滑。

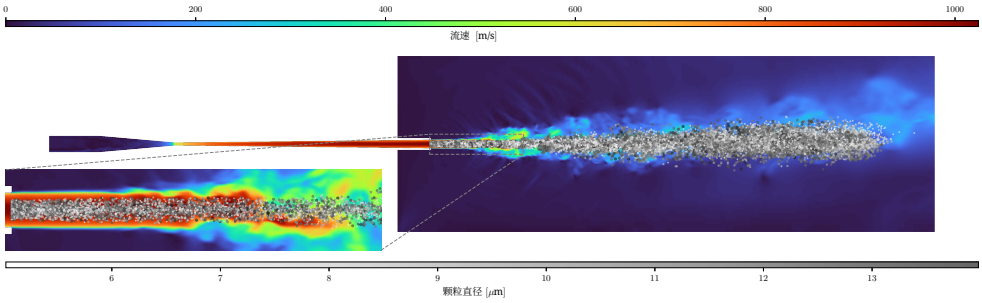
同时，静压预测值也显示出与等熵理论相应的偏差。两种湍流模型模拟出的压力均高于理论值，其中延迟分离涡模拟（DDES）显示出略高的压力，这与其较低的马赫数一致。



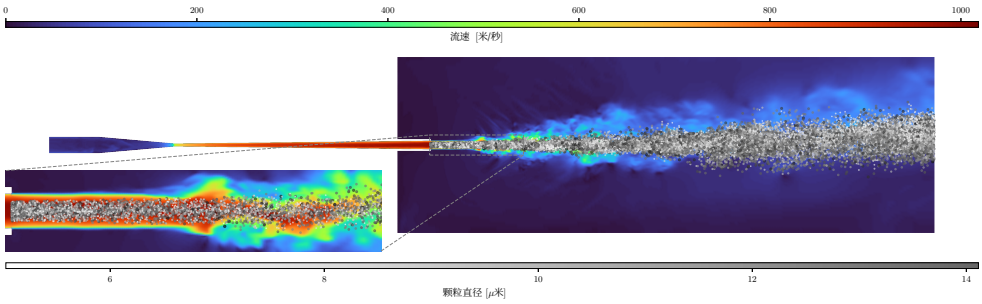
(a) t = 600 μs



(b) t = 900 μs

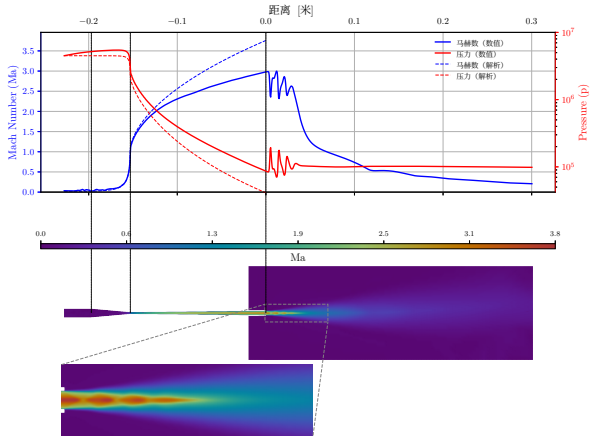


(c) 时间 = 1200 μs

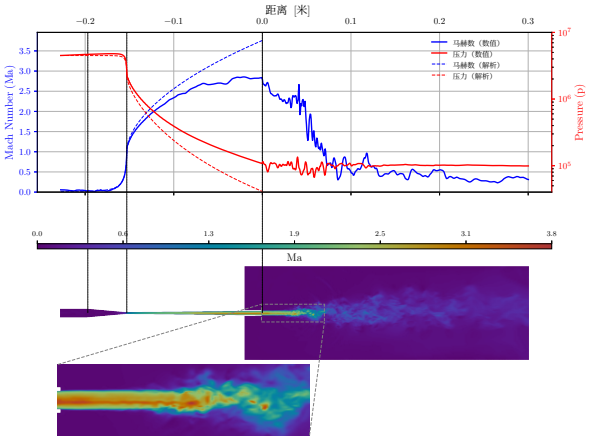


(d) 时间 = 1500 μs

图12：不同时间步下的速度大小和粒子延迟分离涡模拟



(a) URANS 模拟结果



(b) 延迟分离涡模拟结果

图13：URANS 与 DDES模拟中，喷嘴中心线上的马赫数和静压分布对比，以及相应的流场可视化。

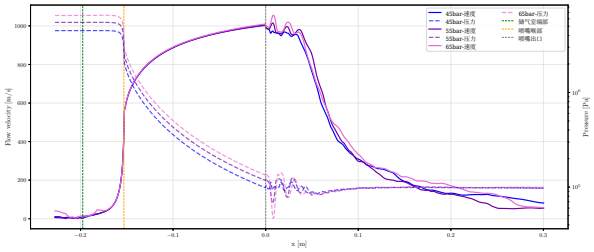
喷流离开喷嘴后，两种模拟的中心线马赫数和压力分布均呈现振荡特征，这是欠膨胀超声速射流中复杂激波胞结构的典型表现。这些振荡反映了射流通过一系列斜激波和膨胀扇，从喷嘴出口压力调整至环境大气条件时发生的周期性压缩与膨胀。压力分布最终在远场稳定于约 $101325\ Pa$ 的大气条件下，而随着射流与环境空气发生湍流混合并产生粘性耗散、动量逐渐损失，马赫数也逐渐衰减至零。DDES 模拟在下游区域的马赫数和压力中呈现出更频繁、更剧烈的振荡。这些快速波动反映了瞬时湍流结构、非定常激波运动以及激波-涡相互作用。

相比之下，URANS 模拟在喷嘴出口紧下游处表现出更大的振幅波动，这对应于初始菱形激波胞所在区域，也是流动调整最为显著的区域。前两到三个激波胞在马赫数和压力分布中均呈现出清晰的峰谷，其中第一个峰值达到整个流场中的最高马赫数，约为 3.0。然而，随后这些振荡衰减得更快，使下游剖面更加平滑。向下游约 10 至 15 厘米处，URANS 的预测显示振荡行为减弱，并逐渐趋于向环境条件单调衰减。这种阻尼是因为 URANS 模型采用了较高的湍流粘度，与 DDES 相比，这会加快有序流动结构的耗散。

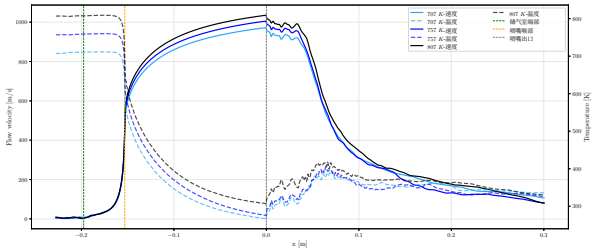
在 URANS 模拟中，喷嘴出口处立即形成明显的菱形激波图案，在马赫数场中表现为交替出现的压缩区和膨胀区。高速核心区域随着下游距离增加而迅速收缩。向下游约 5 至 8 厘米处，射流横截面已演变为狭窄的三角形轮廓，表明径向扩展和动量扩散都十分剧烈。DDES 模拟呈现出截然不同的流动拓扑。离开出口后数厘米内，射流结构仍保持连贯且轮廓清晰，高速核心区维持着更接近圆柱形的形状，而非 URANS 所呈现的三角形轮廓。最值得注意的是，与 URANS 的预测相比，湍流混合似乎有所延迟。向下游超过约 8 至 10 厘米后，DDES 流场显现出大尺度湍流结构的明显迹象。马赫数场中出现小尺度图案和异常，尤其是在射流边缘处，这表明有瞬时涡结构从剪切层脱落。

6.2 速度和压力分布对比

图14比较了不同腔室压力和气体温度条件下，延迟分离涡模拟得到的时间平均中心线流动参数。图14a比较了恒温（T = 757 K）下三种腔室压力（45、55 和 65 巴）对应的时间平均速度和压力分布。三种压力工况下，喷嘴内的平均速度分布几乎完全相同，表明速度发展主要由喷嘴几何形状和气体性质决定，而非腔室压力。这一现象符合可压缩流动理论：收敛-扩张喷管中的马赫数分布主要取决于面积比。



(a) 不同腔室压力下的速度和压力分布
(T = 757开尔文)



(b) 不同气体温度下的速度和温度分布
(p = 45 巴)

图1：不同运行条件下延迟分离涡模拟所得时间平均中心线流动特性对比，展示从喷嘴喉部到远场区域沿轴向的速度、压力和温度分布。

然而，喷嘴出口之后出现了显著差异。超声速射流区域内平均速度脉动的幅度随腔室压力成比例增大。较高的腔室压力会产生更强的激波胞和更剧烈的湍流混合，表现为时间平均速度分布的变化幅度更大。此外，腔室压力越高，高速核心区域向下游延伸得越远。具体而言，65 bar工况下的峰值速度能够在更长的轴向距离内保持，相较于 45 和 55 bar工况，其平均动量耗散更少，射流扩散也有所延迟。

图14b展示了腔室压力恒定（p = 45 巴）时三种气体温度（707、757和807 K）下的时间平均速度和温度分布。在喷嘴收缩段，无论温度如何，均值速度剖面几乎完全相同，因为流动仍处于亚声速状态，温度差异对加速过程的影响很小。然而，在扩张段中开始出现显著差异，并且在喷嘴出口处最为明显。

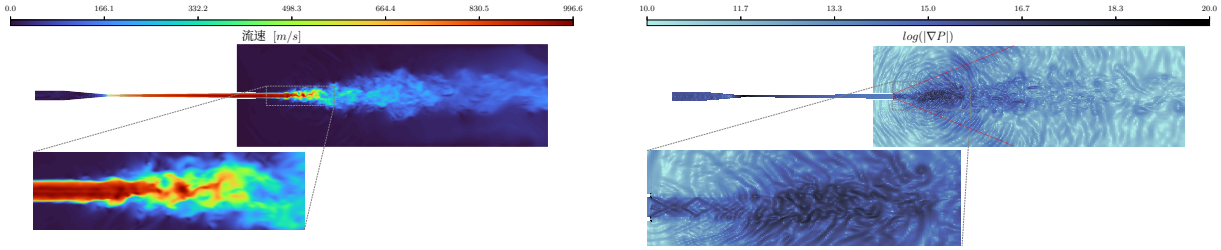
在喷嘴出口处，不同温度工况之间的速度差异约为 $100 m/s$。最高温度工况（807 K）的平均出口速度接近 $1000 m/s$，而最低温度工况（{v4）约为 $900 m/s$。温度相关的速度变化源于气体温度与声速之间的关系。温度升高时，声速也会增大（a = $\sqrt{\gamma RT}$）。对于给定的马赫数，这会使气体绝对速度提高，进而因气动阻力而使颗粒速度提高。
不同温度工况下，下游平均速度衰减特性也存在显著差异。与较低温度工况相比，807 K 工况的速度下降更为缓慢，且在更长距离内保持较高速度。这种高速度区域的延伸表明，较高的气体温度有助于更好地保持射流的平均动量，这可能是由于湍流混合速率和黏性效应发生了变化。相反，707 K 工况的平均速度衰减更为陡峭，表明湍流混合增强或黏性损失会加快动量耗散。

这些结果表明，腔室压力和气体温度通过不同机制影响平均流场特性。压力变化主要影响出口后的射流特性——平均激波强度、平均湍流强度和潜在核心长度——而不会显著改变喷嘴内速度发展。相比之下，温度变化会直接影响可达到的平均颗粒速度，因为它会改变声速，进而影响绝对出口速度。

对于冷喷涂优化而言，这表明温度是控制平均颗粒撞击速度的更有效参数，而调节压力则可用于调整平均射流结构以及高速度区域的空间范围。选择适用于特定涂层应用的最佳运行条件时，必须考虑最大平均速度（较高温度更有利）与空间均匀性（可能受压力驱动湍流影响）之间的权衡。

6.3 声波传播

图15展示了延迟分离涡模拟在 $t = 3500\ \mu s$ 时的流速和压力波快照。在喷嘴内部，气体通过收敛-扩张几何结构加速时，压力平稳变化。然而，压力变化最大的位置在喷嘴出口后几厘米处，高速射流在那里与周围空气剧烈混合。冷喷涂系统的大部分噪声都产生于这一湍流混合区。



(a) 流速场 (b) 压力梯度模

图15： $t = 0.0035\ s$ 时延迟分离涡模拟得到的流速与压力梯度可视化。

如图15b所示，当湍流结构与激波相撞时，会产生向外辐射的强压力波。

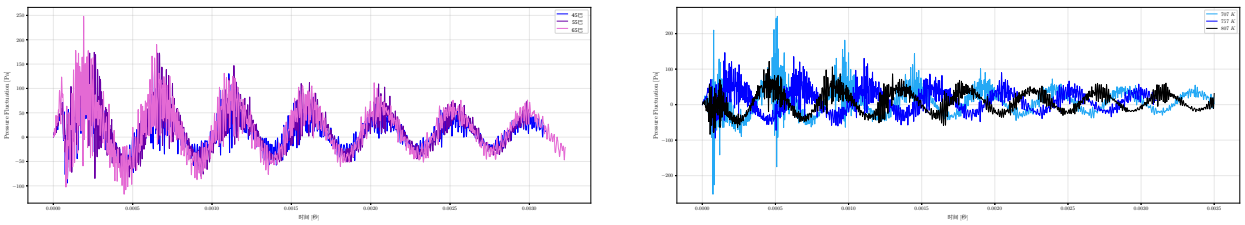
压力波图像采用对数刻度，以便同时显示强波和弱波。一个有趣的特征是，向前传播（沿射流方向）的波比向后传播的波强得多。这是因为噪声源随高速射流运动，从而产生多普勒效应。两条显著的对角线波以对称角度从喷嘴出口发出，代表了超音速射流的特征波型。这些对角线波的边界已用以下方程计算：

$$\alpha = \sin^{-1}\left(\frac{1}{Ma}\right) \tag{31}$$

其中， α 是马赫角， Ma 是出口处的马赫数。对于本例，出口马赫数约为 2.7，马赫角为 $\alpha = 21.7°$。

查看图15a中的速度场可以发现，在下游相当远处，热气体开始向上弯曲，而不是继续沿直线运动。这种向上弯曲是因为热气体比冷空气轻，因此自然会上升，就像加热器散出的热空气一样。在喷嘴出口附近，射流的动量足够强，能够使气流保持直线向前运动。但随着射流因摩擦以及与环境空气混合而减速，向上的浮力变得更加显著，从而使受热气体逐渐向上漂移。

6.4 观察者记录的声学



(a) 压力变化（T = 757开尔文） (b) 温度变化（p = 45 巴）

图16：不同运行条件下声学观察者位置捕获的压力波动。

图16展示了使用 Ffowcs Williams-Hawkings（FW-H）声学类比，在图5所示的“麦克风1”处的声学观察者位置捕获的压力波动的时间演化。图16a显示了恒温（T = 757 K）条件下，三种腔室压力（45、55 和 65 巴）对应的压力波动。结果表明，腔室压力的变化不会显著影响声信号的相位特性或振幅的整体包络。然而，随着腔室压力升高，波动的振幅和尖锐程度均增强。该行为通过均方根（RMS）压力进行量化，其定义为：

$$P_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} P_i'^2} \tag{32}$$

表6：不同冷喷涂运行条件下实验、解析和数值预测的声学指标比较

P [巴]	T [开尔文]	P_{rms} [Pa]				总声压级 [分贝]			
		Exp.	Num.	原始解析	校准解析	Exp.	Num.	原始解析	校准解析
压力变化（T = *757* 开尔文）									
45	757	34.60	34.30	73.88	36.73	124.76	124.69	131.35	125.28
55	757	52.97	43.78	81.66	55.06	128.46	126.80	132.22	128.80
65	757	81.10	51.17	88.72	74.83	132.16	128.16	132.94	131.46
温度变化（P = *45*巴）									
45	707	31.44	41.43	72.53	33.90	123.93	126.33	131.19	124.58
45	757	33.31	34.30	73.80	36.55	124.43	124.69	131.34	125.24
45	807	35.28	31.21	75.00	39.14	124.93	123.86	131.48	125.83

其中， P_i' 表示时间步长 i处的瞬时压力波动， N 为样本总数。相应的总声压级（OASPL）计算如下：

$$\text{OASPL} = 20 \log_{10} \left(\frac{P_{\text{rms}}}{P_{\text{ref}}} \right) \tag{33}$$

其中， $P_{\text{ref}} = 20\ \mu\text{Pa}$ 是空气中的参考压力。表6总结了不同运行条件下声学指标的定量比较。

图16b展示了恒定燃烧室压力（p = 45 bar）下，温度变化（707、757 和 807 K）所引起的声学响应。温度的影响比压力的影响更显著。尽管在大部分时间内，所有三种情况的压力波动均保持在约 -100 Pa 至 $+100$ Pa 之间，但不同温度条件下可观察到明显的相位偏移。三种温度情况下的 P_{rms} 值相对相近，表明温度主要影响声场的时间特性，而非其总体能量含量。

一个重要的观察结果是，较低温度下偶尔会出现高振幅波动。对于 707 K情况，峰值波动约为 $\pm$200 Pa，而 757 K 情况下的峰值约为 $\pm$150 Pa。相比之下，807 K 情况下的波动更加受限，记录到的所有压力偏差均处于 $\pm$100Pa 范围内。这表明较高的气体温度有助于形成更稳定的声学行为，可能是因为湍流混合增强，且驱动声辐射的大尺度涡结构的相干性减弱。
如表 6 所示，与原始解析模型相比，数值模拟与实验数据的吻合度显著更高。然而，校准解析模型与实验测量结果最为吻合。需要注意的是，校准模型的可靠性有限，因为它是基于小规模数据集调优的，可能无法很好地推广到校准范围之外的所有运行条件。对于 $T = 757\ K$ 下的压力变化，数值模型在较低压力下吻合度极佳（45 巴： $P_{\text{rms}} = 34.30$帕斯卡，而实验值为 34.60 帕斯卡，误差为 0.9%），但在较高压力下逐渐低估（65 巴：51.17 帕斯卡，而实验值为 81.10 帕斯卡，误差为 36.9%）。相比之下，校准解析模型在整个压力范围内均保持高度吻合，误差在 6–8% 以内。对于 $P = 45$ 巴下的温度变化，数值模型的偏差较大：在 707 K 时高估 P_{rms} 32%，在 807 K 时低估 12%；而校准解析模型表现最佳，误差在 8% 以内。总体而言，计算流体力学模拟无需校准即可提供合理的预测，但校准解析模型的准确性更高，不过其适用性仍受用于模型调优的校准数据集规模有限这一因素的制约。

6.5 轴向粒子分布

图17给出了全面的拉格朗日颗粒追踪分析，展示了注入超音速气体射流的冷喷涂颗粒的轨迹、径向弥散和速度演化。图17的上方面板显示了按速度大小着色的单条颗粒轨迹。在注入下游最初5 cm范围内，粒子沿几乎笔直的轨迹运动，并与射流中心线紧密对齐。这一行为反映了近场区域高速气体核心所赋予的强轴向动量，其中阻力使粒子迅速加速

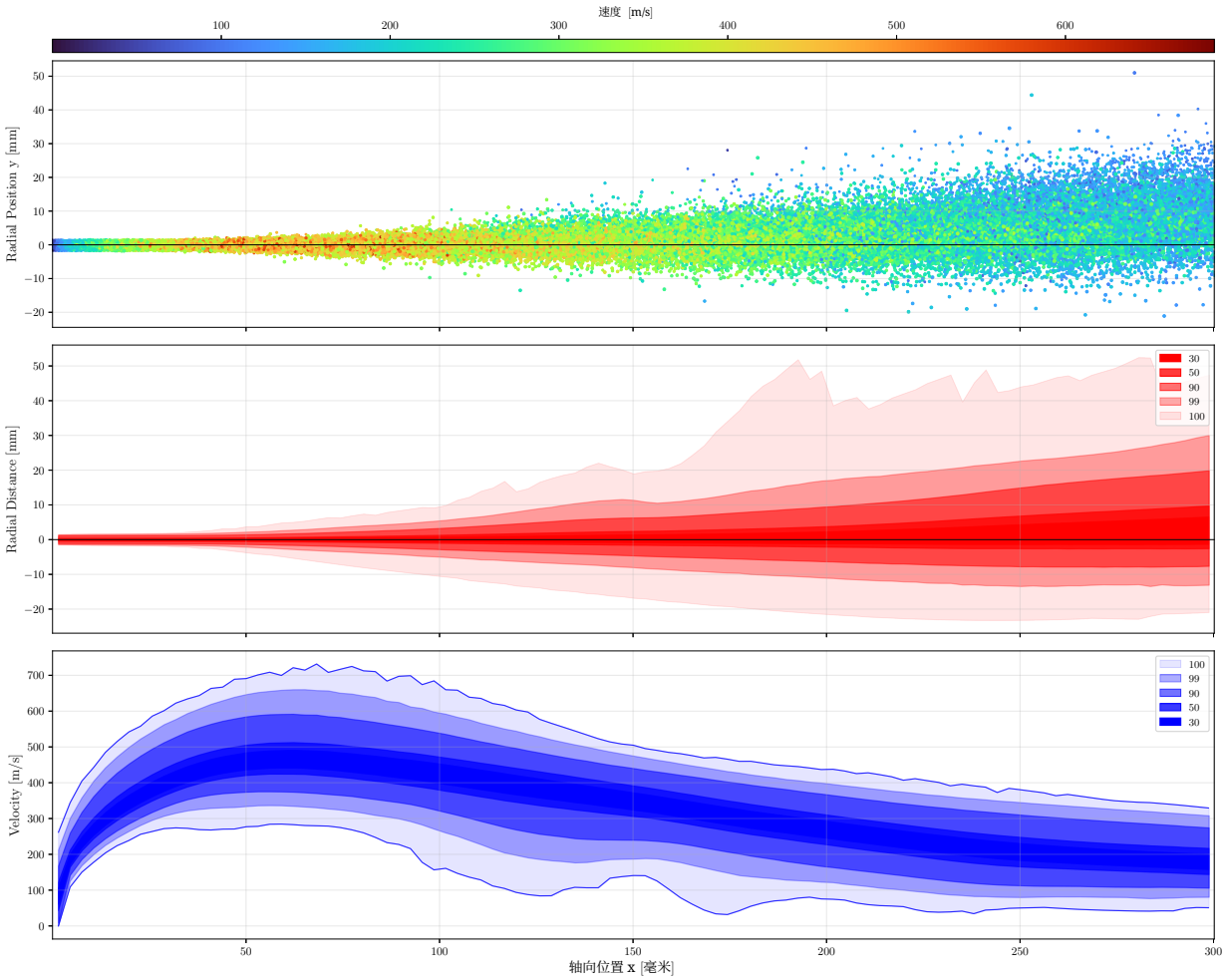


图17：拉格朗日颗粒追踪分析显示（上）按瞬时速度着色的单个颗粒轨迹，（中）偏离中心线的径向偏差统计分布及百分位带，以及（下）沿轴向的颗粒速度演化。结果在$p = 45$ 巴、$T = 757$ 开尔文运行条件下获得。

而径向速度分量仍然可以忽略。粒子在大约同一轴向距离（约5 cm）处达到其最大速度，该区域高速度颜色的集中分布表明了这一点。

在离靶距离超过5 cm后，颗粒轨迹开始偏离轴向，随着粒子向下游运动，径向弥散逐渐增大。这种轨迹扩散源于多种物理机制，例如气相中的湍流速度脉动向粒子传递横向动量、轴向射流速度减弱从而降低轴向阻力的稳定作用，以及高颗粒浓度区域中的颗粒间相互作用。速度的逐步下降反映了气体射流通过与环境空气的湍流混合而损失动量时粒子的减速。

图17中间的面板对粒子相对于中心线的径向偏差进行了统计呈现，阴影带表示各百分位分布（50%、90%、95%和99%）。在30厘米离靶距离内，约50%的粒子偏离中心线的距离小于10毫米，这表明半数颗粒群仍紧密聚集在射流轴线附近。约90%的粒子保持在20毫米的径向范围内，这实际上界定了大多数实际冷喷涂应用中的喷雾直径。少数粒子（约1%）呈现异常轨迹，在飞行20厘米后偏差可达50毫米。

随着轴向距离的增加，百分位带逐渐扩宽，量化了颗粒云的逐步扩散。相对较窄的 50% 百分位带表明，核心颗粒群在所分析的计算域内始终保持良好的准直性。然而，明显更宽的外侧百分位带揭示出，少量

粒子会发生显著的径向位移，这可能是由于粒子被注入射流边缘的湍流剪切层，或与流场中的大尺度涡结构发生相互作用所致。
偏离超过 50 毫米的离群颗粒约占总颗粒数的 1%，值得特别关注。这些颗粒可能是在不利的径向位置注入的，遭遇了强烈的湍流涡旋，或经历了颗粒间碰撞，导致其轨迹发生偏转。尽管这类离群颗粒在统计上较为罕见，但在工业应用中仍可能影响涂层均匀性，尤其是在喷涂距离较长时，其径向偏差最为明显。

图17下图展示了颗粒速度分布随轴向位置的变化，颜色深浅表示每种速度—位置组合下的粒子密度。速度演化呈现出几个明显阶段：在加速阶段（0–5 cm），颗粒从接近零的注入速度迅速加速，最大速度接近 600–700 m/s。这是因为颗粒在高速气体射流中受到强烈阻力的作用。在这一区域，颗粒速度几乎随轴向距离单调增加，并在约 5 cm 的喷涂距离处达到最大速度。

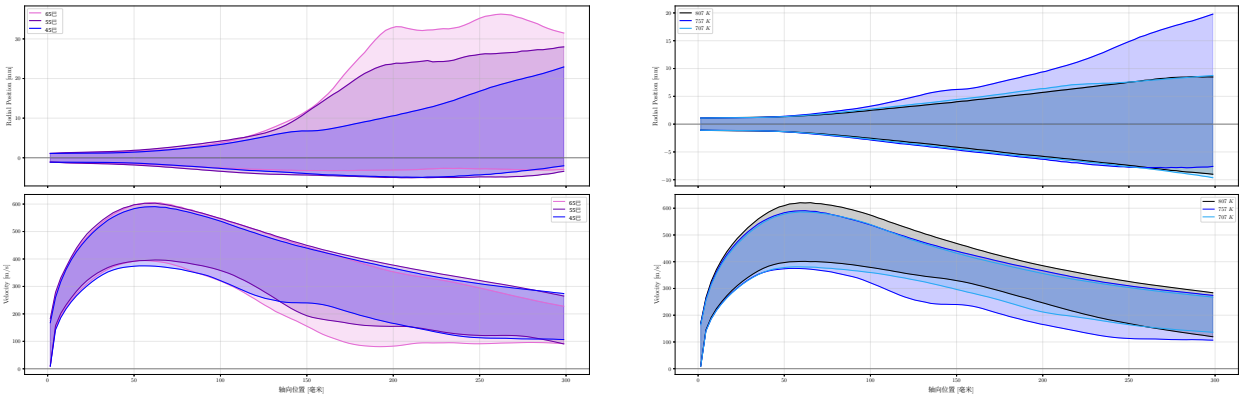
在最大速度区域（5厘米），速度场在距离靶面约5厘米处呈现出一条峰值速度集中的带状区域，大多数粒子都达到稳定一致的最大速度。这种峰值速度的均匀性反映了射流势核区相对均匀的流动条件，在该区域内，粒子经历相似的阻力和加速历程。

越过峰值速度区域后，随着气体射流因湍流混合和动量耗散而速度下降，粒子逐渐减速。速度下降比初始加速过程更为缓慢，并且出现了显著的速度离散，分布带变宽便证明了这一点。这种离散是由于粒子在扩张射流内部不同径向位置处经历的局部气体速度各异所致：中心线上的粒子在较长时间内保持较高速度，而射流外围的粒子则减速得更快。
径向偏差统计可直接反映对涂层均匀性的预期。50%的径向偏差包络（30厘米处为±10毫米）界定了主要涂层覆盖范围，而90%的包络（±20 毫米）涵盖了有效喷涂模式。

沉积效率方面的考虑有利于在近场区域内运行。在5–10厘米区域达到最大速度的粒子最有可能超过成功结合所需的临界速度。该区域之外的速度衰减表明，在较大的喷涂距离下，沉积效率可能会降低，尤其是对于临界速度较高的材料。

具有异常轨迹的粒子占比虽小（1%），却给工艺一致性带来了挑战。这些离群颗粒可能无法到达基体，或以不利角度撞击基体，从而降低沉积效率，并可能造成表面缺陷。

6.6 喷嘴腔室条件对粒子分布的影响



(a) 不同腔室压力下的粒子（T = 757 开尔文）　(b) 不同气体温度下的粒子（p = 45 巴）

图18：不同运行条件下径向位置和速度的颗粒百分位分布。阴影区域表示粒子行为的统计离散范围。

表 7：恒温（$T = 757$ 开尔文）条件下，不同腔室压力和喷涂距离在不同百分位数处的颗粒分布直径（毫米）

压力	100 毫米				150 毫米				200 毫米			
（巴）	50%	70%	90%	99%	50%	70%	90%	99%	50%	70%	90%	99%
45	4.3	5.7	7.9	11.2	7.8	10.3	14.3	20.2	11.4	15.0	20.7	29.3
55	5.5	7.3	10.1	14.3	11.7	15.4	21.3	30.2	20.6	27.1	37.5	53.1
65	4.5	6.0	8.3	11.7	10.8	14.3	19.8	28.0	26.0	34.2	47.3	66.9

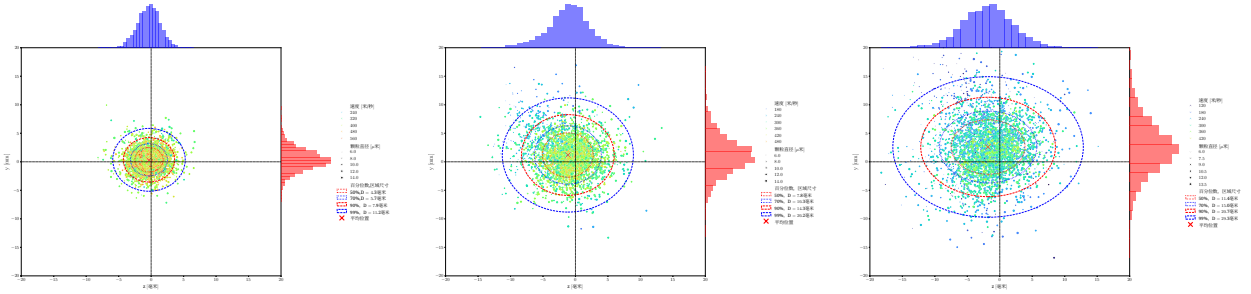
图 18a 展示了不同腔室压力下，沿轴向中心线的颗粒分布及各百分位带的变化。就径向位置而言，所有工况在喷嘴出口下游 10 厘米以内的表现完全相同。超过这一位置后，随着腔室压力升高，较高百分位对应的径向位置明显分化。在离靶距离为 30 厘米处，65 bar工况的径向分布宽度约为 30 毫米，而 45 巴工况的分布宽度仅为 20 毫米。值得注意的是，在轴向计算域的大部分范围内，三种压力工况下较低百分位带基本完全重合，这表明无论腔室压力如何，核心颗粒群都沿着固定的径向轨迹运动。对于颗粒速度分布，三种工况在喷嘴出口下游约 60 毫米以内的变化趋势相似，在此处达到相近的峰值速度，且较高和较低百分位带彼此对齐。此后，与较低压力工况相比，较高压力工况的速度衰减更快。尤为显著的是，在轴向距离 12 至 23 厘米范围内，65 巴工况的较高与较低速度百分位之间的间距明显大于其他工况，表明颗粒场内的速度离散程度有所增加。在计算域的大部分范围内，所有腔室压力下的速度上限都相对一致。然而，在最后一段（25–30 厘米），65 巴工况的速度下降更为明显；在其上百分位边界处，粒子离开计算域时的速度比另外两种较低压力工况慢约 30–40 米/秒。对不同腔室压力的比较表明，腔室压力升高会导致颗粒分布范围更宽，并使颗粒在距离喷嘴出口较远处的速度衰减更快。

对于图18b所示的温度变化，可以观察到，707 K 和 807 K 工况的颗粒径向分布几乎相同。757K 工况与另外两个温度工况存在显著差异，尤其是在最高百分位带中。不同腔室温度下的颗粒速度分布变化则更加明显。最高温度工况（807 K）的上界在所有轴向位置始终高于另外两个工况。在速度峰值区域，807 K 工况的上百分位带比其他温度工况高约 50 m/s。此外，807 K 工况的上、下速度带之间的区域明显小于 757 K 和 707 K 工况。807 K 工况的下界在整个计算域内基本高于 757 K 和 707 K 工况。总的来说，腔室温度升高对沿轴向的径向颗粒分布影响较小，但会显著影响颗粒速度。温度升高会提高速度上界，并缩小上下百分位带之间的差距，表明沉积过程中颗粒速度分布更加均匀。

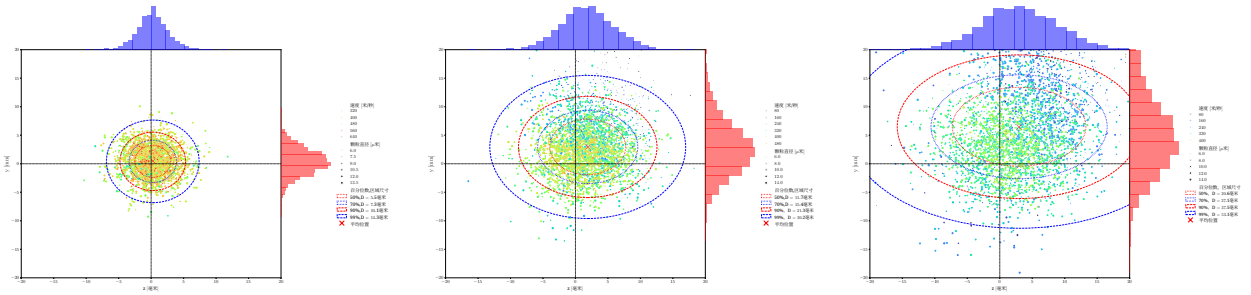
腔室压力和温度的参数分析揭示了它们对粒子行为的不同影响。提高腔室压力主要会使粒子沿径向扩散得更远，并使远离喷嘴出口区域的粒子速度范围更广。相比之下，提高腔室温度主要会提升颗粒速度，对粒子的径向扩散距离影响甚微。这两个参数的作用方向相反：较高的压力会使颗粒速度的变化更大（速度分布更宽），而较高的温度则会使颗粒速度更加均匀（速度分布更窄）。造成这种差异的原因是，压力变化会加剧湍流混合，增大粒子与气体之间的速度差；而温度变化则会提供更多能量，使所有粒子加速得更加均匀。实际而言，在热喷涂沉积过程中，腔室压力是控制粒子空间分布位置的关键参数，而温度则更适合控制粒子的运动速度，并确保它们以相近的速度运动。

6.7 喷涂距离对粒子分布的影响

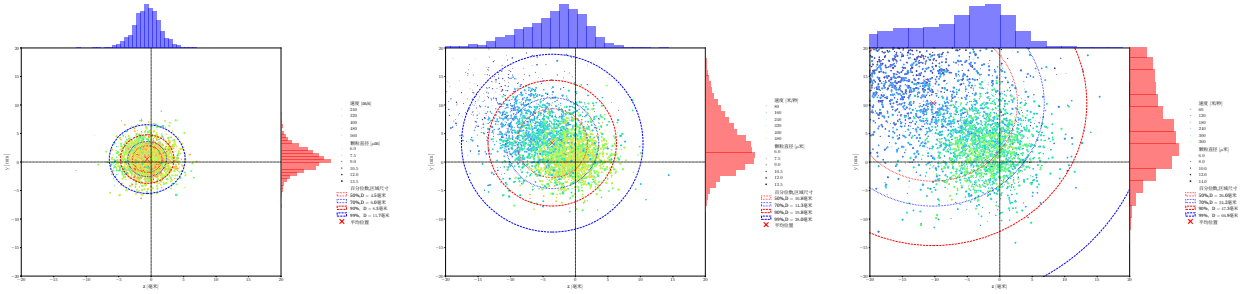
图 19 展示了图17所示颗粒分布的横截面视图。在恒定温度（$T = 757$ 开尔文）下，针对 45 巴、55 巴和 65 巴腔室压力，分别在三个喷涂距离（100 毫米、150 毫米和 200 毫米）处对颗粒空间分布进行可视化。每个面板均显示垂直于射流轴线的横截面上的颗粒位置，颜色表示颗粒速度大小。顶部和右侧边缘的边缘直方图分别展示颗粒沿垂直轴和水平轴的投影分布。同心圆表示距中心线的径向距离。



（a）45 巴，100 毫米 (b) 45 巴，150 毫米 (c) 45 巴，200 毫米



(d) 55 巴，100 毫米 (e) 55 巴，150 毫米 (f) 55 巴，200 毫米

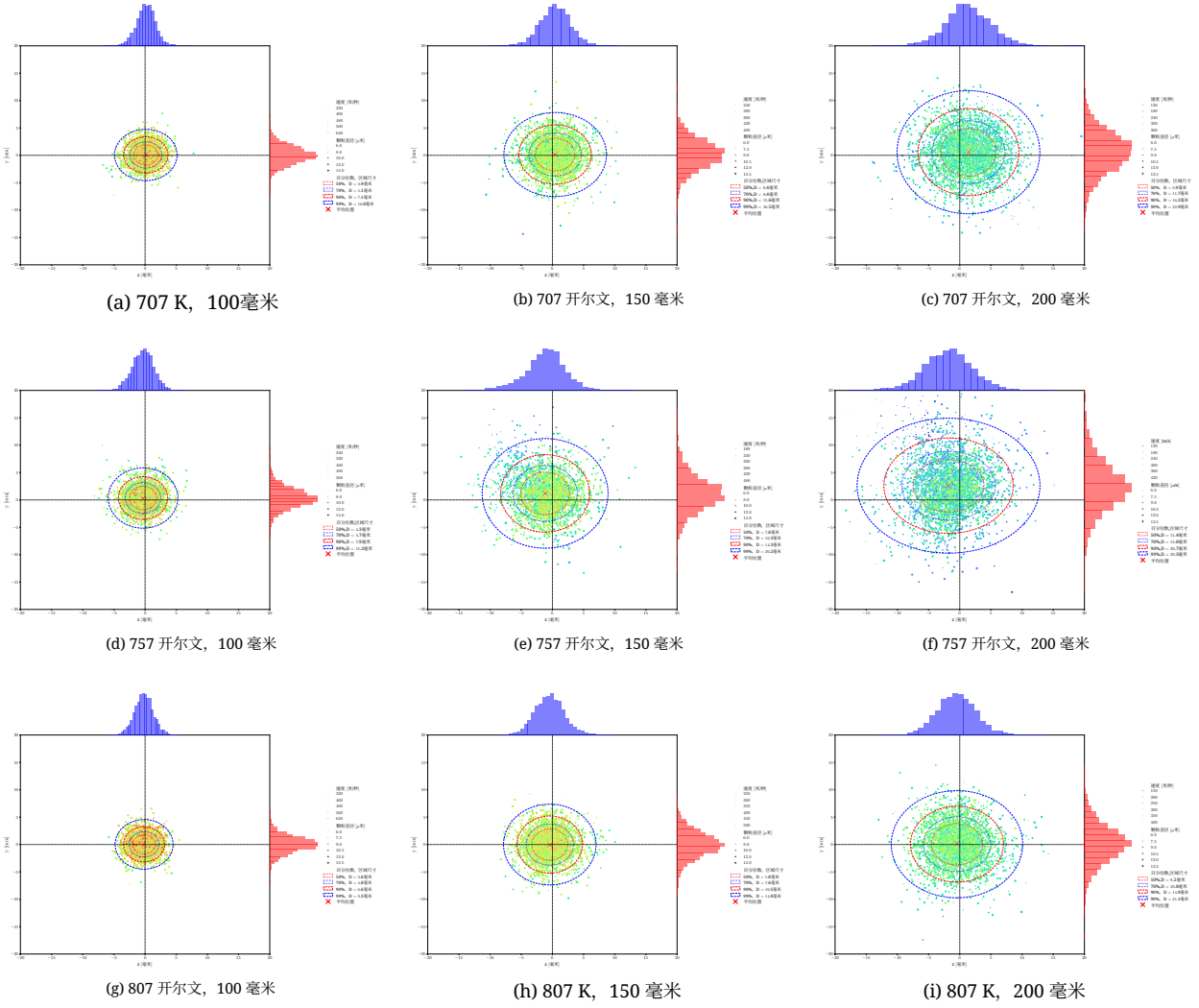


(g) 65 巴，100 毫米 (h) 65 巴，150 毫米 (i) 65 巴，200 毫米

图 19：恒温 T = 757开尔文下，腔室压力为 45、55 和 65巴时，三个喷涂距离（100、150、200 毫米）下的颗粒空间分布。

图中还对表示不同百分位数颗粒所经过区域的圆进行了可视化，并在表 7 中列出了相应直径。此外，还标出了通过各横截面的所有颗粒的中心。可以观察到，随着喷涂距离增加，颗粒中心向 y 正方向偏移。值得注意的是，模型中的重力方向为 y 负方向；如前文所示，与周围环境空气相比，热气体射流密度较低，因此会向 y 正方向偏转。对于 z 轴，未发现明显规律：在两种情况下，大多数颗粒偏向左侧，而在一种情况下则偏向右侧。从该可视化结果中还可以明显看出，靠近中心线的颗粒速度较高，这是因为它们与来自喷嘴的高速射流相互作用更强；远离中心线的颗粒则随着离开中心射流区域而速度降低。另一个观察结果是，随着腔室压力升高，通过表面的颗粒质心趋于进一步远离中心线。在 200 毫米处，与 45 bar工况相比，65 bar工况的速度场更加弥散，高速核心区与低速外围区之间的过渡区更宽；而 45 bar工况则保持着更明显的速度梯度。这一观察结果与图 18a 中讨论的高、低速度百分位数之间差距增大的现象相吻合，证实压力升高会加剧颗粒群内部的速度分层。

图20展示了不同腔室温度下的相同行为。首先值得注意的是，与压力升高相比，温度升高并不会使粒子群的中心远离中心线。由于大多数粒子仍紧密集中在中心线附近的核心射流区域内，粒子速度通常更高且更加均匀。这些结果证实了图18b中所示的速度带



(a) 707 K，100毫米 (b) 707 开尔文，150 毫米 (c) 707 开尔文，200 毫米

(d) 757 开尔文，100 毫米 (e) 757 开尔文，150 毫米 (f) 757 开尔文，200 毫米

(g) 807 开尔文，100 毫米 (h) 807 K，150 毫米 (i) 807 K，200 毫米

图20：腔室压力 p = 45 巴恒定时，气体温度为 707、757 和 807 K 下三个喷涂距离（100、150、200 毫米）处的颗粒空间分布。

表8：压力恒定（$p = 45$巴）时，不同腔室温度和喷涂距离下各百分位数对应的颗粒分布直径（毫米）

温度	100 毫米				150 毫米				200 毫米			
(K)	50%	70%	90%	99%	50%	70%	90%	99%	50%	70%	90%	99%
707	3.9	5.1	7.1	10.0	6.4	8.4	11.6	16.5	8.9	11.7	16.2	22.9
757	4.3	5.7	7.9	11.2	7.8	10.3	14.3	20.2	11.4	15.0	20.7	29.3
807	3.6	4.8	6.6	9.3	5.8	7.6	10.5	14.8	8.2	10.8	14.9	21.1

。表8中列出的值表明，与压力升高不同，温度升高使粒子的百分位数分布扩大的程度要小得多。

考察全部三个喷涂距离上的百分位直径，温度工况下颗粒扩散的变化显著更小。在离靶距离为200 毫米时，第99百分位直径范围为21.1毫米（807 K）至29.3毫米（757 K），跨度仅为8.2毫米，而压力变化所报告的扩散跨度为37.6毫米（29.3毫米至66.9毫米）。值得注意的是，最高温度（807 K）在所有离靶长度上始终呈现最紧凑的颗粒分布，且在每个测量位置的百分位直径均为最小。这一结果表明，更高的热能改善了颗粒加速以及与气相的动量耦合，

使粒子更牢固地束缚在核心射流方向上，而不是增大径向弥散。图20中的边缘直方图进一步支持了这一观察结果，与较低温度条件相比，807 K工况呈现出更窄、峰值更高的分布。

可视化结果显示，即使在 200 毫米离靶距离下，三种温度条件均保持着边界清晰且紧凑的高速核心区。这与相同距离下高压情况下出现的弥散速度场形成对比。807 K 工况呈现出最集中的高速区域，其外围向较低速度过渡得更加陡峭，这与图18b中讨论的上下速度百分位数之间缩小的差距一致。这种更为集中的速度分布表明，在升高的温度下，颗粒加速更加均匀，速度分层也有所减弱。紧凑的空间分布与均匀的速度场相结合表明，升温主要提高了整体动量传递效率，而不会显著增强湍流混合或颗粒径向扩散。

6.8 颗粒直径-速度相关性

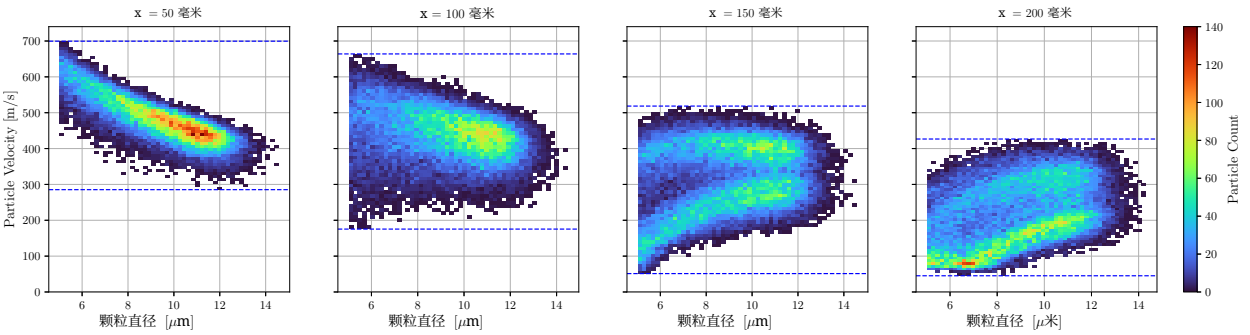


图21：在恒温 T = 757K、腔室压力为 55 巴时，展示颗粒直径与颗粒速度关系的二维直方图，涵盖四种喷涂距离（100、150、200、250 毫米）。颜色强度表示颗粒数密度，其中紫色表示颗粒浓度最高的区域。水平虚线标示参考速度。

最后，图21展示了不同喷涂距离下颗粒直径与颗粒速度的二维直方图。可以看出，在距离较短时，直方图形状规整且分布均匀。颗粒速度的上、下界均随颗粒直径增大而稳定下降。在离靶距离为 100 毫米时，上界从直径为 5 μ米的粒子对应的近 700 米/秒，降至直径约为 14 μ米的粒子对应的 450 米/秒。下界也遵循相同趋势，从最小粒径到最大粒径，由 450 米/秒降至 290 米/秒。随着喷涂距离增加，上界降低，且其斜率逐渐变缓。对于下界，随着喷涂距离增加，斜率先逐渐变平，在距离喷嘴出口约 150 毫米处完全变平，随后反向变化。此外，在距离较短时，各粒径对应的速度范围（从下界到上界）大致相同。然而，随着距离增加，较小的粒子速度下降得更快，而较大的粒子在更长距离内仍能保持速度。因此，在较远的喷涂距离处，小粒径粒子中最快与最慢者之间的速度差，大于大粒径粒子中最快与最慢者之间的速度差。

7 结论

本研究开发并阐述了一种解析模型。研究表明，喷流产生的 P_{rms} 与多种因素相关，包括喷嘴设计、麦克风布置、腔室压力和温度。尽管采用了多项简化假设，所得方程仍可作为初步预测喷流产生的气动声学噪声的有效工具。在后续阶段，研究展示了如何利用实验数据校准该解析模型，从而提高其准确性及其与实际情况的一致性。

在随后的章节中，描述了一个用于对射流进行延迟分离涡模拟数值仿真的OpenFOAM实例，记录了压力波动并模拟了颗粒飞行轨迹。结果表明，先采用粗网格进行URANS模拟，再将结果映射到更精细的网格上并开展延迟分离涡模拟，可显著加快模拟过程。该模型利用两套独立的实验数据进行了验证。

最后，对模拟所得结果进行了分析，评估了腔室压力和温度对射流产生的气动声学噪声以及不同喷涂距离处颗粒分布和速度的影响。

本研究开发的工作流程有助于深入了解颗粒分布、喷嘴的气动声学产生机制，以及几何形状和腔室条件对这些特性的影响。该流程还可利用热喷涂的声学特征，提供一种非侵入式方法来监测颗粒沉积和涂层质量。

解析模型采用了许多简化假设。例如，湍流效应、摩擦效应、传热效应和观测角均不影响观察者捕获的声压级（SPL）和 P_{rms}。在未来继续开展这项研究时，应扩展模型以纳入这些现象。此外，标定方法使用的实验数据点很少。应针对不同的喷嘴几何形状、腔室压力和温度进行更多测试，以建立全面的数据集，提高标定值的精度。

对于数值模拟，可以进一步调整湍流模型，并测试不同的分离涡模拟（DES）和大涡模拟（LES）湍流模型，以确定哪种模型的表现最准确。拉格朗日颗粒力是作为整体计算的，但也可以分别计算作用于颗粒的各个力并进行分析。此外，还可以分析各种碰撞模型和不同阻力方程等模型，以研究飞行中颗粒轨迹。此外，目前开发的求解器 sonicDPMFoam 尚不能处理颗粒传热，因此未对颗粒温度进行分析。这是另一个潜在的开发方向。最后，利用此案例设置和求解器，可以研究更多设计方案：模拟具有不同进料速率、密度和尺寸的粒子，并探索不同的入口温度、压力和喷嘴设计。这些模拟将丰富热喷涂专家、研究人员和工程师在射流气动声学行为、不同喷涂距离下的粒子行为以及整体工艺优化方面的知识。需要指出的是，当前模拟针对粒子的自由飞行进行，射流前方未放置基体。为获得更精确的颗粒模拟，应加入基体，因为基体会改变射流流动方向，进而改变颗粒轨迹。

补充材料

请参阅补充材料中来自DDES模拟的五段视频动画。补充视频1展示了压力梯度模可视化。补充视频2给出了沿喷嘴中心线的马赫数和静压分布，以及相应的流场可视化。补充视频3显示了温度云图可视化。补充视频4展示了速度大小云图。补充视频5显示了带有飞行中颗粒追踪的速度大小。

致谢

我们谨致谢加拿大自然资源部、康考迪亚大学以及Gina Cody工程与计算机科学学院为本项目提供资助。此外，我们感谢加拿大计算联盟提供高性能计算（高性能计算）资源，以运行本项目计算量密集的模拟。OpenFOAM是一款开源计算流体力学模拟工具，是用于这些模拟的主要代码包。libAcoustics是与OpenFOAM耦合的主要软件包，用于记录射流产生的气动声学噪声；我们感谢libAcoustics的开发者耐心解答我们的问题，并帮助我们调试将该模块集成到代码中的过程。CMasher [48] 是获取可视化色图的主要工具，本文所用的所有色图在感知上均匀，对色觉障碍读者可及，并适合黑白打印。最后，PyVista和Matplotlib是用于可视化、绘制并图示本文所呈现的等值线、散点图和图形的主要工具。

数据可用性

如有合理需求，可向通讯作者索取支持本研究结果的数据。这些数据包括用于可视化和分析的 OpenFOAM 算例文件、后处理场数据、颗粒轨迹以及 Python脚本。

A 控制方程

A.1 湍流建模

SST DDES模型的数学框架由两个输运方程构成，分别用于描述湍流动能（k）和比耗散率（ω）。控制方程如下[49]:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} k) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - \rho \sqrt{k^3} / l_{DDES} \tag{34}$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \omega) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\omega} + \gamma \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 \tag{35}$$

其中，模型系数 σ_k、 σ_ω、 γ 和 β 通过对内层（下标 1）和外层（下标 2）模型常数进行混合，并利用混合函数 F_1 得到:

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2}, \quad \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \tag{36}$$

$$\gamma = F_1 \gamma_1 + (1 - F_1) \gamma_2, \quad \beta = F_1 \beta_1 + (1 - F_1) \beta_2 \tag{37}$$

k-ω 公式（下标 1）在靠近壁面处启用，由于混合技术，当 $F_1 \approx 1$ 时该公式起作用；而 k-ε 类公式（下标 2）则在 $F_1 \approx 0$ 的自由流中占主导地位。湍流涡黏度按如下方式计算:

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 \cdot k}{\max(a_1 \cdot \omega, F_2 \cdot S)} \tag{38}$$

其中 S 为应变率张量的模。

$$S = \sqrt{2 \sum_{i,j} S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{39}$$

平滑的过渡 n在近壁公式与远场公式之间由混合函数 F_1 和 F_2实现 :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d_w}, \frac{500\mu}{\rho d_w^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{C D_{k\omega} d_w^2} \right] \tag{40}$$

$$C D_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{\nabla k \cdot \nabla \omega}{\omega}, 10^{-10} \right) \tag{41}$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega d_w}, \frac{500\mu}{\rho d_w^2 \omega} \right) \tag{42}$$

其中 d_w 为到最近壁面的距离。方程34中的生成项包含一个用于数值稳定性的限制器:

$$P_k = \min(\mu_t S^2, c_1 \cdot \beta^* \rho k \omega) \tag{43}$$

DDES长度尺度 l_{DDES} 用于修改 DDES 公式的耗散项方程 34，以控制雷诺平均纳维-斯托克斯模式和大涡模拟模式之间的转换:

$$l_{DDES} = l_{RANS} - f_d \max(0, l_{RANS} - l_{LES}) \tag{44}$$

表 9： k–ω SST DDES模型系数。

系数	值	描述
DDES 参数		
C_{DES}	0.61	DES 模型常数
C_{d1}	20.0	屏蔽函数系数
C_{d2}	3.0	屏蔽函数指数
k–ω 区域 *1*（近壁）		
σ_{k1}	0.85	k 的湍流普朗特数
$\sigma_{\omega 1}$	0.5	ω的湍流普朗特数
γ_1	0.5532	生成系数
β_1	0.075	耗散系数
k–ω 区域 *2*（远场）		
σ_{k2}	1.0	k的湍流普朗特数
$\sigma_{\omega 2}$	0.856	ω的湍流普朗特数
γ_2	0.4403	生成系数
β_2	0.0828	耗散系数
通用常数		
β^*	0.09	通用耗散系数
a_1	0.31	黏度限制系数
c_1	10.0	生成限制系数
κ	0.41	冯·卡门常数
范·德里斯特 Δ 参数		
A^+	26.0	范德里斯特阻尼常数
C_δ	0.158	阻尼系数

其中

$$l_{LES} = C_{DES}\Delta, \quad l_{RANS} = \frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega} \tag{45}$$

以及 Δ是使用范德里斯特阻尼函数针对壁面受限流计算得到的网格长度尺度 ws:

$$\Delta = \min(d_w, C_\delta \Delta_{\max}[1 - e^{-d_w^+/A^+}]) \tag{46}$$

其中， $d_w^+ = \rho d_w u_\tau/\mu$ 是无量纲壁面距离， u_τ 是摩擦速度， $\Delta_{\max}$ 是单元体积的立方根。屏蔽函数 f_d 可防止过早发生RANS到LES的转变：

$$f_d = 1 - \tanh\left[(C_{d1} r_d)^{C_{d2}}\right], \quad r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\kappa^2 d_w^2 \sqrt{0.5(S^2 + \Omega^2)}} \tag{47}$$

其中，Ω是涡量张量的大小 or.

$$\Omega = \sqrt{2\sum_{i,j} \Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{48}$$

该公式确保在附着边界层（$f_d \approx 0$）中保留 l_{RANS}，同时在分离区域（$f_d \approx 1$）中激活 l_{LES}。模型系数的完整集合汇总于表9。

A.2 边界条件

压力和温度边界条件的时间演化定义如下：

表10：边界条件汇总

参数		入口	喷嘴壁与外壁	出口
k	Type	固定值	壁面函数	自由来流
	值	1×10^{-3}	1×10^{-3}	1×10^{-3}
ν_t	Type	零梯度	壁面函数	计算
	值	–	1×10^{-10}	1×10^{-10}
ω	Type	固定值	壁面函数	自由来流
	值	1	1×10^{-12}	10
p	Type	渐变压力	零梯度	波透射
	值	随时间变化	–	101,325 帕
T	Type	渐变温度	绝热	入口/出口
	值	随时间变化	–	300 开尔文
$\vec{U}$	Type	压力驱动	无滑移	压力驱动
	值	–	(0,0, 0)	(0,0, 0)

$$p_{\text{inlet}}(t) = \begin{cases} 1 \times 10^6 & \text{if } t \le 0 \\ 1 \times 10^6 + \frac{t}{t_{\text{ramp}}} \left(p_{\text{target}} - 1 \times 10^6 \right) & \text{if } 0 < t \le t_{\text{ramp}} \\ p_{\text{target}} & \text{if } t > t_{\text{ramp}} \end{cases} \tag{49}$$

$$T_{\text{inlet}}(t) = \begin{cases} 400 & \text{if } t \le 0 \\ 400 + \frac{t}{t_{\text{ramp}}} \left(T_{\text{target}} - 400 \right) & \text{if } 0 < t \le t_{\text{ramp}} \\ T_{\text{target}} & \text{if } t > t_{\text{ramp}} \end{cases} \tag{50}$$

其中， t_{ramp} 为斜坡持续时间， p_{target} 为目标入口压力， T_{target} 为目标入口温度。这种方法可避免压力和温度突变，以免在可压缩流动模拟中引入数值不稳定性。在本研究中， t_{ramp} 设为 0.0006s；经验证，这一数值足以使流动平稳发展，同时避免数值不稳定性和残差发散。

对于湍流参量，入口设定为适用于预期流动条件的固定值。湍动能（k）设为 $1 \times 10^{-3}\,\text{m}^2/\text{s}^2$,，而入口处的比湍流耗散率（$\omega$）设为 $1\ \text{s}^{-1}$ 。

对于壁面边界，所有湍流参量均采用壁面函数。湍动能（k）采用平衡壁面函数，比耗散率（ω）采用对数壁面函数，而湍流粘度（μ_t）则采用基于无量纲壁面距离 [50]的壁面函数进行建模。

$$k_w = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \qquad \omega_w = \frac{u_\tau}{\kappa y_w \sqrt{C_\mu}}, \qquad \mu_{t,w} = \rho_w u_\tau y_w \left[\frac{\kappa}{\ln(E y^+)} - \frac{1}{y^+} \right], \qquad y^+ = \frac{\rho_w u_\tau y_w}{\mu_w} \tag{51}$$

其中， $C_\mu = 0.09$， $\kappa = 0.41$ 为冯·卡门常数， $E = 9.8$ 为壁面函数常数， y_w 为至第一网格点的壁面法向距离，下标 w 表示壁面值。

出口边界条件旨在使流体自由流出至周围环境。压力采用无反射边界条件，以防止反射波返回计算域；远场压力设为大气条件（101,325 帕）。出口速度条件取决于压力，使流动能够自由流出，同时抑制非预期的流入。温度场采用 inletOutlet 格式，在流出区域根据内部值进行外推，而在发生流入时则将环境温度设为 300K。表10详细汇总了所有边界条件，包括其类型和值。

A.3 声学类比

FW–H 方程的一般可渗透表面形式为:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_0 v_n \delta(f) \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[l_i \delta(f) \right] + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left[T_{ij} H(f) \right] \tag{52}$$

其中， p'为声压脉动， c_0和 ρ_0分别为环境声速和密度， $f(\mathbf{y}\ t) = 0$定义了包围声源的控制面。分布函数 $\delta(f)$和 $H(f)$分别为狄拉克δ函数和赫维赛德函数，用于确定表面项和体积项的位置。量 v_n为表面法向速度， l_i为表面载荷的第i个分量， T_{ij}为莱特希尔应力张量[51, 52],

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} - c_0^2(\rho - \rho_0)\delta_{ij} \tag{53}$$

其中， ρ为瞬时密度， u_i为速度分量， p_{ij}为黏性应力张量， δ_{ij}为克罗内克δ。
为提高复杂高速流动的数值稳健性，采用了[53], Garrick 三角形（GT）公式，该公式对源项进行重新组织，从而改善时域收敛性。在 GT 公式中，观察者位置$\mathbf{x}$ 处、 t时的声压可分解为:

$$p'(\boldsymbol{x}, t) = p'_T(\boldsymbol{x}, t) + p'_L(\boldsymbol{x}, t) + p'_Q(\boldsymbol{x}, t) \tag{54}$$

其中， p'_T、 p'_L和 p'_Q分别表示厚度（位移）、载荷（气动力）和四极子（湍流）贡献。

The 厚度贡献，与运动/可渗透表面引起的流体位移相关，i s

$$p'_T(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi}\int_{f=0}\left[\frac{\rho_0 v_n}{r(1-M_r)}\right]_{\text{ret}}\mathrm{d}S + \frac{1}{4\pi}\int_{f=0}\left[\frac{\rho_0 v_n\big(rM_r + c_0(\mathbf{M}\cdot\hat{\mathbf{r}} - M_r)\big)}{r^2(1-M_r)^2}\right]_{\text{ret}}\mathrm{d}S \tag{55}$$

其中$\mathbf{y}$ 是控制面上的源点， $r = \|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|$ 是观察者-源距离，$\hat{}\mathbf{r} = (\mathbf{x} - \mathbf{y})/r$ 是辐射单位矢量，$\mathbf{M} = \mathbf{U}/c_0$ 是基于表面速度$\mathbf{U}$的局部马赫数矢量，而 $M_r = \mathbf{M}\cdot\hat{}\mathbf{r}$ 是其沿$\hat{}\mathbf{r}$方向的投影。下标 ret 表示在推迟时间处进行求值。

由表面上的非定常气动力产生的载荷贡献为:

$$p'_L(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0}\int_{f=0}\left[\frac{\dot{l}_r}{r(1-M_r)^2}\right]_{\text{ret}}\mathrm{d}S + \frac{1}{4\pi c_0}\int_{f=0}\left[\frac{l_r - l_M}{r^2(1-M_r)^2}\right]_{\text{ret}}\mathrm{d}S \tag{56}$$

其中$\mathbf{l}$ 是表面载荷矢量， $l_r = \mathbf{l}\cdot\hat{}\mathbf{r}$ 是其沿辐射方向的分量， $l_M = \mathbf{l}\cdot\mathbf{M}$ 是其沿$\mathbf{M}$方向的投影，$\dot{}$和 $l_r = \partial l_r/\partial t$。

控制体内湍流应力产生的四极子贡献 V为

$$p'_Q(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2}\int_V\left[\frac{\ddot{T}_{ij}}{r(1-M_r)}\frac{\partial^2 G}{\partial x_i \partial x_j}\right]_{\text{ret}}\mathrm{d}V \tag{57}$$

其中 G 是波动算子的自由空间格林函数，上面的点表示在源点处的时间导数[54]。

A.4 数值方案

模拟所用的数值离散格式汇总于表11。
此外，求解过程参数列于表12。

A.5 能谱计算

能谱由各探针处以采样间隔 $\Delta t = 10^{-8}$记录的离散速度时间序列$\mathbf{u}(t) = (u_x(t)\ u_y(t)\ u_z(t))$计算得到。首先，通过减去时间平均值得到速度脉动:

$$u'_i(t) = u_i(t) - \langle u_i\rangle, \quad \text{where} \quad \langle u_i\rangle = \frac{1}{N}\sum_t u_i(t) \tag{58}$$

其中 $u_i(t)$表示时刻 t的速度分量（$i = x, y, z$）， u'_i为脉动速度分量， N为时间采样点总数。随后对每个分量应用离散傅里叶变换:

表11：数值离散格式

Term	**变量**	**格式**	**参数**
时间离散			
$\frac{\partial \phi}{\partial t}$	所有变量	后向欧拉法	二阶隐式
梯度项			
$\nabla \phi$	通用	高斯线性	–
$\nabla \vec{U}$	速度	高斯线性限制格式	$\alpha = 0.5$
对流项			
$\nabla \cdot (\rho \vec{U} \phi)$	$\vec{U}$, h, e, K	受限线性格式	$\psi = 0.3$
$\nabla \cdot (\rho \vec{U} \phi)$	压力项	受限线性格式	$\psi = 0.3$
$\nabla \cdot (\rho \vec{U} \phi)$	k, ω, ϵ	有界迎风格式	TVD限制器
$\nabla \cdot (\rho \vec{U} \phi)$	$\tilde{\nu}$	受限线性格式	$\psi = 0.3$
扩散项			
$\nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi)$	所有变量	限制修正	$\alpha = 0.5$
插值格式			
面插值	通用	线性	中心差分
重构	$\vec{U}$	van Albada	矢量限制器
重构	ρ, T	van Albada	标量限制器
表面法向梯度			
$\frac{\partial \phi}{\partial n}$	所有变量	修正	非正交修正

表12：数值求解参数。

参数	**值**
线性求解器配置	
求解器	PBiCGStab
预处理器	对角线
容差（压力）	10^{-12}
容差（输运方程）	10^{-15}
最小迭代次数	2
松弛因子	
压力场	0.3
温度场	0.4
输运方程	0.5
PIMPLE 算法	
外层校正器	2
压力校正器	2
非正交校正器	1
最小压力因子	0.5
最大压力因子	2.0
运行配置	
库朗数	0.1
时间步长	10^{-8}

$$\hat{u}_i(f) = \sum_t u_i'(t) e^{-2\pi i f t/T} \tag{59}$$

其中，$\hat{u}_i(f)$ 是频率 f 处的傅里叶系数，T 是总采样时间。频率空间中的动能谱计算如下：

$$E(f) = \frac{1}{2N}(|\hat{u}_x(f)|^2 + |\hat{u}_y(f)|^2 + |\hat{u}_z(f)|^2) \tag{60}$$

其中，$E(f)$ 是频率 f 处的能量。利用泰勒冻结湍流假设，可将频谱转换至波数空间：

$$k = \frac{2\pi f}{U_{rms}}, \quad \text{where} \quad U_{rms} = \sqrt{\frac{1}{3}(\langle u_x'^2\rangle + \langle u_y'^2\rangle + \langle u_z'^2\rangle)} \tag{61}$$

其中，k 是空间波数，U_{rms} 是均方根速度大小。最终频谱 $\langle E(k)\rangle$ 表示所有探针位置上的系综平均。

A.6 颗粒验证计算

提取在 ± 1 毫米轴向窗口内穿过出口平面的粒子，并沿垂直方向进行空间分箱，以构建质量通量分布。对于每个分箱，根据模拟颗粒轨迹计算单位面积的颗粒质量通量。

对于每个直径为 d_i的粒子 i，其体积和质量为：

$$V_{p,i} = \frac{\pi}{6} d_i^3, \quad m_{p,i} = \rho_p V_{p,i} \tag{62}$$

其中，$\rho_p = 3950\ \text{kg/m}^3$ 为氧化铝颗粒密度。每个粒子的轴向动量为：

$$p_i = m_{p,i} \cdot U_{x,i} \tag{63}$$

其中，$U_{x,\ i}$ 为轴向速度分量。喷嘴出口平面沿垂直坐标划分为 $n_{\text{bins}} = 50$ 个水平分箱。对于每个分箱 j，总动量为：

$$P_j = \sum_{i \in \text{bin } j} p_i = \sum_{i \in \text{bin } j} m_{p,i} \cdot U_{x,i} \tag{64}$$

对于半径为 $R = 15$ 毫米的圆形喷嘴出口，每个水平分箱的横截面积计算如下：

$$A_{\text{bin},j} = 2\sqrt{R^2 - z_j^2} \cdot \Delta z \tag{65}$$

其中，z_j 为分箱中心相对于喷嘴中心线的垂直位置，Δz 为分箱宽度。最后，每个分箱的单位面积质量通量为：

$$\Phi_j = \frac{P_j}{A_{\text{bin},j} \cdot \Delta x} \tag{66}$$

Φ 单位为 $\text{kg/(m}^2\cdot\text{s)}$，表示通过 bin j 横截面积的质量输运速率。此处，$\Delta x = 2$毫米是喷嘴出口平面处用于捕获粒子的轴向采样窗口。由于数值离散化，无法捕获恰好通过出口平面（$x = 0$）的粒子，因此必须采用这一有限的窗口宽度。

参考文献

[1] M. J. Lighthill, 《气动声的产生》。I. 一般理论》，《伦敦皇家学会会刊》*A*辑：数学与物理科学，第211卷，第1107期，第564–587页，1952年3月。这篇奠基性论文确立了声学类比理论。[在线]。可访问：https://doi.org/10.1098/rspa.1952.0060

[2] J. E. Ffowcs Williams和D. L. Hawkings，《任意运动中的湍流与表面产生的声音》，《伦敦皇家学会哲学汇刊》A辑：数学与物理科学，第264卷，第1151期，第321–342页，1969年5月，将Lighthill声类比扩展至包括运动表面。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1098/rsta.1969.0031[3]F. Petrosino和M. Barbarino，《用于航空发动机初步设计的半经验喷流噪声模型综述》，《航空航天》，第10卷，第7期，第625页，2023年7月，开放获取。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.3390/aerospace10070625[4]J. Tyacke、I. Naqavi、Z.-N. Wang、P. Tucker和P. Boehning，《用于喷流气动声学的预测性大涡模拟：当前方法与工业应用》，载于《ASME Turbo Expo 2016：涡轮机械技术会议与展览论文集》。韩国首尔：ASME，2016年6月，第V02BT39A018页，论文编号GT2016-56673。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1115/GT2016-56673[5] G. A. Brès和S. K. Lele，《喷流噪声建模：大涡模拟视角》，《伦敦皇家学会哲学汇刊A辑：数学、物理与工程科学》，第377卷，第2159期，第20190081页，2019年。 [在线]。可访问：https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC6801388/[6] S. P. Murugu、A. R. Srikrishnan、B. K. Krishnaraj、A. Jayaraj、A. Mohammad和R. K. Velamati，《锯齿喷管可压缩射流的声学建模：URANS、大涡模拟和分离涡模拟模型的比较》，《对称性》，第14卷，第10期，2022年。 [在线]。可访问：https://www.mdpi.com/2073-8994/14/10/1975[7] A. Fosso Pouangué、M. Sanjosé、S. Moreau、G. Daviller和H. Deniau，《采用结构化与非结构化网格的亚声速喷流噪声模拟》，《AIAA期刊》，第53卷，第1期，第55–69页，2015年1月。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.2514/1.J052380[8]G.-D. Stich、A. S. Ghate、J. A. Housman和C. C. Kiris，《飞行条件下喷流噪声的壁面模型大涡模拟》，载于第28届AIAA/CEAS气动声学会议。英国南安普敦：美国航空航天学会，2022年6月，AIAA论文2022-3002。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.2514/6.2022-3002[9] A. West和M. Caraeni，《采用可渗透FW-H求解器预测喷流噪声》，载于第22届AIAA/CEAS气动声学会议，美国得克萨斯州达拉斯，2015年6月。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.2514/6.2015-2371[10] C. Prasad、P. J. Morris等，《用于超声速喷流降噪的流体嵌件非定常模拟》，载于AIAA Scitech 2019论坛，第2019-0808号，2019年。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.2514/6.2019-0808[11] C. Prasad和P. Morris，《流体注入对超声速喷流湍流及降噪的影响》，《伦敦皇家学会哲学汇刊A辑：数学、物理与工程科学》，第377卷，第20190082期，2019年。 [在线]。可访问：http://doi.org/10.1098/rsta.2019.0082[12] Y. Dewan，《基于分离涡模拟的声学预测技术初步研究：冲击平板的超声速射流》，硕士论文，安柏瑞德航空大学，2013年，博士论文与硕士论文。 [在线]。可访问：https://commons.erau.edu/edt/45[13] C. B. Jiang、M. Kawahara和K. Kashiyama，《一种基于Taylor–Galerkin的湍流流动有限元方法》，《流体动力学研究》，第9卷，第4期，第165–178页，1992年4月，该期刊现由IOP Publishing出版。[在线]。可访问：https://doi.org/10.1016/0169-5983(92)90003-F[14] D. Yue、S. Mendez、D. Laurence、H. Grönig、P. Rambaud等，《采用AVBP流动求解器对基准Exejet双流喷流进行非结构化大涡模拟》，载于第20届AIAA/CEAS气动声学会议，第2014-3037号，2014年。 [在线]。可访问：https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2014-3037[15] S. Barras、S. Mendez、D. Laurence、L. Gicquel等，《采用全非结构化大涡模拟求解器AVBP对真实喷管几何进行喷流噪声模拟》，载于第18届AIAA/CEAS气动声学会议，第2012-2190号，2012年。[在线]。可访问：https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2012-2190[16] A. Epikhin和M. Kraposhin，《采用准气体动力学方程与声学类比预测自由射流噪声》，载于《计算科学——ICCS 2020》，丛书《计算机科学讲义》，第12143卷。施普林格，Cham，2020年，第217–227页。 [在线]。可访问：https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-50436-6_16[17] A. Epikhin、M. Kraposhin和K. Vatutin，《采用OpenFOAM对低雷诺数可压缩射流进行数值模拟》，载于第十二届国际计算传热、传质与动量传递会议（ICCHMT 2019），丛书《E3S会议网络论文集》，第128卷。EDP Sciences，2019年，第10008页。 [在线]。可访问：https://www.e3s-conferences.org/articles/e3sconf/abs/2019/54/e3sconf_icchmt2019_10008/e3sconf_icchmt2019_10008.html[18] V. V. Popov和S. L. Solov’ev，《用于数值研究高速气液滴流产生声场的欧拉–拉格朗日方法》，《Fluids》，第6卷，第8期，第274页，2021年。 [在线]。可访问：https://www.mdpi.com/2311-5521/6/8/274

[19] V. G. Melnikova、A. S. Epikhin 和 M. V. Kraposhin，“采用欧拉–拉格朗日方法数值研究高速气液滴流产生的声场”，*Fluids*，第 6 卷，第 8 期，第 274 页，2021年。[在线]。可访问：https://www.mdpi.com/2311-5521/6/8/274

[20] J. Murillo-Rincón 和 C. Duque-Daza，“评估合成射流流动控制技术对湍流射流噪声的调制作用”，*Fluids*，第 8 卷，第 4 期，第 110 页，2023年。 [在线]。可访问：https://www.mdpi.com/2311-5521/8/4/110
[21] A. J. Williamson，“采用混合 CFD 与声类比方法模拟家用炉中预混火焰的燃烧噪声”，ProQuest 学位论文全球数据库，2022年，学位论文。[在线]。可访问：https://www.proquest.com/openview/bc825d9e785d2a6e5c052d97e9f07f19/1?pq-origsite=gscholar&cbl=18750&diss=y

[22] W. Wang，“使用 OpenFOAM 预测单股欠膨胀射流的噪声”，载于 *AIAA AVIATION 2023* 论坛，2023 年。 [在线]。可访问：https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.2023-3349[23] I. Arkhipov、U. Kokal 和 O. Ç. Özdemir，“冷喷涂增材制造中的气动声学过程监测与异常检测”，《热喷涂技术期刊》，第 34 卷，第 97–119 页，2025 年 2 月，在线发表于：2025 年 2 月 4 日。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1007/s11666-025-01934-4

[24] D. Allofs、D. Neeb 和 A. Gülhan，“通过同时应用光学测量技术测定含尘超音速流中的颗粒质量流量”，《流体实验》，第 64 卷，第 49 页，2023 年 2 月，在线发表于：2023 年 2 月 21 日。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1007/s00348-022-03567-7
[25] D. Allofs、D. Neeb 和 A. Gülhan，《含尘超音速流中粒径、速度和质量流量的同步测定》，《流体实验》，第 63 卷，第 64 页，2022年3月，在线发表：2022年3月30日。[在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/s00348-022-03402-z

[26] L. R. Center 和 K. M. Eldred，《推进系统产生的声学载荷：适航航天器设计》，美国国家航空航天局，技术报告，1971年6月。 [在线]。获取地址：https://ntrs.nasa.gov/citations/19710023719

[27] W. V. Morgan、L. C. Sutherland 和 K. J. Young，《利用声学比例模型研究喷气发动机和火箭发动机的近场噪声》，航空系统部、空军系统司令部、美国空军，赖特-帕特森空军基地，俄亥俄州，技术报告 61-178，1961年4月。 [在线]。获取地址：https://catalog.hathitrust.org/Record/101711363

[28] L. E. Kinsler、A. R. Frey、A. B. Coppens 和 J. V. Sanders，声学基础，第4版，Wiley 纯科学与应用光学丛书。纽约州纽约市：约翰·威立父子公司，2000年，插图版第4版。 [在线]。网址：https://www.wiley.com/en-us/Fundamentals+of+Acoustics%2C+4th+Edition-p-9780471847892
[29]H. Fletcher 和 W. A. Munson，“响度的定义、测量与计算”，贝尔系统技术期刊，第12卷，第4期，第377–430页，1933年10月。 [在线]。网址：https: //doi.org/10.1002/j.1538-7305.1933.tb00403.x

[30] 声学术语，美国国家标准协会标准 ANSI/ASA S1.1-2013，2013年6月，修订自 ANSI S1.1-1994 (R2004)。 [在线]。获取地址：https://webstore.ansi.org/standards/asa/ansiasas12013[31] J. E. A. John 和 T. G. Keith，气体动力学，第3版，培生教育系列。新泽西州上萨德尔河：培生普伦蒂斯·霍尔，2006年，第3版插图版。 [在线]。获取地址：https://www.pearson.com/en-us/subject-catalog/p/gas-dynamics/P200000003426/9780131206687?tab=title-overview[32] Damogran Labs，“classy_blocks教程第1部分：基础知识”，2023年4月23日，介绍如何使用 classy_blocks 简化 OpenFOAM blockMesh 的创建。 [在线]。获取地址：https://damogranlabs.com/2023/04/classy_blocks-tutorial-part-1-the-basics/[33] W. Sutherland，“Lii. 气体黏度与分子力”，伦敦、爱丁堡和都柏林哲学杂志与科学期刊，第36卷，第223期，页507–531，1893年。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1080/14786449308620508[34] F. R. Menter，“改进的空气动力流动双方程 k-ω 湍流模型”，NASA艾姆斯研究中心，莫菲特机场，加利福尼亚州，NASA技术备忘录 NASA-TM-103975，1992年10月，nAS 1.15:103975。 [在线]。获取地址：https://ntrs.nasa.gov/citations/19930013620[35] E. E. Michaelides、M. Sommerfeld 和 B. van Wachem，含液滴和颗粒的多相流，第3版。博卡拉顿：CRC出版社，2022年。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1201/9781003089278[36]Y. Tsuji、T. Tanaka 和 T. Ishida，“水平管道中无黏性颗粒柱塞流的拉格朗日数值模拟”，粉体技术，第71卷，第3期，页239–250，1992年。 [在线]。获取地址：https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003259109288030L

[37] G. Kuwabara 和 K. Kono，“两个球体碰撞时的恢复系数”，《日本应用物理学杂志》，第26卷，第8R期，页1230，1987年8月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1143/JJAP.26.1230[38] S. Elghobashi，“关于含颗粒湍流的预测”，《应用科学研究》，第52卷，第4期，页309–329，1994年6月，关于湍流调制和双向耦合的综述论文。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/BF00936835[39] A. Epikhin、I. Evdokimov、M. Kraposhin、M. Kalugin 和 S. Strijhak，“使用 OpenFOAM 开源软件包开发用于计算气动声学应用的动态库”，《计算机科学进展》，第66卷，页150–157，2015年，第四届国际青年科学家计算科学会议。 [在线]。获取地址：https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877050915033670[40] I. Evdokimov、A. Epikhin 和 UniCFD，“libAcoustics：OpenFOAM+ v1912 版本”，2020年6月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.5281/zenodo.3878439[41] C. E. Shannon，“有噪声条件下的通信”，《IEEE会刊》，第86卷，第2期，页447–457，1998年2月，1949年经典论文的重印版，原发表于《IRE会刊》第37卷第1期，页10–21。[在线]。获取地址：https://doi.org/10.1109/JPROC.1998.659497[42] E. F. Toro，《黎曼求解器与流体动力学数值方法：实用导论》，第3版。柏林、海德堡：施普林格，2009年，2013年更正印刷版。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/b79761[43] G. D. van Albada、B. Van Leer 和 W. W. Roberts, Jr.，“宇宙气体动力学中计算方法的比较研究”，载于《迎风格式与高分辨率格式》，M. Y. Hussaini、B. van Leer 和 J. Van Rosendale 编。柏林、海德堡：施普林格，1997年，页95–103；原发表于《天文学与天体物理学》第108卷，1982年，页76–84。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/978-3-642-60543-7_6[44] R. I. Issa，“通过算子分裂求解隐式离散流体流动方程”，《计算物理学杂志》，第62卷，第1期，页40–65，1986年1月，介绍了 PISO（压力隐式算子分裂）算法。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9[45] H. A. Van der Vorst，“Bi-CGSTAB：一种用于求解非对称线性系统的快速且平滑收敛的 Bi-CG 变体”，《SIAM科学与统计计算杂志》，第13卷，第2期，页631–644，1992年3月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1137/0913035[46] J. H. Ferziger、M. Peri´c 和 R. L. Street，《计算流体力学方法》，第4版，施普林格系列。瑞士沙姆：施普林格，2019年。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/978-3-319-99693-6[47] E. Cuthill 和 J. McKee，“降低稀疏对称矩阵的带宽”，载于《1969年第24届全国会议论文集》，美国计算机协会 ’69 系列。纽约州纽约：美国计算机协会，1969年，页157–172，介绍 Cuthill-McKee算法的经典论文。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1145/800195.805928[48] E. van der Velden，“CMasher：用于生成易于访问、内容丰富且‘惊艳’图表的科学色图”，《开放源代码软件杂志》，第5卷，第46期，页2004，2020年2月。[49] M. S. Gritskevich、A. V. Garbaruk、J. Schütze 和 F. R. Menter，“针对 k-ω 剪切应力输运模型开发 DDES 和 IDDES 公式”，《流动、湍流与燃烧》，第88卷，第3期，页431–449，2012年4月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/s10494-011-9378-4[50] B. Blocken、T. Stathopoulos 和 J. Carmeliet，“大气边界层的计算流体力学模拟：壁面函数问题”，《大气环境》，第41卷，第2期，页238–252，2007年1月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.08.019[51] M. J. Lighthill，“《气动声的产生》I：一般理论”，《伦敦皇家学会会刊：A辑：数学与物理科学》，第211卷，第1107期，页564–587，1952年。 [在线]。获取地址：http://doi.org/10.1098/rspa.1952.0060[52] M. J. Lighthill，“《气动声的产生》II：作为声源的湍流”，《伦敦皇家学会会刊：A辑：数学与物理科学》，第222卷，第1156期，页1–32，1954年。[在线]。获取地址：http://doi.org/10.1098/rspa.1954.0049[53]I. E. Garrick 和 C. E. Watkins，“前进速度对螺旋桨周围自由空间声压场影响的理论研究”，美国国家航空咨询委员会，兰利航空实验室，兰利机场，弗吉尼亚州，技术说明 NACA-TN-3018，1953年1月。 [在线]。获取地址：https://ntrs.nasa.gov/citations/19930092212[54] D. G. Crighton、A. P. Dowling、J. E. Ffowcs Williams、M. Heckl 和 F. G. Leppington，《分析声学现代方法》，第1版。伦敦：施普林格伦敦，1992年，3幅黑白插图。施普林格图书档案。[在线]。获取地址：https://doi.org/10.1007/978-1-4471-0399-8