



中国矿业大学
CHINA UNIVERSITY OF MINING AND TECHNOLOGY

本科生毕业设计（论文）

气压对液滴形变和破碎特性影响研究
Effect of airflow pressure on the droplet
breakup in the shear breakup regime

作 者：陈力豪
导 师：霍宇涛副教授

中国矿业大学
2024 年 5 月

摘 要

液滴破碎是流体力学中常见的气液两相流行为，其主要表现形式为母液滴在外力作用下破碎成多个小尺寸子液滴或液滴碎片的过程。液滴破碎是流体力学中经典的复杂多相流问题，广泛存在于日常生活生产当中。由于其应用基础性而被广泛应用于航空航天、涡轮机械、喷雾印刷、医疗等关键技术领域。在各类燃料类发动机中，液体燃料的雾化是衡量发动机质量的关键因素，也是燃烧过程中的重要环节之一。因此，研究液滴在不同条件下的形变破碎特性具有重要意义。

本文通过数值模拟的方法，利用 ANSYS FLUENT 软件搭建液滴形变破碎三维仿真模型并进行计算。本文基于 VOF（Volume of Fluid）和水平集耦合（LS）方法对该模型进行求解，使用大涡模拟（LES）对湍流问题进行计算。通过对速度入口设置初始速度来模拟风场，在风场中放置液滴来模拟液滴在气流中形变并破碎的问题。液滴形变破碎机理受韦伯数、奥内佐格数和雷诺数等无量纲参数的影响，本文设置不同算例来研究液滴破碎的机理。通过对该模型进行计算得到液滴在不同速度条件下形变和破碎的特性，同时关注液滴直径大小对液滴形变和破碎的影响，总结相关参数对液滴形变破碎的影响规律：其一，随着气流与液滴相对速度的增加，液滴形变破碎所需的时间减少，形变速度增加；其二，液滴体积在一定程度上影响液滴形变破碎的速度，体积越大，液滴形变越慢，体积不会影响液滴形变破碎机理；其三，随着韦伯数的增加，液滴的形变破碎机理逐渐从袋式破碎转变为剪切破碎。

该论文有图 30 幅，表 6 个，参考文献 35 篇。

关键词：液滴破碎；VOF 多相流；ANSYS FLUENT；数值模拟

Abstract

Droplet breakup is a common phenomenon in fluid mechanics, where a parent liquid droplet is fragmented into multiple smaller daughter droplets or droplet fragments under the influence of external forces. Droplet breakup is a classical and complex multiphase flow problem in fluid mechanics, widely encountered in various aspects of daily life and industrial production. Due to its fundamental applications, it has found wide utility in critical technological fields such as aerospace, turbo machinery, spray printing, and medical applications. In various fuel-based engines, the atomization of liquid fuel plays a crucial role and is considered a key factor in engine performance and combustion processes. Therefore, studying the deformation and breakup.

This study utilizes numerical simulation and the ANSYS FLUENT software to construct a three-dimensional simulation model of droplet deformation and breakup, and performs calculations. The model is solved using the Volume of Fluid (VOF) and Level Set (LS) methods, with Large Eddy Simulation (LES) employed to address turbulent flow. By setting the initial velocity at the inlet to simulate the airflow, droplets are introduced into the flow to simulate their deformation and breakup in the presence of the air stream. The deformation and breakup mechanism of the droplets are influenced by dimensionless parameters such as the Weber number, Ohnesorge number, and Reynolds number. Different cases are set up in this study to investigate the mechanisms of droplet breakup. Computational results are obtained to characterize the deformation and breakup of droplets under different velocity conditions. The influence of droplet diameter on deformation and breakup is also examined. The following conclusions regarding the effects of various parameters on droplet deformation and breakup are drawn: Firstly, as the relative velocity between the airflow and droplets increases, the time required for droplet deformation and breakup decreases, resulting in an increased deformation rate. Secondly, the volume of the droplets has a certain influence on the speed of deformation and breakup. Larger droplets deform at a slower rate, although the volume does not affect the deformation and breakup mechanism. Thirdly, as the Weber number increases, the deformation and breakup mechanism of the droplets gradually transitions from bag breakup to shear breakup.

This paper includes 30 figures, 6 table and 35 references.

Keywords: droplet breakup; VOF multiphase flow; ANSYS FLUENT; numerical simulation

目 录

摘 要	I
目 录	III
1 绪论	1
1.1 研究背景及意义	1
1.2 国内外研究现状	2
1.3 液滴破碎的应用及发展趋势	8
1.4 主要研究内容	9
2 液滴破碎数值模拟方法	11
2.1 控制方程和数值模型	11
2.2 数值模拟方法	14
2.3 本章小结	14
3 液滴的模型构建及无关性验证	15
3.1 液滴模型构建	15
3.2 网格无关性检验	16
3.3 本章小结	18
4 液滴破碎特性模拟与分析	19
4.1 单算例下的液滴破碎数值模拟	19
4.2 不同风场流速下的液滴破碎数值模拟	21
4.3 不同液滴直径下的液滴破碎数值模拟	24
4.4 液滴形变破碎机理	27
4.5 本章小结	33
5 结论	34
参考文献	35

Contents

1 Introduction	1
1.1 Background and Significance	1
1.2 Research Status at Home ang Abroad.....	2
1.3 Application and Development Trend of Droplet Breakup.....	8
1.4 Main Research Content.....	9
2 Numerical Simulation Method of Droplet Breakup	11
2.1 Governing Equations and Numerical Model	11
2.2 Numerical Simulation Method.....	14
2.3 Summary	14
3 Modelling and Independence Verification of Droplet	15
3.1 Modelling of Droplet	15
3.2 The Verification of Grid Independence	16
3.3 Summary	18
4 Simulation and Analysis of Droplet Breakup Characteristics	19
4.1 Single Case Numerical simulation of droplet breakup	19
4.2 Numerical simulation of different airflow velocity of droplet breakup.....	21
4.3 Numerical simulation of different droplet diameter of droplet breakup.....	24
4.4 Deformation and Breakup Mechanism of Droplet.....	27
5 Conclusion	34

1 绪论

1 Introduction

1.1 研究背景及意义 (Background and Significance)

新中国成立以来，从 1970 年 4 月我国第一枚火箭长征一号运载火箭发射成功，到 2024 年 3 月鹊桥二号中继星发射成功，我国在航空航天领域已经走过了大半个世纪的历史。我国在航空航天领域不断突破创新，做出一件又一件举世壮举，但是我国在未来的航空航天领域的发展还有很长一段路等待我们探索，随着材料的更新、能源的迭代、科技的发展，在未来我们必然能做出更加优越辉煌的成就。

可以说使用燃料的地方就离不开发动机，发动机在喷射燃料的过程中，需要先将燃料雾化成细小的液滴再喷射进燃烧室内做功燃烧。燃烧室作为航空航天发动机的三大基础部件之一，其性能影响了整个发动机的工作运行。为了满足发动机更高的机动性、更低的排放污染、更可靠的使用寿命、更低的油耗的要求，航空航天行业对燃烧室内燃料的燃烧要求也更加严格，而燃料雾化作为燃料喷射进入燃烧室的第一步，对提高发动机性能起到了关键作用。燃料雾化喷射中涉及到的最基础的问题就是液滴形变破碎问题。燃料雾化发生在燃油雾化喷嘴中，燃油雾化喷嘴内部空间狭小，燃料流动复杂，任何微小的尺寸变动都会对燃料雾化效果带来巨大影响，因此研究其内部流动特性增强其雾化效果对提高燃油雾化效率效率有重要意义^[1]。

液滴形变与破碎是生活领域、工业领域、航空航天领域等中常见的两相流过程，广泛存在于喷雾、降雨、喷墨印刷、涡轮机械、航空航天等应用场景中。液滴破碎是气液两相流中常见且非常重要的流体力学行为，其主要表现为母液滴在外界作用下破碎成多个小尺寸的子液滴或液滴碎片的过程。液滴破碎是一个典型的多相流复杂问题，在时间和空间上具有高度瞬态性。液滴与气流的相互作用决定了液滴最终的形态及分布，研究液滴破碎的机理对理解和控制液滴破碎两相流问题具有重要意义^[2]。但是由于液滴形态小且通过肉眼和一般实验设备难以捕捉、液滴形变与破碎机理复杂时间极短，特别在高压高速条件下，液滴的破碎行为变得更加复杂，因此通过数值模拟的手段来研究液滴形变与破碎的机理具有十分重要的意义。

在过去的几十年内，液滴在气流中形变破碎的研究已经取得一些重要的成果。早期的研究主要集中在理论分析和实验观察上，科学家通过分析液滴的形状、表面张力、流体力学等因素来探索液滴破碎的机理^[3]。然而，由于液滴破碎过程的

复杂性和液滴破碎时间短的特点,传统的实验观测方法往往受到技术限制或遇到观测困难的阻碍,难以提供有效详细的信息。但是二十一世纪以来,随着计算机技术和数值模拟方法的快速发展,数值模拟成为研究液滴破碎的重要方法。数值模拟能控制时间步长来提供液滴形变破碎过程的更多细节,从而更准确地展示液滴破碎的微观场景,描述液滴破碎的动态特性和影响因素,对理解液滴破碎机理提供了一种高效便捷的方法。

目前对于高速高压条件下的液滴破碎问题仍存在许多不确定性,高速高压条件下,液滴受到的气流压力、表面张力、粘性力等因素会发生变化,使得雷诺数、韦伯数等发生变化,从而使液滴形变破碎机制改变。此外,高速高压条件下的液滴形变破碎尺寸分布和统计特性也还尚未得到充分研究。因此,有必要通过三维数值模拟来研究高速高压条件下液滴的剪切破碎机制,为相关领域的工程应用提供理论依据和指导。

1.2 国内外研究现状 (Research Status at Home and Abroad)

在国际上,各国的学者们对液滴的形变破碎做了大量的实验研究,通过不同条件下的液滴形变破碎来获取液滴破碎的数据。在研究内容中,液滴剪切破碎的机理一直是一个具有挑战性的问题。众学者对液滴的剪切破碎机理众说纷纭,液滴破碎的临界韦伯数在不同的研究者之间存在差异,同时,研究者们对于液滴剪切破碎的机理可以分为边界剥离理论和表面驱动波理论。虽然国内外已经有很多实验数据,但在高压高速条件下的研究较少。

1.2.1 临界韦伯数对液滴破碎的影响

韦伯数是流体力学中用于分析不同流体在接触面处流体流动的一个无量纲参数,表示为流体惯性力与表面张力之比,计算公式为:

$$We = \rho * v^2 * l / \sigma$$

式中, ρ 为流体密度 (kg/m^3), v 为特征流速 (m/s), l 为特征长度 (m), σ 为表面张力系数 (N/m)。韦伯数越小,表示表面张力相对于惯性力更为重要,常表现为毛细现象、表面张力波等问题中。此外,韦伯数还可用于描述流体流过介质时惯性力和内聚力之比。

国内外研究者们对液滴形变和破碎机理进行了大量的实验研究,通过在不同的条件下对液滴施加不同的影响,来判断液滴破碎的机理,同时得到不同液滴破碎的临界韦伯数范围。表 1-1 列出了通过研究液滴在不同条件下破碎来获取液滴剪切破碎临界韦伯数的文献。在不同的学者所做的实验当中,有的收集液滴破碎过程中的数据来进行总结得到临界韦伯数^[4],有的通过阴影成像技术和全息成像技术等观察液滴形变破碎过程中的表现来判断临界韦伯数^[5, 6],有的通过数值模

拟获得实验数据推断临界韦伯数^[7]。

表 1-1 通过不同实验方法获得液滴破碎临界韦伯数的主要文献总结

Table 1-1 Summary of main literatures on obtaining the critical Weber number of droplet breakup through different experimental methods

作者 发表年份	研究内容和实验方法	实验结论
Plich et al. ^[4] 1987	通过研究加速度对液滴破碎的影响预测液滴破碎过程中最大碎片的稳定尺寸，通过收集有关加速度引起的液滴破碎数据来得出结果	通过临界韦伯数、液滴破碎时间分布、历史实验速度数据可以预测稳定片段的最大尺寸，得出临界韦伯数为 $100 < We < 350$
Chou et al. ^[5] 1997	利用脉冲阴影成像技术和全息成像技术研究常温常压的空气中激荡扰动下液滴破碎的时间特性	破碎产生的液滴速度的分布函数是均匀的，子液滴的平均速度略大于母液滴的速度，通过实验测得的临界韦伯数为 $80 < We < 800$
Hsiang et al. ^[6] 1992	研究常温常压下冲击波引发的液滴形变和二次破裂特性，通过阴影成像技术和全息成像技术观察液滴形变破碎特性和破碎后的尺寸分布	低奥内佐格数下的液滴破碎形态丰富，随着奥内佐格数的增加，液滴破碎需要发生在更高的韦伯数条件下，通过实验得出的临界韦伯数为 $80 < We < 350$
Jain et al. ^[7] 2019	基于流体完全分解的体积模拟，研究密度比和雷诺数对二次破碎机理的影响，通过给出密度比-韦伯数的图像来表示不同密度比和韦伯数下液滴的形变和破碎情况	实验结果表明不同的密度比会影响液滴的初始形变和动力学特性，通过实验数据得到临界韦伯数为 $85 < We < 120$

通过表 1-1 可以看出，众多学者观察液滴形变破碎的实验方法不尽一致，研究内容也各有区分，在不同研究方向和不同的研究方法下得出的液滴形变破碎结论中剪切破碎临界韦伯数区间大致为 $80 < We < 350$ 。后续本文将列举不同的算例，每个算例的韦伯数各不相同，通过对总结文献得出的临界韦伯数区间中对应的本文算例进行分析来得出本文总结的临界韦伯数。

1.2.2 对剪切破碎机理的讨论

国内外学者认为液滴剪切破碎是由于各种原因造成的，在他们得出的实验结论中大致可以将液滴剪切破碎机理分为边界层剥离理论和表面波驱动理论。

流体在大雷诺数下做绕流运动时，在离壁面较远处，粘性力远小于惯性力，可以忽略不计；但是在靠近壁面的薄层处，粘性力远大于惯性力，沿壁面法线方向上存在非常大的速度梯度，不能忽略不计，这一薄层曾为边界层。流体的雷诺

数越大，边界层越薄。边界层剥离理论认为液体物质会从液滴表面剥离，直到母液滴完全变成细小液滴，这一现象与流体力学中的边界层分离情况非常类似^[5,8]。另一种观点表面驱动波理论则认为液滴的剪切破碎是由于液滴表面在外力作用下产生的不稳定波而导致的^[9]。

边界层剥离理论认为当液滴周围的气流速度足够大时，由于粘性力的作用，气流在液滴表面法线方向形成速度梯度较大的气体附面层，将液滴表面部分液体分离出去，通过液体不断地表面剥离来实现液滴的破碎^[10]。

认同表面波驱动理论的学者认为液滴破碎是当液滴的内力无法补偿外力时，液滴表面变得不稳定从而发生破碎；当液滴尺寸破碎到一定小时，液滴的内力可以补偿外力后，细小液滴将保持稳定不再破碎^[11]。表面波驱动理论将不稳定波分为瑞利—泰勒不稳定（RTI）波^[12]和开尔文—亥姆霍兹不稳定（KHI）波^[13, 14]。

表 1-2 列出了不同学者对液滴剪切破碎理论所进行的不同实验以及得出不同的实验结论来证明自己观点的主要文献。

表 1-2 不同实验方法验证液滴剪切破碎机理的主要文献总结

Table 1-2 Summary of main literatures on different experimental methods to verify the mechanism of droplet shear breakup

作者 发表年份	研究内容	研究结果
Hsiang et al. ^[6] 1992	通过对不同工质、不同密度比、不同雷诺数和韦伯数下的工况进行液滴在冲击波中的扰动和二次破裂特性	在液滴破碎之前，随着液滴形变程度的增大，阻力系数在液滴上的表现从球形转变为薄盘形，对于所有的破碎状态，二次破碎后的平均直径与液滴边界厚度有关
Delplanque et al. ^[8] 1994	通过对超临界静态环境中液氧液滴的进行数值求解来研究边界层剥离对液滴跨临界对流汽化的影响	研究结果表明在大多数情况下，剥离排除了界面的临界性，且汽液分离将液滴的寿命降低了一个数量级，证明了液滴行为对剥离破裂准则阈值的敏感性
Liu et al. ^[9] 1997	使用超高倍率、短曝光摄影来研究袋状破裂、剪切破裂和穴式破裂三种液滴破裂机制，实验采用不同尺寸、不同工质、不同韦伯数的情况进行实验	在空气动力压力的作用下，液滴边缘变得扁平弯曲，随后产生褶皱，对于不同尺寸的液滴，当韦伯数保持不变时会出现相同的破碎状态，这些结果对边界层剥离理论的有效性产生了质疑
彭程等人 ^[10] 2015	通过理论建模与实验拟合的方法，基于液滴边界层机理对燃料与冷却剂相互作用中的水力学细粒化过程进行研究	基于边界层机理的水力学细粒化质量半经验公式可以较好的反应细粒化质量率水平，通过重新定义边界层的速度分布形式将得到更符合实际的边界层剥离结果

Ranger et al. ^[11] 1968	通过激波建立对流流场来观察液滴破碎的结果，目的是确定各种参数对液滴形变和破碎所需时间的影响	通过对液滴边界层进行积分来确定通过边界层的质量通量，得出液滴表面的液体粘性力小于气体动力而分离导致的
Kaiser et al. ^[12] 2020	使用高分辨率的数值模拟方法进行水柱在环境中破裂的实验，通过 N-S 方程控制两种流体的运动，通过与实验参考数据进行比较验证了数值模拟的正确性	空气动力学中液滴的破碎行为主要受到惯性力、粘性力和毛细力的作用，其中惯性力主导变形，粘性力减缓变形的发生，毛细力使液滴保持球形，三者共同作用的结果是瑞利-泰勒波，它是小韦伯数的不稳定表现形式，也是液滴破碎的主要机制
Guan et al. ^[13] 2018	研究高速气流或冲击波条件下对液滴剪切破碎的影响，建立了激波作用下单个液滴内部流动的数值模拟研究	液滴初始内部流动是影响形变和破碎状态的关键因素，液滴和气流两种流体在不同的速度下产生不稳定状态，并逐渐从层流转变为湍流，从而使液滴发生破碎。导致这种不稳定状态的波被称为开尔文-亥姆霍兹波

同样支持卡尔文-亥姆霍兹波的还有 Wang 和 Adams 等学者，他们研究了亚音速和超音速气流中单个液滴的剪切破碎和剥离原理，与其他强调韦伯数的实验方法不同，他们着重关注流动马赫数和雷诺数所产生的个体影响^[14]。

除此之外，还有学者认为液滴剪切破碎是由于多种不稳定波共同作用导致的。Theofanous 和 Li 等学者采用激光诱导的荧光来观察暴露在超音速气流中的液滴，他们认为液滴破碎是剪切引起的运动，且在具有很不稳定的径向分量和不稳定性，因此会拉伸液滴导致破碎。在低韦伯数下他们的实验数据表明瑞利-泰勒不稳定波对多波穿透具有定量特征，他们这是瑞利-泰勒不稳定波和开尔文-亥姆霍兹不稳定波共同作用的结果^[15]。

根据以上不同学者对于液滴剪切破碎机理的看法，本文将通过对液滴破碎过程进行分析得出相关结论。

1.2.3 气压和流速对液滴破碎的影响

迄今许多的液滴破碎实验研究是在大气压力下进行的，而高压、高速条件下的液滴破碎实验在许多场合中是非常重要的。许多学者认为气液密度比是影响液滴破碎的关键因素，气液密度比是气体密度与液体密度的商，一般液体使用水、乙醇等，气体使用空气。通常气体的可压缩性小，而液体的可压缩性比较大，所以气液密度比会随着压力的升高而减小。表 1-3 列出了不同学者在不同压力、速

度下对液滴破碎进行研究的文献。

表 1-1 不同压力、速度下对液滴破碎影响的研究主要文献总结

Table 1-1 Summary of main literatures on the influence of different pressures and velocities on droplet fragmentation

作者 发表年份	研究内容	研究结果
Gelfand et al. ^[16] 1996	研究连续介质和分散颗粒之间具有速度滞后的流动,通过改变气流压力探究气液密度比对液滴破碎的影响	在连续介质和分散颗粒之间存在的速度滞后是引起液滴破碎的原理,崩解过程会导致液滴尺寸急剧减小,形成雾化效果,实验结果表明,在三倍大气压下的液滴破碎机理与在普通大气压下的液滴破碎机理相似
Lee et al. ^[17] 2000	研究了气体密度升高和室温下高速气流导致的液滴破碎雾化过程,在实验中进行了一系列实验,同时调整气流速度以保证韦伯数不变	当韦伯数在不同的气流密度和气流速度下保持不变时,在高气流密度下,液滴破碎的微观机理与低气流密度也是相似的。实验结果表明,在不同的韦伯数下,密度比对液滴破碎的影响较小
Yang et al. ^[18] 2016	使用流体体积-水平集耦合的方法研究密度比对高度不稳定条件下液滴二次雾化的影响,使用自适应网格细化技术来降低计算成本且在网格质量上与实验测量结果相符	气液密度比越低,液滴形变破碎的速率越快,较小的气液密度比会导致较大的液滴形变,而形变越剧烈就会使液滴发生较强的破碎,且他们发现当密度比小于 32 时,密度比对研究条件下的形变和破碎有显著影响
于亮等人 ^[2] 2012	对气流中的液滴破碎数值模拟实验中采用了 VOF 与大涡模型相结合的方法对单液滴破碎过程进行模拟,对液滴周围的速度矢量、压力分布、不同初始条件下液滴的破碎形态进行了分析	结果表明液滴表面的压力分布会直接影响液滴的破碎状态。通过改变气流速度发现,随着气流速度增加,液滴破碎时间明显缩短,但破碎过程基本相同

通过表 1-3 可以看出气液密度比对液滴破碎形态影响较小,气流速度对液滴破碎时间有明显影响。本文将通过列举不同算例对不同速度下的液滴破碎进行分析。

1.2.4 液滴的破碎状态

根据国内外学者对液滴破碎机理研究的实验可以发现,液滴在破碎过程中具

有多种形态和破碎形式^[5, 6]。他们的研究指出，液滴破碎形态的不同与韦伯数和奥内佐格数有很大的关系，同时，有学者通过数值模拟实验对不同韦伯数和奥内佐格数下的液滴破碎过程进行了模拟，模拟结果表明，韦伯数越大，液滴越容易破碎，奥内佐格数越大，液滴越不容易破碎^[19]。

除此之外，大量的实验研究表明，低奥内佐格数下，随着韦伯数的增加，液滴首先会出现袋式破碎。Hsiang 等学者认为液滴破碎随着气流与液滴之间相对速度的增加，按照几何形态可以分为：振荡破碎、带状破碎、多模式破碎、剪切破碎、爆炸破碎^[6]。袋式破碎和剪切破碎通常被称为过渡破碎模式或多状态破碎模式。有学者认为，在袋式破碎前，还存在一种名为震动破碎的破碎模式，但通过很多研究表明，这种破碎模型并不经常发生，而且由于这种破碎模式并不会使母液滴破碎成子液滴，所以并未引起学者们的广泛关注。而中间态破碎同时具有袋式破碎和剪切破碎的部分特性，通过杨威统计的资料来看，中间态破碎又包括：袋式-雄蕊破碎、袋式-射流破碎、袋式-羽束破碎、双袋式破碎、多袋式破碎、羽束-剪切破碎以及多模式破碎和过渡模式破碎。经过学者们的研究，在低奥内佐格数下袋式破碎的临界韦伯数为 11 ± 2 ，而中间态破碎的临界韦伯数还需要更多的实验去探究^[20]。表 1-4 列出了学者们研究得出的不同液滴破碎形态及其特征。

表 1-4 不同液滴破碎形态及其特征

Table 1-4 Different droplet breakup forms and their characteristics		
作者 发表年份	液滴破碎形态	破碎特征
Guildenbecher et al. ^[21] 2009	振荡破碎	液滴在气流的作用下表面产生一定频率的震动, 由于液滴破碎发正在不稳定状态下, 所以在相同的气流条件下, 液滴不一定会发生振荡破碎
Chou et al. ^[22] 1998	袋状破碎	由液环和液膜组成, 液滴在气流作用下向内凹陷, 形成像袋子形状的液膜, 而在气流流入方向会形成拉住液膜的液环, 发生带状破碎时, 液膜会首先破裂, 之后液环会在气流作用下继续形变直至在薄弱区域断裂破碎
Dai et al. ^[23] 2001	多模式破碎/ 中间态破碎	拥有与袋状破碎相似的液膜和液环, 与袋状破碎不同的是多模式破碎在液环中央存在一个突起的液柱, 在发生破碎时液膜、液环和液柱会依次发生破碎
Chou et al. ^[22] 1998	剪切破碎	液滴表面边缘处不断被气流吹离, 吹离的子液滴会逐渐在气流中逐渐破碎成更细小的子液滴, 在液膜不断剥离后, 母液滴会剩下一个较大的液核, 这个液核最后也会在气流中破碎成子液滴

Guildenbecher et al. ^[21] 2009	爆炸破碎	气流会在液滴表面形成振幅较大、波长较长的瑞利—泰勒不稳定波，从母液滴表面剥离部分子液滴，一段时间后母液滴会破碎成少量粒径较大的子液滴，根据其破碎形态又可以分为波峰剥离和爆炸破碎两种
--	------	--

液滴的破碎模式可见图 1-2^[24]。根据表 1-4 和图 1-1 可以看出，不同的液滴破碎形态特征各不相同且较为容易区分，本文将通过观察本文算例的液滴破碎过程来判断液滴破碎形态，并根据根据其破碎形态判断剪切破碎机理。

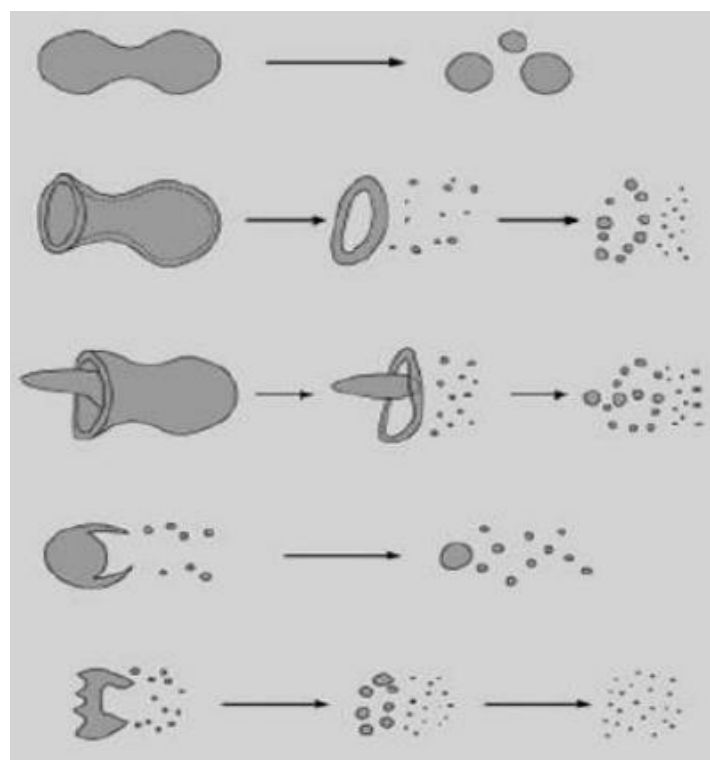


图 1-1 液滴不同的破碎形态^[24]

Figure 1-1 Different breakup forms of droplet^[24]

1.3 液滴破碎的应用及发展趋势（Application and Development Trend of Droplet Breakup）

液滴破碎最常应用于喷雾雾化过程中。喷雾是通过对液体施加高压强使液滴通过喷嘴时破碎成细小的液滴。雾化在发动机的历史中早在十九世纪二十年代就出现了，法国工程师卡诺提出了热力发动机的经典理论——卡诺原理，开始了内燃机的发展历史。为了提高汽车发动机的性能，必须使燃料在进入气缸前雾化成细小的液滴，才能才极短的时间里燃烧完成并将废气排出，要做到这点就必须保证雾化的质量。于是便有了通过高压喷射来获得高质量油雾的方法。

在生活生产的领域中，液滴破碎常见于雾化干燥、雾化冷却、雾化反应、粉

末冶金、表面涂脂等场合中，例如对房间内喷洒空气清新剂或杀虫剂、疫情期间发明的通过按压即可喷洒酒精清洁的喷壶、金属产品表面不同样式的喷漆、家里或者公共场合的卫生间里防水凝胶的喷涂、咖啡豆和茶叶等产品的干燥、对制作好的样衣进行正反面的处理和喷雾印染等^[25]。

在农业中，喷雾被用于药物的喷洒、农作物的灌溉、苗圃和家禽屋舍的喷雾降温等。在许多城乡农村中，人们通过背带式的农药喷壶以及长柄式的喷洒装置来对农作物进行农药喷洒。随着技术的发展，越来越多的农场中更多地使用喷洒灌溉，通过高压将水流喷射出，再通过喷嘴口的规律性打击将水流拍打成小面积水雾，实现更大面积、更高效率的灌溉。随着无人机技术的发展，现代农场逐渐使用无人机来实现定点定株灌溉，通过移动终端即可观察某一植株是否灌溉、喷洒农药的情况，并通过将农药或者水源注入无人机中来进行喷洒。

在医疗行业，近年来新发明的雾化治疗逐渐普及，其也被称为气溶胶吸入疗法，其原理是通过雾化装置将药物雾化成细小的液滴，将雾化后的液滴通过雾化器连接口鼻，让病人将药物吸入呼吸道以及肺部内，通过润湿呼吸道来达到治疗炎症的目的。

在消防中，喷雾技术更为常见，实验室内、公共场合、交通工具等随处可见的灭火器均使用了雾化技术。灭火器灭火的原理为通过喷射大量不可燃物隔绝氧气与火源的接触，并同时降低火源温度，从而达到灭火效果。灭火器使用时，按压压把使灭火器内产生高压环境，将灭火材料通过喷嘴喷射出去以达到雾化的效果。雾化后的液体能更快的扩散到环境中，覆盖更大的面积，从而更快地吸收热量，具有快速灭火、降低消耗量、保护破坏对象的特点。

在日常办公过程中，办公场所内的加湿器、空调喷水装置等也都应用了雾化技术，通过将储水器内的水粉碎成极细的液滴喷洒到室内，从而增加室内湿度、降低温度，保证人体舒适感。

1.4 主要内容（Main Research Content）

根据本文选题，作者通过阅读国内外相关的参考文献，明确了国内外在液滴形变破碎方面的研究工作进展等，希望在前人的基础上通过三维数值模拟进一步研究液滴形变破碎模拟过程和机理。液滴形变破碎三维数值模拟实验需要模拟液滴在风场中受到气流作用形变破碎的场景，实验目的是研究在不同速度气流条件下液滴的破碎状态和液滴形态大小对液滴破碎过程的影响，以及通过研究液滴形变破碎的韦伯数和速度场分布来得出结论。论文的内容分布如下：

（1）第二部分说明液滴破碎数值模拟的模拟方法。以 ANSYS FLUENT 软件瞬态压力基为基础，使用 VOF+水平集耦合模型与大涡湍流模型计算液滴形变破碎模拟过程，采用 SIMPLE 算法作为压力速度耦合算法，选择与 VOF 模型和

大涡湍流模型适配的离散对方程进行离散，以缩短液滴形变破碎模拟时间，加快计算效率；

（2）第三部分说明数值模拟模型的构建以及对该模型的网格无关性检验。根据前人所作的三维数值模拟计算模型，根据第二部分内容搭建本文液滴形变破碎三维数值模型，并给出具体几何数值。根据本文研究内容罗列具体算例，并通过自适应网格划分方法对模型划分不同数量网格进行网格无关性检验；

（3）第四部分得到结果并进行结果分析和讨论。根据第三部分搭建的模型与算例，首先与前人进行的数值模拟实验结果进行对比验证了本文三位数值模型的正确性。其次通过不同算例得出的计算结果研究了气流与液滴间相对速度和液滴直径大小对液滴形变破碎的影响，并得出相关结论。最后通过观察部分算例计算模拟过程图研究液滴形变破碎临界韦伯数和剪切破碎机理，并得出相关结论；

（4）第五部分总结重要结论。根据本文所有内容和研究成果，将关键结论进行总结陈述。

2 液滴破碎数值模拟方法

2 Numerical Simulation Method of Droplet Breakup

上世纪 60 年代以来，随着计算机技术的不断发展，逐渐出现了数值模拟，也成为计算机模拟的计算方法，其依靠计算机的强大算力和有限元体积法等概念，通过数值计算和图像显示的方法来实现研究工程和物理问题的目的。计算流体力学也通过数值模拟方法一跃成为与理论流体力学和实验流体力学并肩的研究流体力学的第三种方式，由于其独特的研究方式以及高精度的研究结果，被广泛应用于现在物理研究的各个领域。

2.1 控制方程和数值模型（Governing Equations and Numerical Model）

本文使用 ANSYS Fluent 进行液滴破碎的数值模拟，从宏观层次来研究液滴破碎问题。本文利用基本物理守恒定律，基于连续介质假设，采用连续性方程、质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程来控制气液两相流过程。液滴破碎模型采用 Volume of Fluid（VOF）+耦合水平集 Level Set（LS），即 CLSVOF 模型，湍流模型采用大涡模拟 Large eddy simulation（LES）。

2.1.1 控制方程

本文为气相与液相均不可压、不互溶，且均为牛顿流体，假定流动过程中等温且不考虑两相之间的质量传递，其连续性方程为：

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho) + \nabla \cdot (\alpha \rho \mathbf{u}) \right] = 0 \quad (2-1)$$

质量守恒方程为：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-2)$$

动量守恒方程为：

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \mathbf{F} \quad (2-3)$$

式中， ρ 、 \mathbf{u} 分别为流体密度和速度， p 为压强， μ 为动力粘度， \mathbf{F} 为界面处表面张力^[2, 26]。

能量守恒方程为：

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} (\rho E + p)] = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) \quad (2-4)$$

式中， k_{eff} 为有效传热系数， E 为能量， T 为温度^[27]。

2.1.2 CLSVOF 两相流模型

Fluent 为多相流计算提供了四种模型，VOF 模型、Mixture 混合模型、欧拉模型和湿蒸汽模型。湿蒸汽模型只适用于密度基的计算中；Mixture 混合模型适用于低负载的粒子流、气泡流、沉降、旋风分离器和没有离散相的均匀多相流，同时适用于相互渗透的多相流；欧拉模型适用于气泡柱、上浮、颗粒悬浮、流化床和颗粒流，也适用于相互渗透的多相流；VOF 模型是一种欧拉网格下的表面追踪方法，适用于多种不互溶的流体间的交互界面、分层流、液体中气泡流动、水射流以及求解任意气液瞬态或稳态分界面。根据液滴破碎的模拟条件，选择 VOF 模型最合适，因此本文选择 VOF 两相流模型。

基于气液互不渗透和流体质量守恒，在 VOF 模型中引入了流体体积分数，在流场体积内，气相和液相的体积之和为 1，即

$$\alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (2-5)$$

式中， g 表示气相， l 表示液相， α 表示流体在流场内的体积分数。通过 VOF 方程保证流体质量守恒，基于此，可以通过求解各相的体积分数连续方程来追踪相间界面，即

$$\frac{\partial(\alpha\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha\rho\mathbf{u}) = 0 \quad (2-6)$$

局部流体密度和动态粘度由方程(2-7)和(2-8)控制：

$$\rho(\alpha) = \rho_l\alpha_l + \rho_g(1 - \alpha_l) \quad (2-7)$$

$$\mu(\alpha) = \mu_l\alpha_l + \mu_g(1 - \alpha_l) \quad (2-8)$$

水平集耦合方法使用具有正负的距离函数来隐式地定义界面，气液界面处函数值为 0，液相中函数值为正，气相中函数值为负^[28]。从 VOF 方程得到水平集耦合函数的初值，然后初始化得到新的水平集耦合函数，其函数可以写成类似 VOF 方程的形式：

$$\frac{\partial(\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) = 0 \quad (2-9)$$

此外，采用阶跃函数来保证物性的连续性变化，相位特性在界面处的表达式为：

$$\rho(\phi) = \rho_l H(\phi) + \rho_g [1 - H(\phi)] \quad (2-10)$$

$$\mu(\phi) = \mu_l H(\phi) + \mu_g [1 - H(\phi)] \quad (2-11)$$

在方程(2-10)和(2-11)中， $H(\phi)$ 的表达式为：

$$H(\phi) = \begin{cases} 0, & \phi < -\varepsilon \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\phi}{\varepsilon} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi\phi}{\varepsilon}\right) \right], & |\phi| \leq \varepsilon \\ 1, & \phi > \varepsilon \end{cases} \quad (2-12)$$

此方程定义了一个距离界面的正距离或负距离的距离 ε ， ε 为表示网格单元尺寸的一个参数，通常取值为网格尺寸的 1.5 倍^[29, 30]。

表面张力根据阶跃函数的修正方程如下：

$$F_\sigma = \sigma \kappa(\phi) \delta(\phi) \nabla(\phi) \quad (2-13)$$

式中， $\kappa(\phi)$ 为界面曲率函数，其值为 $\kappa(\phi) = \nabla \cdot \mathbf{n}$ ， \mathbf{n} 为气液界面上的法向量，其值为 $\mathbf{n} = \nabla \phi / |\nabla \phi|$ ，由于水平集耦合函数是连续函数，所以 \mathbf{n} 的值可以精确求解。因此界面曲率函数 $\kappa(\phi)$ 可以更加精确平滑。 $\delta(\phi)$ 为限制界面内表面张力影响的阶跃函数，在两种流体中均取值为0^[27]，其表达式为：

$$\delta(\phi) = \frac{dH(\phi)}{d\phi} = \begin{cases} 0 & |\phi| > \varepsilon \\ \frac{1}{2\varepsilon} \left[1 + \cos\left(\frac{\pi\phi}{\varepsilon}\right) \right] & |\phi| \leq \varepsilon \end{cases} \quad (2-14)$$

2.1.3 大涡湍流模型

Fluent 在湍流计算中提供了九种不同的模型，其中，Spalart-Allmaras 模型适用于气动问题，不适用于剪切流或分离流；k-epsilon 模型适用于无分离的可压或不可压问题下的复杂外部流动；k-omega 模型适用于内部流动、射流、大曲率流、分离流，相对于 k-epsilon 模型收敛更加困难且对初始条件更加敏感，且对壁面依赖性强，不适用于自由剪切流；Transition k-k1-omega 模型适用于壁面约束流、自由剪切流、尾迹流、混合层流动、平板扰流、圆柱绕流、喷射流等问题，常见于层流向湍流转变的流体问题中；Transition SST 模型在近壁面处拥有比 k-omega 模型更好的精度和稳定性，同样对壁面有较强的依赖性；Reynolds stress 模型对复杂流动有很高的预测能力，适用于与雷诺应力有关方程的求解，能很好的反应流动性为，但是对网格要求很高；Scale-Adaptive Simulation 模型适用于瞬态湍流流动问题，常用于航天领域，它在不稳定流动区域的计算类似于 LES，在稳定流动区域的计算类似于 RANS；Detached Eddy Simulation 分离涡模型适用于外部气动力、气动声学、避免湍流问题；Large Eddy Simulation 大涡模型适用于三维模型，但在近壁面处计算困难。根据液滴破碎的模拟条件，选择大涡模拟较为合适，因此本文选择大涡模型对湍流进行求解。

非定常流动是一种多尺度的三维流动，大涡模拟是近几十年发展起来的一种在流体力学中非常重要的数值模拟研究方法，其基本思想是通过精确求解某个尺度以上所有湍流尺度的运动，从而能够捕捉到其他方法无法捕捉的非稳态、不平衡过程中出现的大尺度效应和拟序结构^[31]。网格大小通常被用作过滤器，从变量中删除小于过滤器宽度的尺度，也成为子网格尺度。大涡模拟是湍流模拟研究的一种新方法，它被用在计算液滴形变和破碎为题当中^[27]，因此，本文使用大涡模拟作为研究液滴破碎和形变的湍流模型。大涡模拟的控制方程为过滤后的动量守恒方程和连续性方程，其方程如下：

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-13)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2-14)$$

$$\sigma_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} \delta_{ij} \quad (2-15)$$

式中， \tilde{u}_i 、 \tilde{u}_j 、 \tilde{p} 代表过滤量， u_i 为 x_i 方向的速度分量， t 为时间， p 为压强， μ 为动力粘度， σ_{ij} 为粘性应力， δ_{ij} 为克罗内克函数，且当 $i = j$ 时其值为1，其他时刻其值为0。 τ_{ij} 和 τ_{kk} 为子网格尺度（SGS）应力张量，用于提供闭合的模型通常被称为 SGS 模型，它通常遵循 Boussinesq 假设：

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \tilde{S}_{ij} \quad (2-16)$$

式中， μ_t 为亚网格粘度， \tilde{S}_{ij} 为应变速率张量^[27]。

2.2 数值模拟方法（Numerical Simulation Method）

采用有限元体积法作为模拟的算法，有限元体积法着重从物理方面构建离散方程，每一个离散方程都是有限大小体积上某种物理守恒的表达式，离散方程具有一定的物理意义，并保证离散方程具有守恒性^[32]，此方法可以通过有限数量的未知量去求解具有大量未知量的系统或模型，已经被大量使用于计算流体力学领域，市面上许多的数值模拟软件也是基于此方法进行运算的。

压力速度耦合方法采用压力耦合方程组半隐式方法（SIMPLE），SIMPLE 算法的核心在于通过使用压力和速度之间的关系来修正质量守恒方程，它是一种迭代算法，通过描述流体流动的动量方程和保证满足质量守恒方程的压力修正方程来解决纳维-斯托克斯方程。

压力离散选择 PRESTO!作为压力离散方法，此方法与 VOF 模型适配性高，且 PRESTO!在高密度比和高表面张力的问题中非常适用。选择 Geo-Reconstruct 求解体积分数离散方程，它是一种比较精确的通过追踪自由表面的计算方式，它被广泛地应用于瞬变流的 VOF 问题中。采用有界中心差分求解动量离散方程，采用二阶迎风离散化求解能量和水平集函数方程^[26, 33]。

2.3 本章小结（Summary）

本章根据 ANSYS Fluent 2021 R1 软件，给出了液滴形变和破碎的控制方程和物理模型。本文采用压力基作为求解器，使用 VOF+水平集作为多相流模型，使用大涡模拟作为湍流模型，并在此基础上给出了模型的控制方程。最后给出了模拟过程中使用的模拟方法，本文使用 SIMPLE 方法作为压力速度耦合方法，并基于多相流模型和湍流模型采用了对应的压力、动量、体积等离散方程^[3]。

3 液滴的模型构建及无关性验证

3 Modelling and Independence Verification of Droplet

3.1 液滴模型构建（Modelling of Droplet）

本文采用的液滴形变破碎模型为一个初始直径为 D_0 的球形液滴在风场中逐渐变形并最终破碎，它由一个外在的风场和处于风场中的液滴组成。液滴形变破碎模型如图 3-1 所示，风场速度流动方向为 x 轴正方向，风场入口位于 y - z 轴。液滴初始直径 D_0 为 2.8mm，液滴位于入口 x 轴正方向侧 5mm 处，风场入口为 $14\text{mm} \times 14\text{mm}$ 的平面，风场流动计算域长为 28mm，风场出口是与入口平行等面积的平面。因为计算域边界相对于液滴较大，所以液滴在边界的动力学因素可以忽略不计。参考朱万里等人的计算域，得到如图 3-1 所示尺寸为 $5D_0 \times 5D_0 \times 10D_0$ 的计算域^[27]，坐标系位于风场入口处下方中线处。

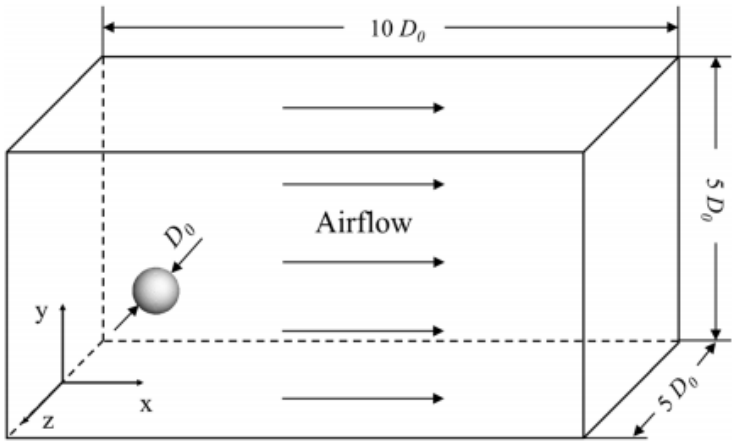


图 3-1 液滴破碎模拟模型几何结构^[27]

Figure 3-1 Geometric structure of droplet breakup simulation^[27]

液滴破碎模型的具体几何参数及命名见表 3-1。

表 3-1 液滴破碎模型几何结构参数及命名

Table 3-1 Geometric structure paraments and name of droplet breakup model

液滴破碎模型名称	英文名称	几何参数
风场入口	Inlet	$14\text{mm} \times 14\text{mm}$
风场出口	Outlet	$14\text{mm} \times 14\text{mm}$
壁面	Wall	$14\text{mm} \times 28\text{mm} \times 4$
液滴	Droplet	$D_0 = 2.8\text{mm}$

风场中气流从左侧风场入口进入计算域，将左侧作为速度入口边界，设置不

同的速度来控制风场气流流速；气流通过计算域从右侧离开，将右侧作为压力出口边界。本文选取韦伯数和雷诺数作为液滴破碎的无量纲观察数，韦伯数是流体惯性力与表面张力的比值，雷诺数是流体惯性力与粘性力的比值。其中，韦伯数表达式为

$$We = \frac{\rho_g v_g^2 D_0}{\sigma} \tag{3-1}$$

雷诺数表达式为

$$Re = \frac{\rho_g v_g D_0}{\mu} \tag{3-2}$$

式中， l 和 g 表示液相和气相， ρ 表示密度， v 表示速度， D_0 表示液滴初始直径， σ 表示表面张力系数， μ 表示动力粘度。

本文进行液滴破碎模拟采用的水的密度为 998.2kg/m^3 ，粘度为 $1.003 \times 10^{-3}\text{kg/m} \cdot \text{s}$ 。空气密度为 1.225kg/m^3 ，粘度为 $1.7894 \times 10^{-5}\text{kg/m} \cdot \text{s}$ 。表面张力系数为 0.0728N/m ，模拟压强为一个标准大气压，液滴初始直径分为 2.8mm 和 3.52mm ，风场气流速度在 $50\text{m/s} \sim 150\text{m/s}$ 之间变化。本文进行的模拟实验参数如表 3-1 所示：

表 3-1 模拟初始条件参数
Table 3-1 Initial condition of simulation

算例	D_0/mm	气流速度/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	We	Re
1	2.8	50	118	9584
2	2.8	75	265	14376
3	2.8	100	471	19168
4	2.8	125	736	23961
5	2.8	150	1060	28753
6	3.52	50	148	12049
7	3.52	75	333	18073
8	3.52	100	592	24097
9	3.52	125	925	30122
10	3.52	150	1333	36146

3.2 网格无关性检验（The Verification of Grid Independence）

将液滴形变破碎模型构建完成后，对模型进行网格划分，本文使用相同的网格划分方法将模型划分成 5 种不同单元数量的网格。本文采用 ANSYS Fluent 携带的基于自适应网格细化的网格划分方法来对液滴破碎模型进行网格划分。通过对不同网格数量下的液滴横流直径与液滴初始直径之比进行计算，来达到验证网格无关性的目的。

本文划分了单元数为 454000、686000、1029000、1279000 和 1549000 五种

不同数量的网格，通过对不同单元数下的网格进行计算来判断网格质量。不同数量的网格下横流直径比如图 3-2 所示。

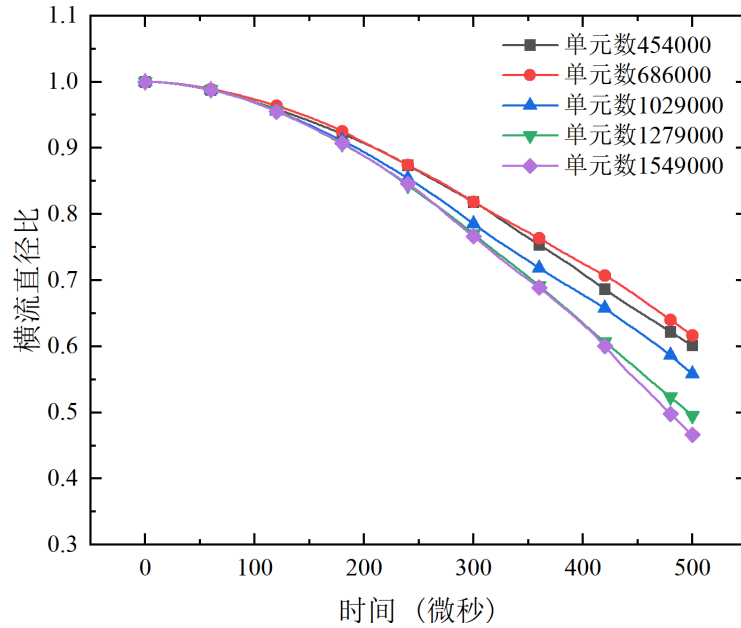


图 3-2 不同单元数下的横流直径比

Figure 3-2 The cross-stream diameter ratio of different grid cell numbers

通过对图 3-2 分析可知，不同网格数下横流直径比差异较大，曲线之间间隔较大，但随着网格数量逐渐增加，曲线间的差异逐渐减小。当单元数大于等于 1279000 时，划分不同数量的网格，曲线之间的差异较小，横流直径几乎不再发生变化，在 400 微秒之前，单元数为 1279000 的曲线几乎与单元数为 1549000 的曲线重合。将单元数 1279000 和单元数 1549000 的曲线进行比较，得到最大误差在时间等于 500 微妙处，最大误差为 5.80%。

液滴的形变参数随时间变化的图像如图 3-3 所示，我们通过观察横流直径和纵流直径来判断液滴的形变情况。纵流直径为 D_{cro} ，横流直径为 D_{str} ，纵流直径比为 D_{cro}/D_0 ，横流直径比为 D_{str}/D_0 。

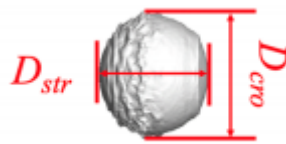


图 3-3 液滴形变参数^[27]

Figure 3-3 Deformation paraments of droplet^[27]

综合以上对液滴破碎模型的网格无关性检验分析，可以得出当单元数大于 1279000 时，计算结果得到的横流直径比与单元数为 1549000 的曲线接近，所以判断该网格数下的液滴形变与网格数无关。考虑到后期模型的计算精度和计算成本，在接下里的模拟中，本文选用单元数为 1279000 的网格进行计算。

根据选择的网格数和计算域构建本文的液滴形变破碎三位数值模型如图 3-4 所示。

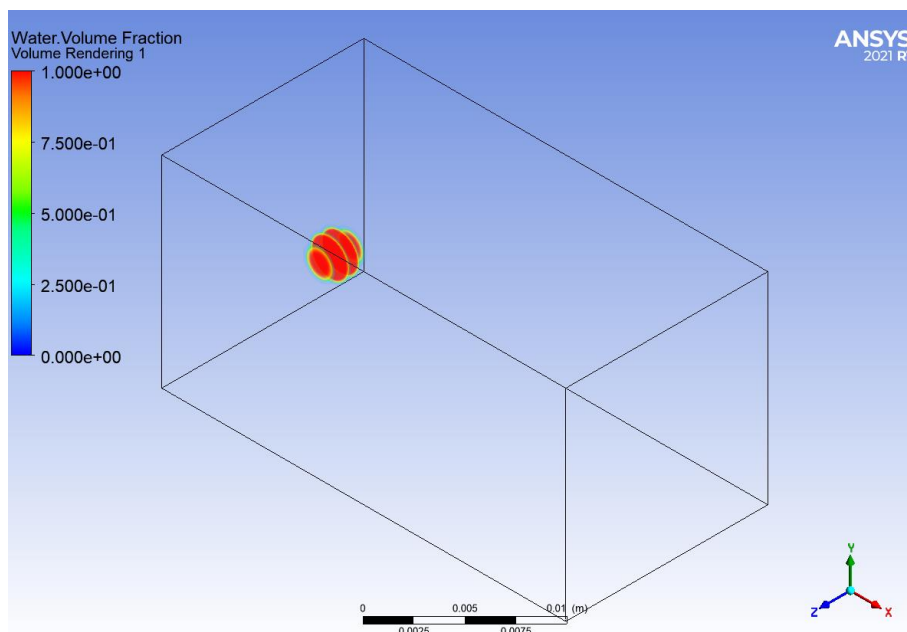


图 3-4 液滴形变破碎模型图

Figure 3-4 Model of droplet deformation and breakup

图 3-4 中红色球形区域为液滴，由于网格精确度的原因，导致液滴从斜视角度看是由切片组成，当缩小网格尺寸扩大网格精度时，便可以细化液滴模型，使液滴从斜视角度看是圆形，考虑到计算成本问题和模型网格无关性检验，本文不再展示细化后的液滴模型。

3.3 本章小结（Summary）

本章节给出了液滴破碎的数值模型，并给出其基本参数和模拟的初始参数。围绕该模型，本文通过十种数值模拟 case 进行计算得到结果，计算过程中，通过两个无量纲数（韦伯数、雷诺数）对模拟过程进行区分和观察。本文通过相同的网格划分方法将网格划分成五种数量不同的网格类型，在满足精度的同时为了避免网格数过大导致计算量过大的问题，选择网格数为 1279000 的网格作为本文进行模拟的网格类型。

4 液滴破碎特性模拟与分析

4 Simulation and Analysis of Droplet Breakup Characteristics

本章节根据第三章提供的计算域、网格划分结果与算例分配来对液滴破碎进行模拟，并根据计算结果对液滴破碎机理进行分析。通过第二、三章节可知，液滴破碎模拟一般是在瞬态过程下进行的，本章节将对瞬态过程下的液滴破碎模型进行数值模拟分析，揭示不同风场流速和液滴直径下的液滴破碎特性，分析气流与液滴之间相对速度大小对液滴形变破碎的影响，得出液滴剪切破碎机理以及液滴剪切破碎临界韦伯数的范围。本章节在进行液滴破碎模拟的过程中，模拟计算时间从 0 开始，时间步长设置为 1×10^{-6} s，本文在不同气流与液滴相对速度条件下，根据液滴形变至最大纵流直径时间为止设置时间步数。

4.1 单算例下的液滴破碎数值模拟（Single Case Numerical simulation of droplet breakup）

根据算例 2，将风场入口流速设置为 75m/s，液滴直径设置为 2.8mm，韦伯数为 265，时间步数设置为 600 步，通过计算后得到图 4-1。

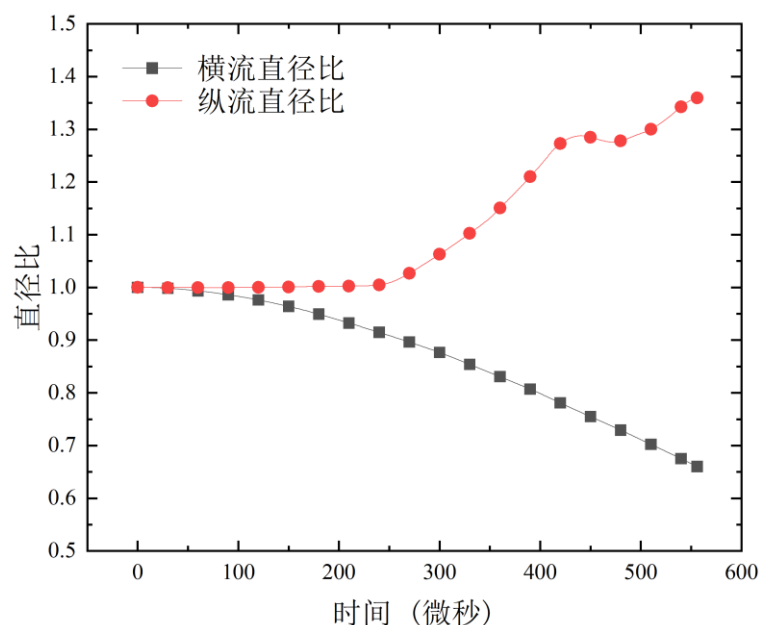


图 4-1 算例 2 液滴破碎过程中的直径比

Figure 4-1 Diameter ratio of droplet breakup of case 2

根据算例 7，将风场入口流速设置为 75m/s，液滴直径设置为 3.52mm，韦伯数为 333，时间步长设置为 600 步，通过计算后如图 4-2。

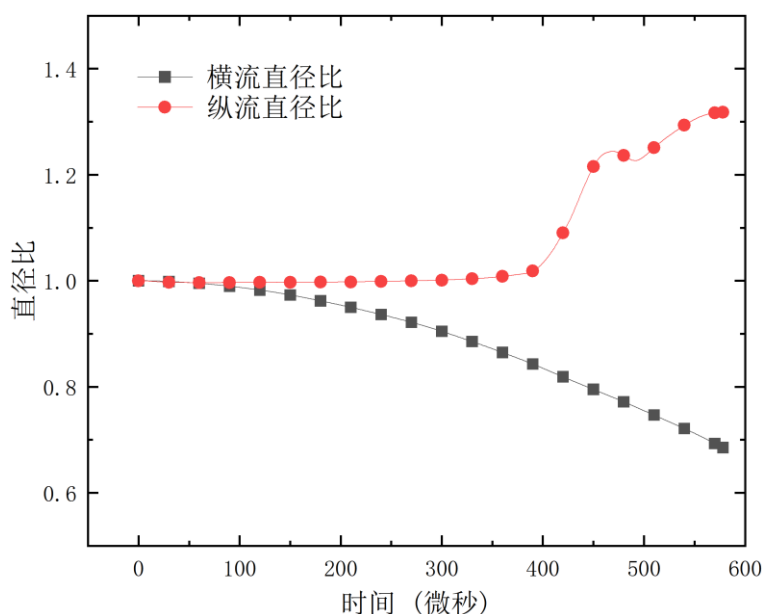


图 4-2 算例 7 液滴破碎过程中的直径比

Figure 4-2 Diameter ratio of droplet breakup of case 7

根据图 4-1 和图 4-2 可知，随着时间推进，液滴横流直径逐渐减小，纵流直径逐渐增大。在 $441\mu s \sim 474\mu s$ 间液滴的纵流直径随时间增加而略微降低，这是因为本文在模拟过程中选取的纵流直径观测方法并不完善，在此时间区间内液滴的部分纵流直径未被捕捉，从而导致纵流直径略微下降。

通过 Poplavski 等人与朱万里等人的实验研究来对比本文所作的数值模拟计算结果，判断本文的液滴破碎模型是否正确。他们通过数据模拟计算得到的结果分别如图 4-3 和 4-4 所示。

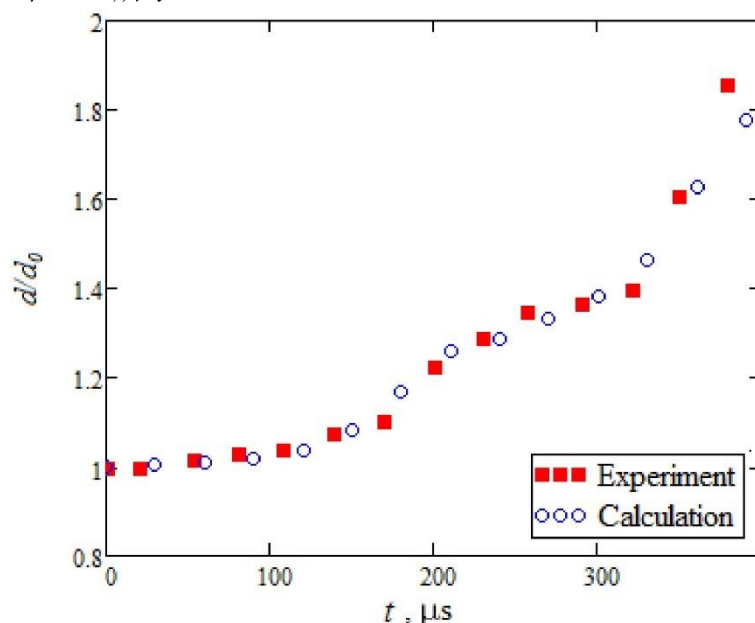


图 4-3 Poplavski 等人通过数值模拟得到的计算结果^[34]

Figure 4-3 Calculation result of numerical simulation of Poplavski et al.^[34]

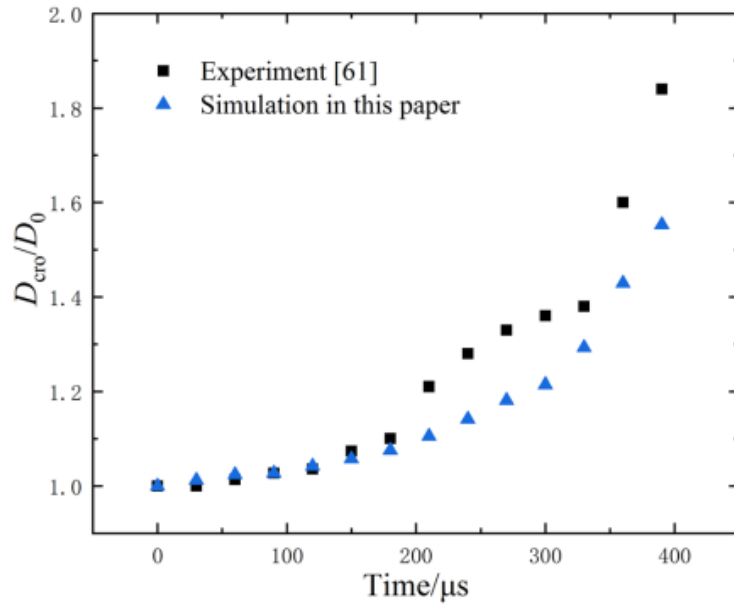


图 4-4 朱万里等人通过数值模拟得到的计算结果^[27]

Figure 4-4 Calculation result of numerical simulation of Wanli Zhu et al.^[27]

选取朱万里韦伯数为 248 的数值模拟实验和 Poplavski 韦伯数为 360 的数值模拟实验，与本文韦伯数分别为 265 和 333 的算例 2 和算例 7 进行对比。根据图 4-3 和图 4-4 与图 4-1 和图 4-2 对比可知，本文在数值模拟计算结果方面与 Poplavski 和朱万里等人的模拟结果大体一致。以上三图定量显示了液滴纵流直径比随时间的变化，尽管本文与其他两组参考实验数据在计算中间与最大值方面有较小的差异，但是在总体上变化趋势是一致的。Poplavski 与朱万里等人在计算过程中采用高分辨率的画面捕捉技术对纵流直径形变进行观察，而本文仅是通过在计算域中固定的平面均值计算方法来计算纵流直径变化。这一点在模拟刚开始时非常明显，具体表面为本文的纵流直径计算结果在模拟开始时变化缓慢，液滴刚开始形变时无法及时将形变传递到固定的平面中进行计算，导致本文的计算结果前期变化比较缓慢，而总体趋势与 Poplavski 和朱万里等人基本相同，由此也可以验证本文数值模型的正确性。

4.2 不同风场流速下的液滴破碎数值模拟 (Numerical simulation of different airflow velocity of droplet breakup)

根据算例 1~5，将风场入口气流流速依次设置为 50m/s、75m/s、100m/s、125m/s、150m/s，液滴直径设置为 2.8mm，将计算得到的不同气流与液滴相对速度下的直径比变化进行对比，最终得到图 4-5 和图 4-6。

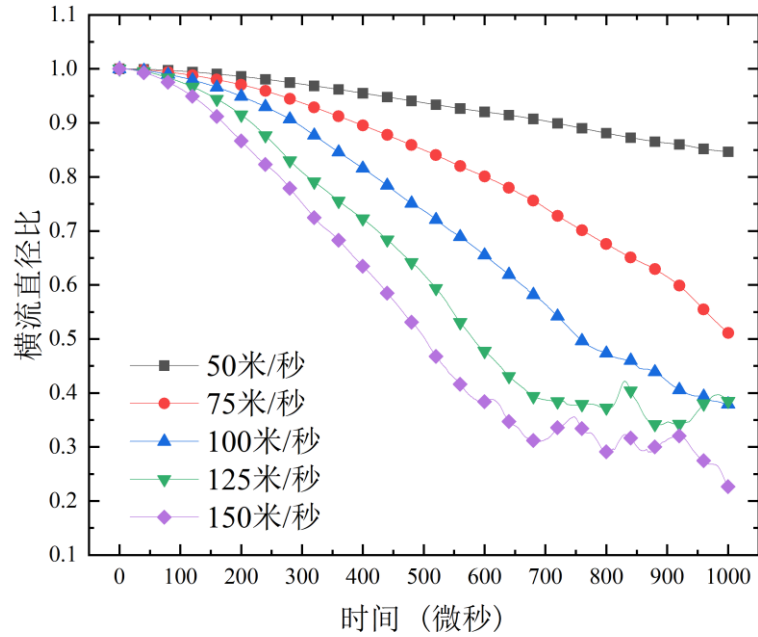


图 4-5 2.8mm 直径下不同速度的液滴横流直径比

Figure 4-5 Straight-stream diameter ratio of different velocity of droplet under 2.8 millimeter

根据图 4-5 可知,随着时间推进,不同速度下的液滴横流直径比均逐渐减小,且随着气流与液滴之间相对速度的增加,液滴形变速度增加,相同时间内液滴从初始直径的形变量增大。

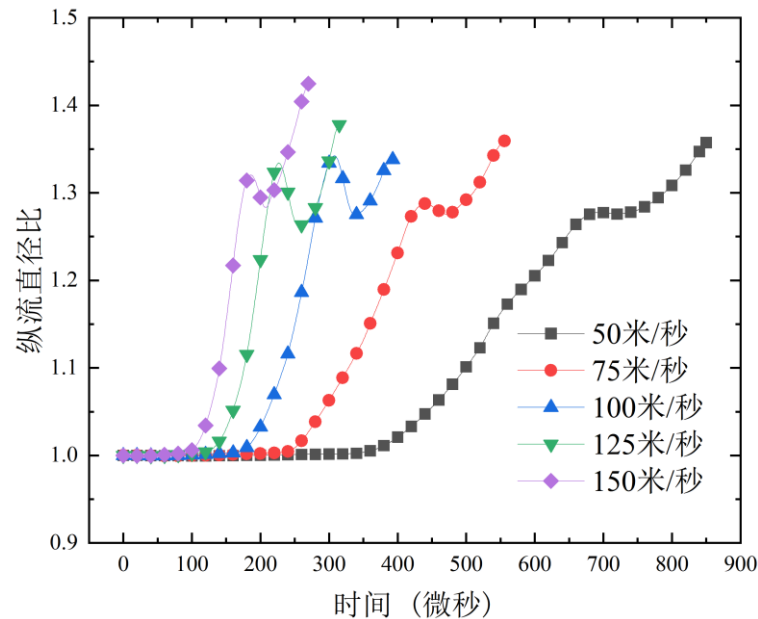


图 4-6 2.8mm 直径下不同速度的液滴纵流直径比

Figure 4-6 Cross-stream diameter ratio of different velocity of droplet under 2.8 millimeter

根据图 4-6 可知,随着时间推进,不同风场流速下的液滴直径均发生改变,且变化规律基本相同。随着流速的增大,在相同的时间步长内,液滴横流直径比和纵流直径比变化速度均明显加快,液滴形变加快,液滴破碎的时间缩短。

同理,扩大液滴直径后,将算例 6~10 的计算结果进行对比,得到的结果如

图 4-7 和 4-8 所示。

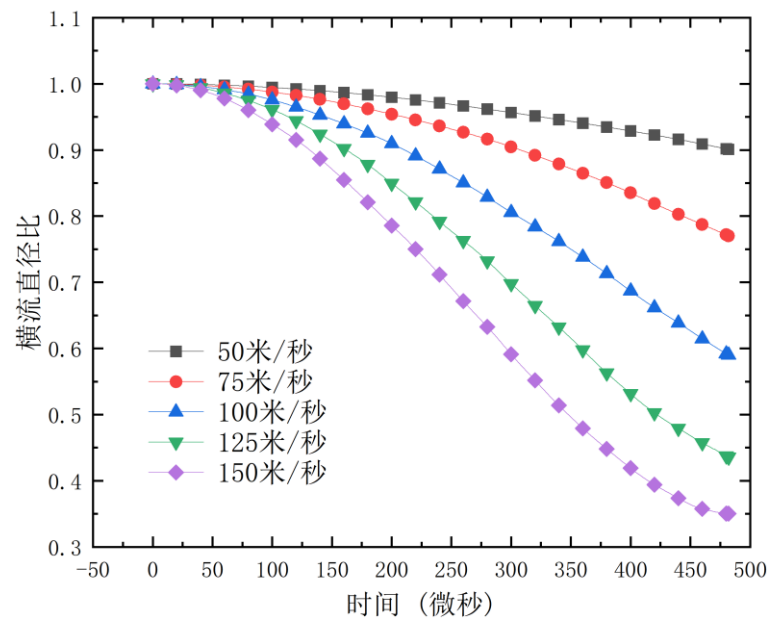


图 4-7 3.52mm 直径下不同速度的液滴横流直径比

Figure 4-7 Straight-stream diameter ratio of different velocity of droplet under 3.52 millimeter

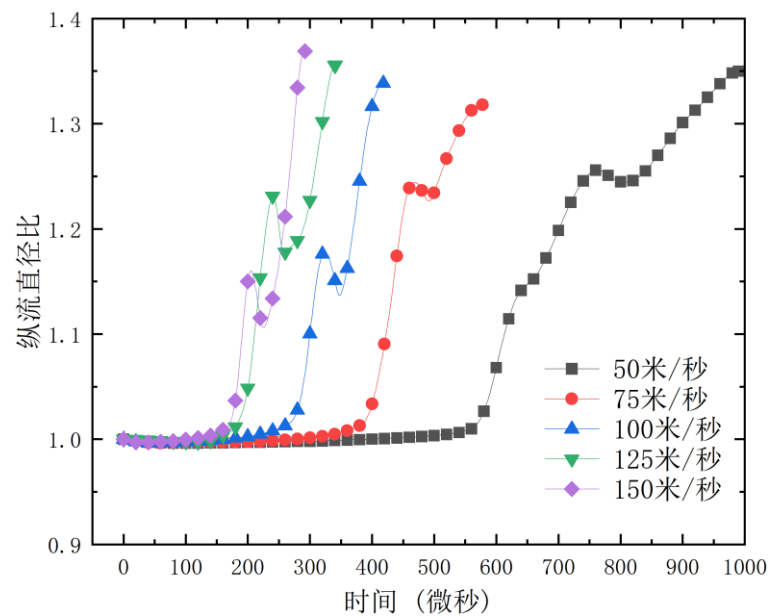


图 4-8 3.52mm 直径下不同速度的液滴纵流直径比

Figure 4-8 Cross-stream diameter ratio of different velocity of droplet under 3.52 millimeter

根据图 4-7 和图 4-8 可知，液滴直径扩大后，随着时间的推进，不同速度下液滴的横流直径比逐渐减小，且减小速度与气流速度成正相关；液滴的纵流直径比逐渐增大，且增大速度与气流速度成正相关。不同速度下的形变规律与前文是相同的。

4.3 不同液滴直径下的液滴破碎数值模拟 (Numerical simulation of different droplet diameter of droplet breakup)

根据算例 1 和算例 6，将风场入口流速设置为 50m/s，液滴直径分别设置为 2.8mm 和 3.52mm，时间步数设置为 1000 步，通过计算得到图 4-6。

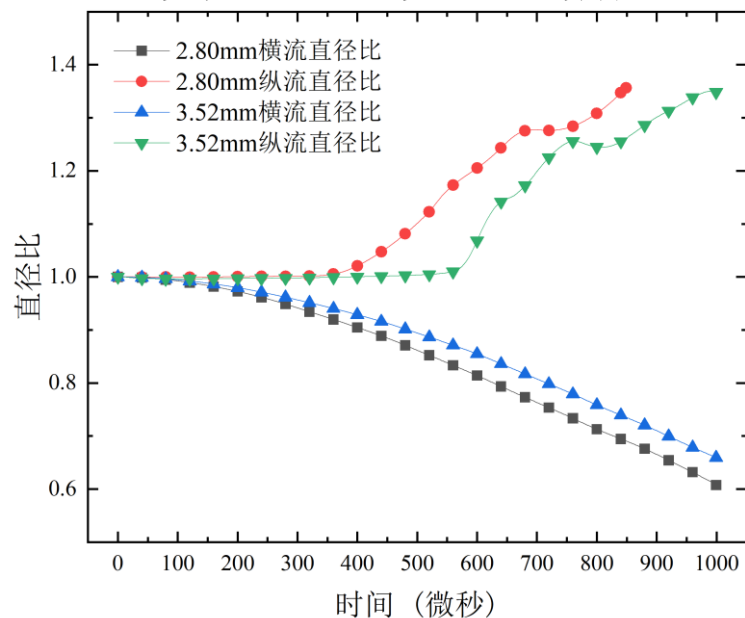


图 4-9 算例 1 和 6 的液滴直径比

Figure 4-9 Droplet diameter ratio of case 1 and case 6

根据图 4-9 可知，随着时间的推进，大直径液滴和小直径液滴都会逐渐形变，在风场速度相同的情况下，大直径液滴与小直径液滴除了在直径上有所区别，不同直径的液滴变化规律基本相同。但是大直径液滴的变化速度小于小直径液滴，在相同的时间步长内，小直径液滴的变化幅度大于大直径液滴，这是因为在相同的风场流速下，因为随着液滴体积的变大，液滴受到气流的作用力会收到体积的作用而削弱^[35]，从而减缓形变的速度。同理，分别设置不同的气流流速，对不同直径液滴进行计算，如图 4-10、4-11、4-12、4-13 所示。

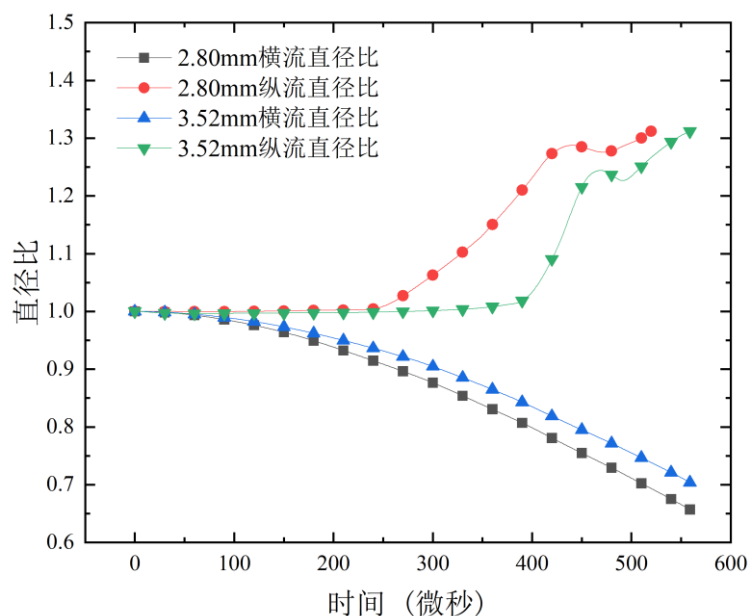


图 4-10 算例 2 和 7 的液滴直径比

Figure 4-10 Droplet diameter ratio of case 2 and case 7

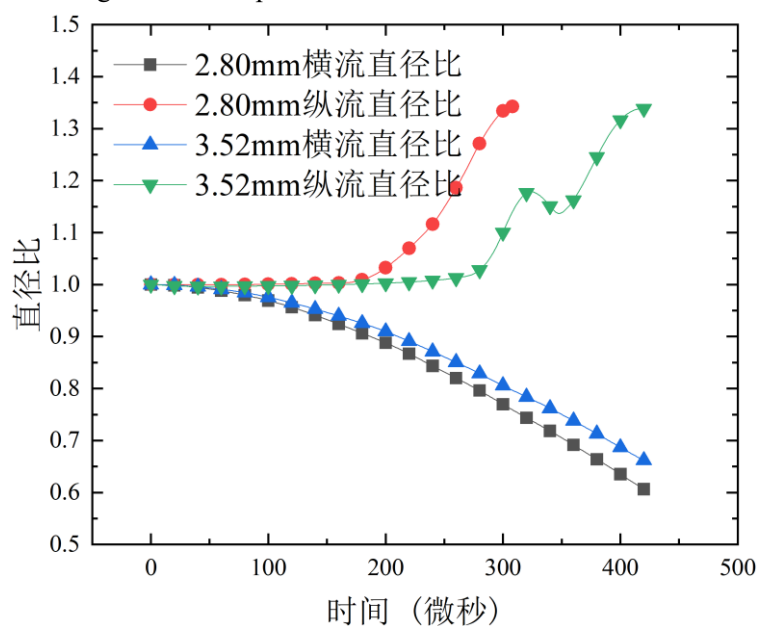


图 4-11 算例 3 和 8 的液滴直径比

Figure 4-11 Droplet diameter ratio of case 3 and case 8

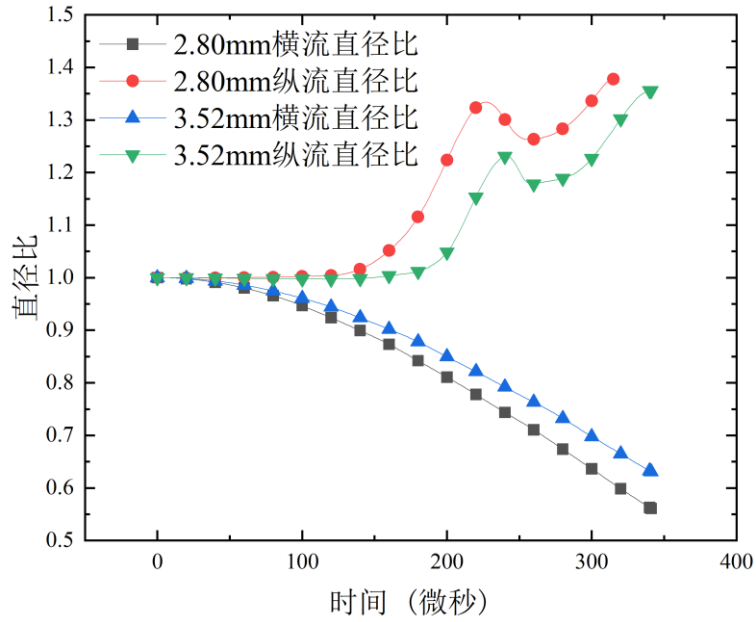


图 4-12 算例 4 和 9 的液滴直径比

Figure 4-12 Droplet diameter ratio of case 4 and case 9

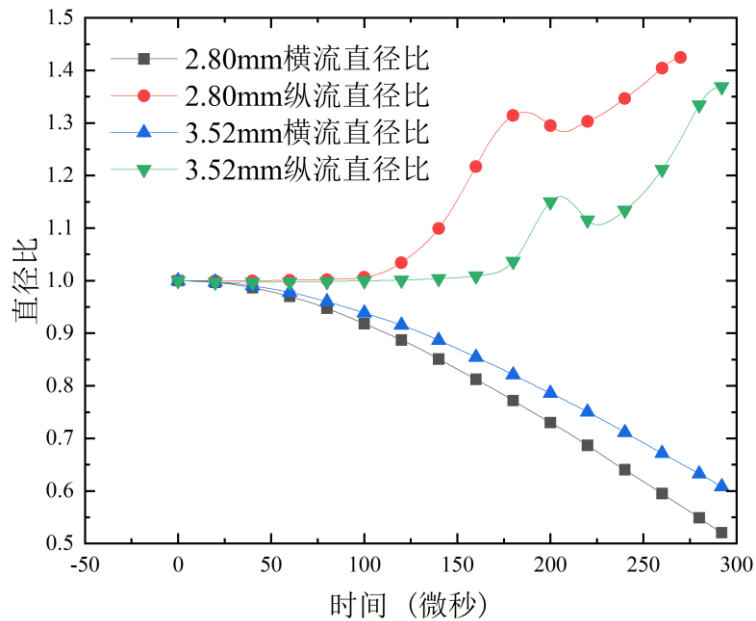


图 4-13 算例 5 和 10 的液滴直径比

Figure 4-13 Droplet diameter ratio of case 5 and case 10

根据图 4-10、图 4-11、图 4-12 和图 4-13 可知，在不同风场流速下，相同的时间步长内，大直径液滴的形变速度总是小于小直径液滴。这说明液滴的体积在一定程度上会影响液滴形变破碎的速度。除此之外，随着风场气流速度的增加，大直径和小直径液滴达到最大型变量的时间均缩短了，液滴形变破碎速度增加，这与前文结论一致。

4.4 液滴形变破碎机理 (Deformation and Breakup Mechanism of Droplet)

本文通过控制气流与液滴之间的相对速度大小和液滴的直径大小设置了十种的算例来对液滴形变破碎进行三维数值模拟, 每种算例中的韦伯数与雷诺数均不相同, 通过对不同韦伯数下液滴的形变破碎状态来判断液滴形变破碎形式与韦伯数之间的关系。

根据本文 1.2.1 部分的内容, 通过总结国内外学者的研究, 得到液滴剪切破碎临界韦伯数范围大致为 $80 < We < 350$ 。本文韦伯数最小为算例 1 的韦伯数 118, 通过对算例 1 进行计得到液滴形变破碎过程如下图所示。

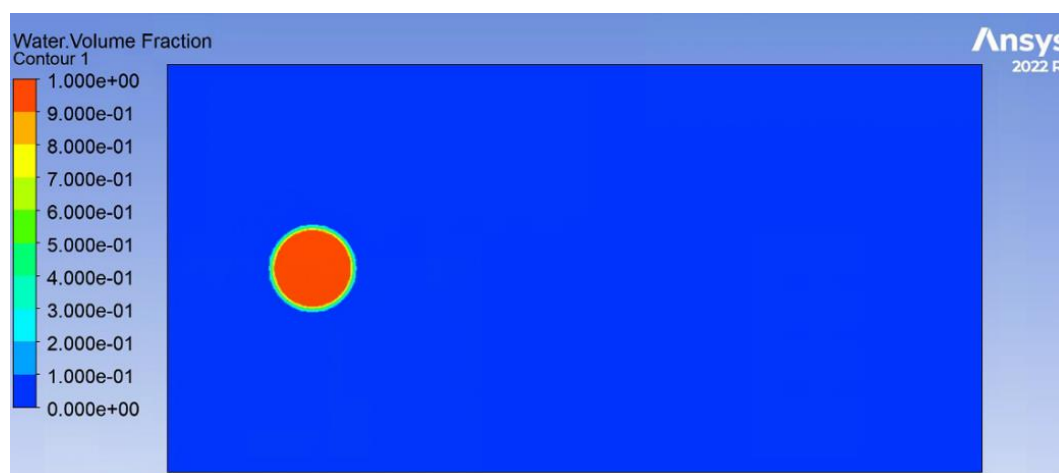


图 4-14 $t=0\mu s$ 时液滴状态图
Figure 4-14 Droplet state diagram at time 0 μs

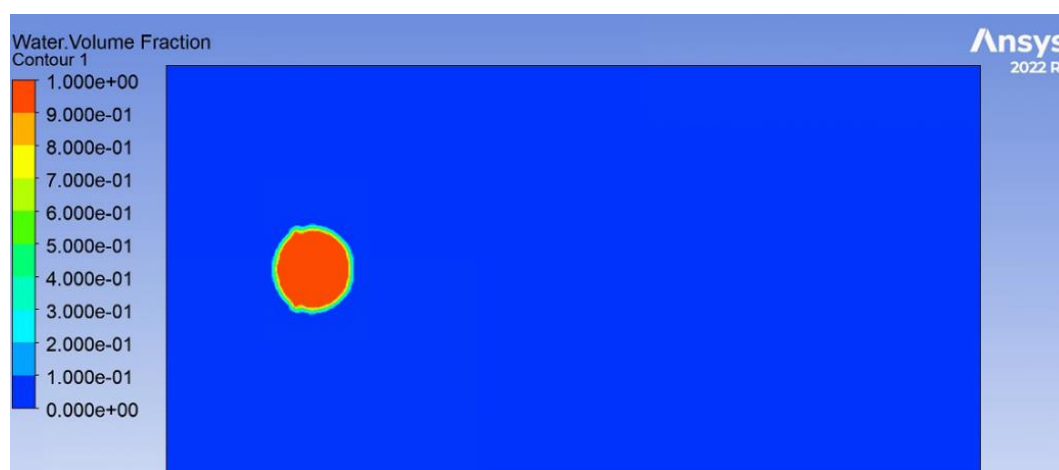


图 4-15 $t=300\mu s$ 时液滴状态图
Figure 4-15 Droplet state diagram at 300 μs

根据图 4-14 可知, 当 $t=0\mu s$ 时, 液滴处于初始状态, 气流充满计算域, 液滴形态均匀完整。根据图 4-15 可知, 当 $t=300\mu s$ 时, 液滴在气流的作用下, 液滴的前端液面开始出现波纹。液滴在形变前期依然保持球形特征, 在形态上在气流来

向液面出现波纹，这是类似于不稳定波的表现形式。

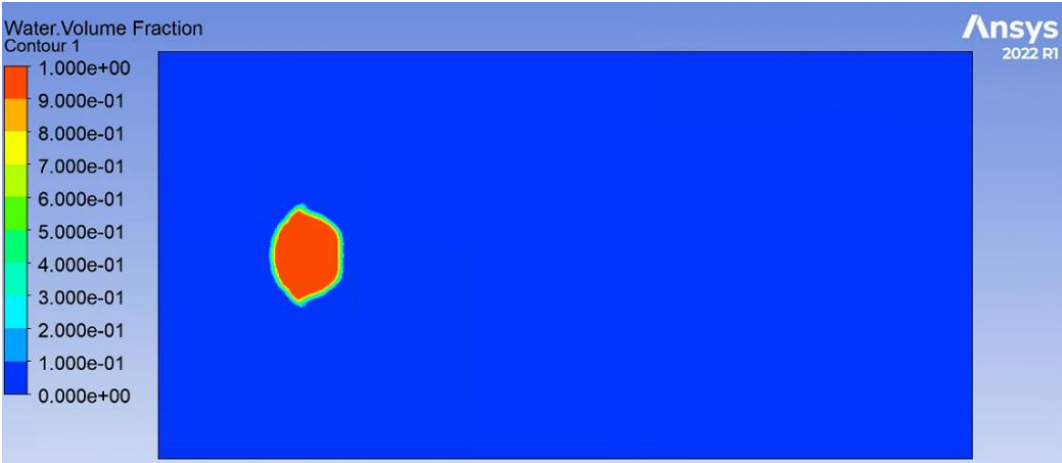


图 4-16 $t=500\mu s$ 时液滴状态图
Figure 4-16 Droplet state diagram at 500 μs

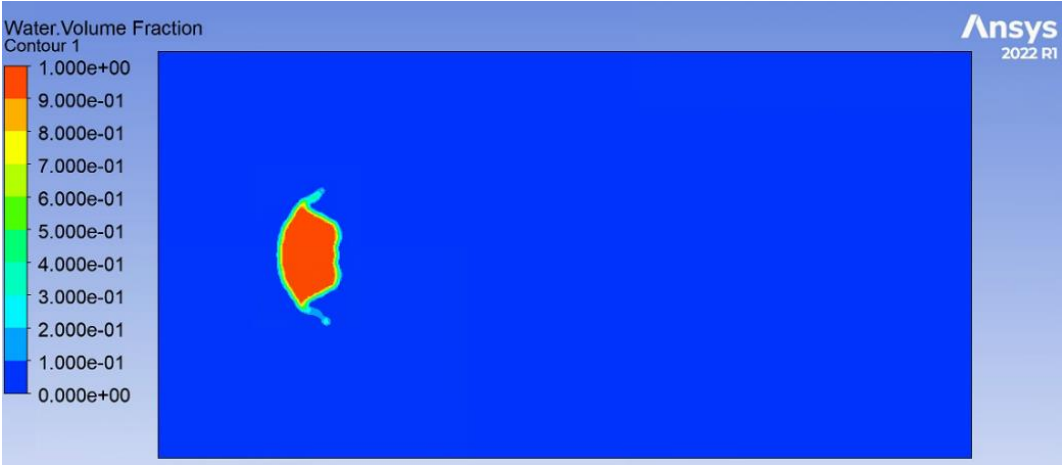


图 4-17 $t=700\mu s$ 时液滴状态图
Figure 4-17 Droplet state diagram at 700 μs

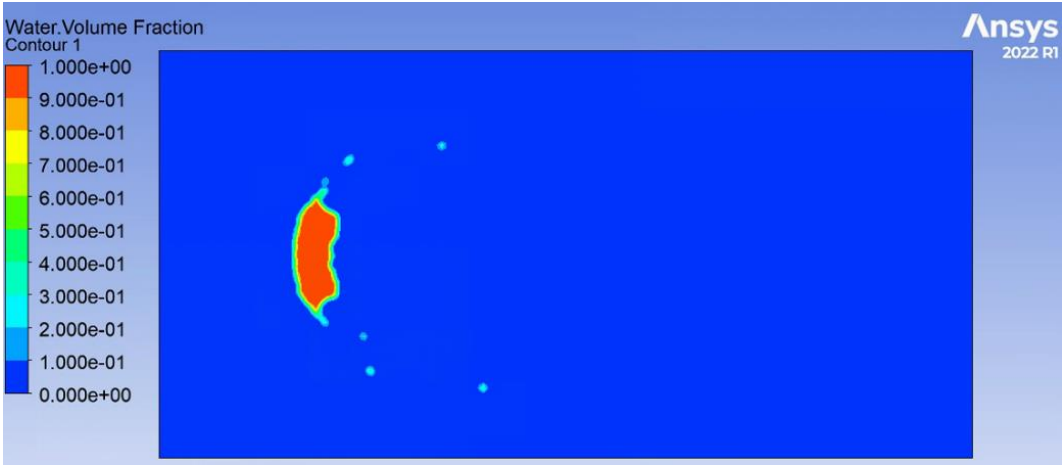


图 4-18 $t=1000\mu s$ 时液滴状态图
Figure 4-18 Droplet state diagram at 1000 μs

根据图 4-16 可知，当 $t=500\mu s$ 时，液滴前端出现的波纹逐渐向两极移动，且

液滴后端液面逐渐变为平整。根据图 4-17 可知，当 $t=700\mu\text{s}$ 时，液滴前端的波纹移动到两极并出现即将剥离的液滴带，液滴后端液面变得平整且逐渐凹陷。根据图 4-18 可知，当 $t=1000\mu\text{s}$ 时，液滴两极的液滴带剥离并破碎成细小的液滴，并且在两极原来的液滴带位置出现新的液滴带，液滴后端液面逐渐凹陷。液滴在形变后期主要形变集中在两极和后端，两极拉伸并且后端凹陷，这是导致液滴破碎的主要因素。

根据上图算例 1 液滴形变破碎过程图可知，在算例 1 韦伯数为 118 的条件下，液滴形变破碎过程已经脱离袋状破碎过程，没有出现袋状破碎的液环和液膜，液滴破碎过程整体已经接近剪切破碎过程。

算例 1 中的液滴形变破碎过程接近剪切破碎，为了得到更精确的液滴剪切破碎临界韦伯数，本文对算例 2 进行计算，算例 2 的韦伯数分别为 265。

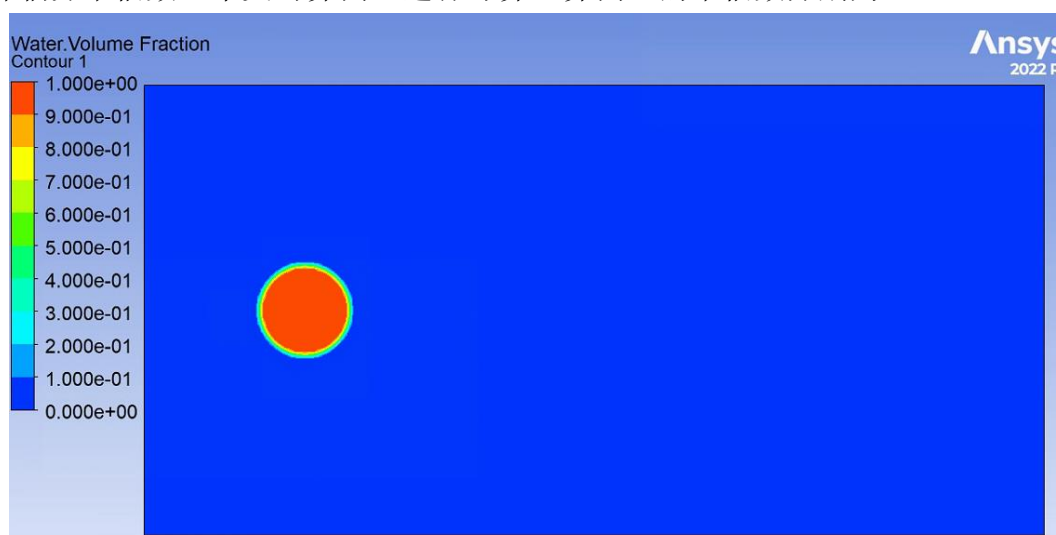


图 4-19 $t=0\mu\text{s}$ 时液滴状态图
Figure 4-19 Droplet state diagram at 0 μs

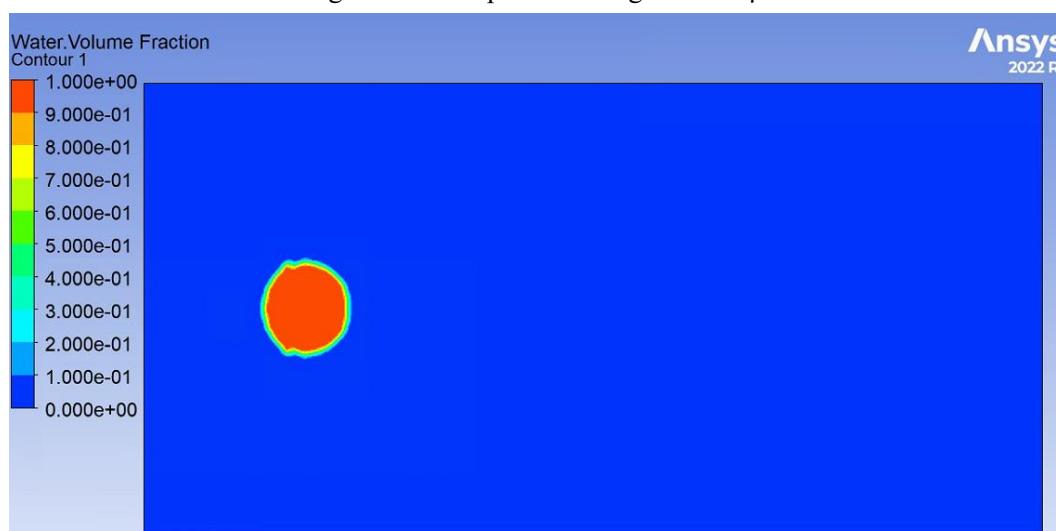


图 4-20 $t=200\mu\text{s}$ 时液滴状态图
Figure 4-20 Droplet state diagram at 200 μs

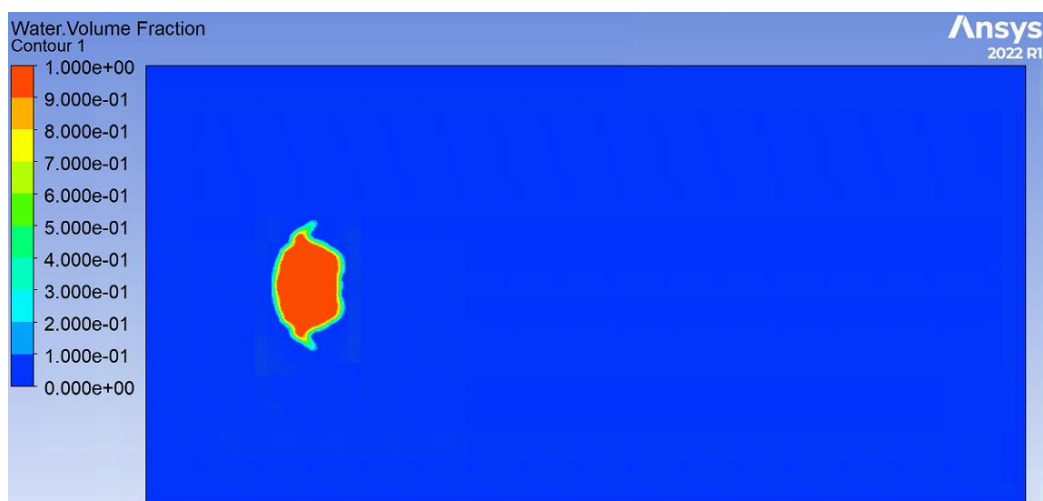


图 4-21 $t=350\mu\text{s}$ 时液滴状态图
Figure 4-21 Droplet state diagram at 350 μs

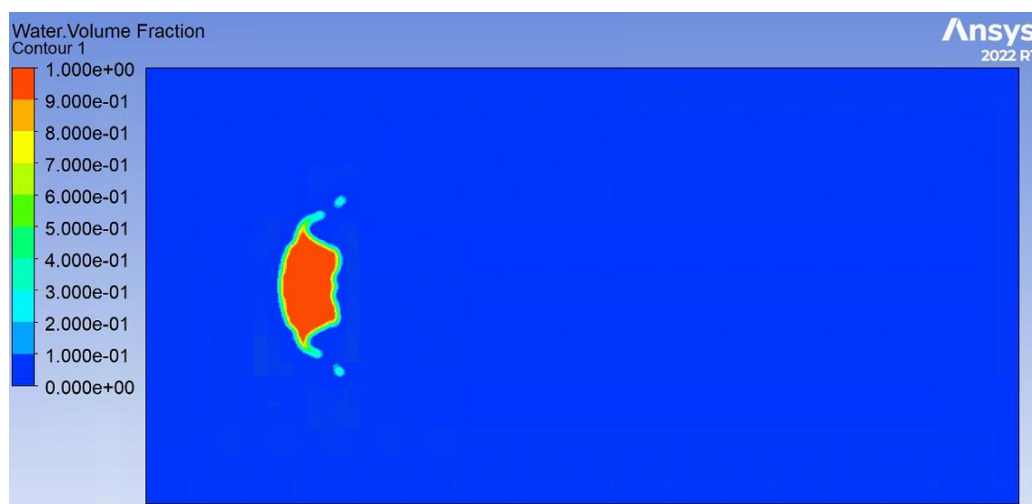


图 4-22 $t=600\mu\text{s}$ 时液滴状态图
Figure 4-22 Droplet state diagram at 600 μs

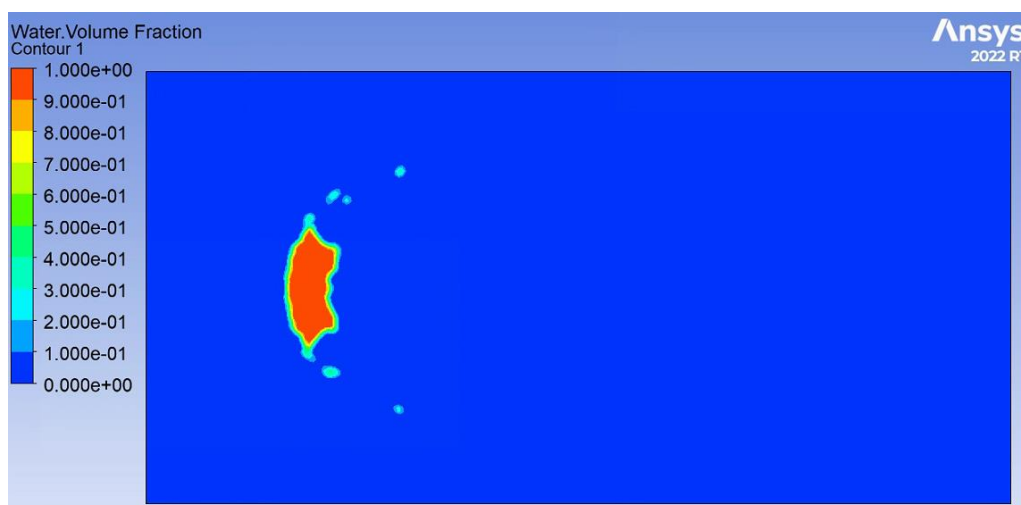


图 4-23 $t=750\mu\text{s}$ 时液滴状态图
Figure 4-23 Droplet state diagram at 750 μs

根据图 4-19 可知，当 $t=0\mu\text{s}$ 时，液滴处于初始状态，气流充满计算域，液滴形态均匀完整。根据图 4-20 可知，当 $t=200\mu\text{s}$ 时，液滴在气流的作用下，液滴前端液面开始出现波纹。根据图 4-21 可知，当 $t=350\mu\text{s}$ 时，液滴前端液面的波纹逐渐向两极移动，液滴后端液面逐渐变为平整。根据图 4-22 可知，当 $t=600\mu\text{s}$ 时，液滴前端液面的波纹移动到两极并形成液滴带，液滴后端液面变得平整。根据图 4-23 可知，当 $t=750\mu\text{s}$ 时，液滴两极的液滴带剥离母液滴，并在气流中破碎成子液滴，两极处产生新的液滴带，液滴后端液面变得不再平整，液滴前端出现突起。

根据上图可知，在算例 2 韦伯数为 265 的条件下，液滴形变破碎过程与算例 1 相似。算例 2 的破碎过程与剪切破碎相似，且无液环和液膜，但前端产生突起，说明此时液滴的破碎状态已经趋近于爆炸破碎。但是由于液滴前端产生的波峰数量较少，液滴破碎处于剪切破碎和爆炸破碎的中间态。由于本文算例最小韦伯数为 118，无法验证液滴袋状破碎和剪切破碎的临界韦伯数，因此本文认为液滴剪切破碎和爆炸破碎的临界韦伯数应小于 265。

液滴周围气流的运动模拟对液滴剪切破碎过程起到关键作用，本文通过对液滴破碎的速度云图进行分析来探究液滴剪切破碎的机理。以算例 1 为例来说明液滴剪切破碎过程中周围气流的速度分布，速度云图如下图所示。

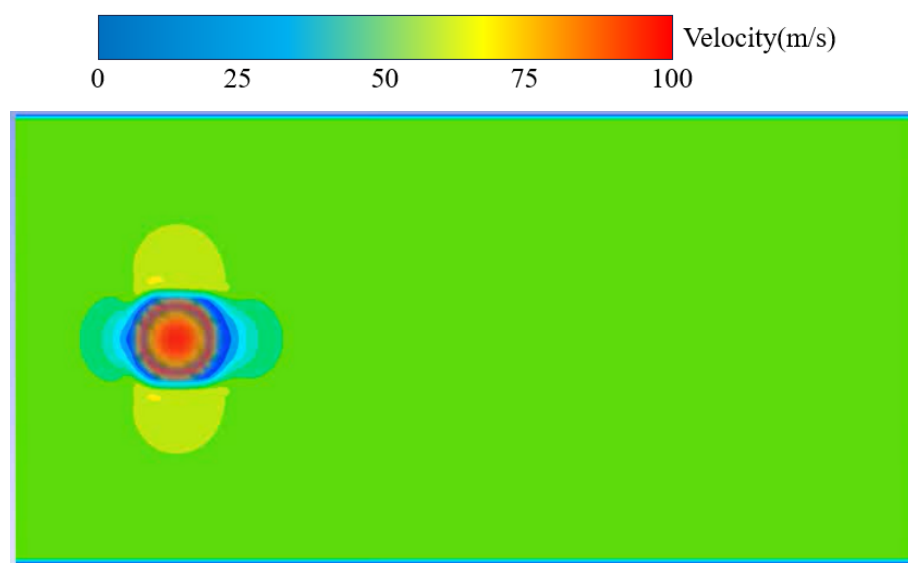


图 4-21 $t=0\mu\text{s}$ 时的液滴速度云图

Figure 4-21 Velocity contours of droplet at $0 \mu\text{s}$

根据图 4-21 可知，红色部分为液滴，其余部分为风场，此时气流充满计算域，液滴形态均匀完整。当 $t = 0\mu\text{s}$ 时，液滴与风场处于初始状态，风场内气流速度分布均匀，但在液滴附近，由于液滴的存在，导致液滴前端及后端均出现低速区，而在液滴两级出现高速区。在气流与液滴交会处的顶端会出现一个速度为 0 的滞止点，当气流作用在液滴表面时，滞止点的气流速度为 0，而两极的气流速度最大，这会导致液滴前端液面出现迎风区。气流会从滞止点流向两极，而液滴

在气流的作用下，液面会因为气流的移动而产生波动，即液滴前端的液面受到气流作用会逐渐向两级靠近。

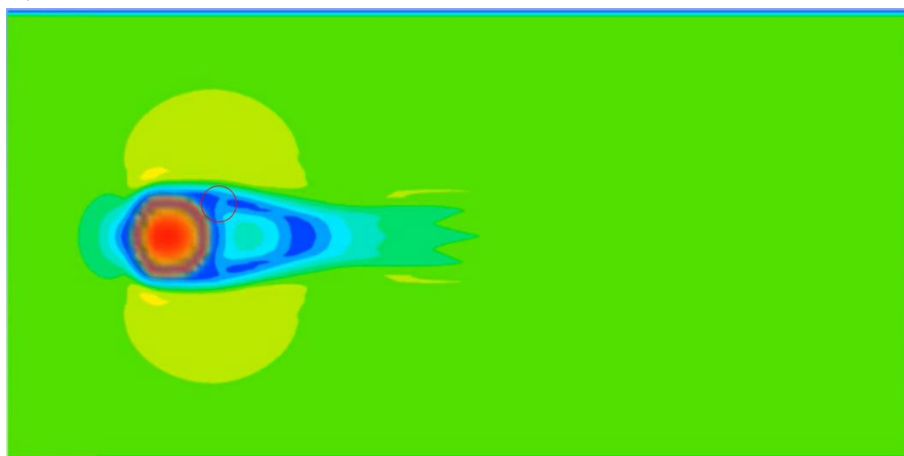


图 4-22 $t=250\mu\text{s}$ 时液滴速度云图

Figure 4-22 Velocity contours of droplet at 250 μs

当 $t = 250\mu\text{s}$ 时，液滴后端气流速度场逐渐拉长，后端气流低速区中出现高速回旋气流，即在液滴后端形成一级循环区域，即图中圆圈标记区域。该区域气流作用于液滴后端，给液滴后端向前的作用力，表面为液滴横流直径减小，液滴后端液面逐渐平整，图 4-11 中，从 $t = 300\mu\text{s}$ 到 $t = 500\mu\text{s}$ ，可以看出液滴后端液面逐渐变得平整，这正是由于一级循环区域的气流作用导致的。当迎风面受到气流作用逐渐向两级移动时，同样会出现背风带，两个风带同时受气流作用会加快液滴的形变。

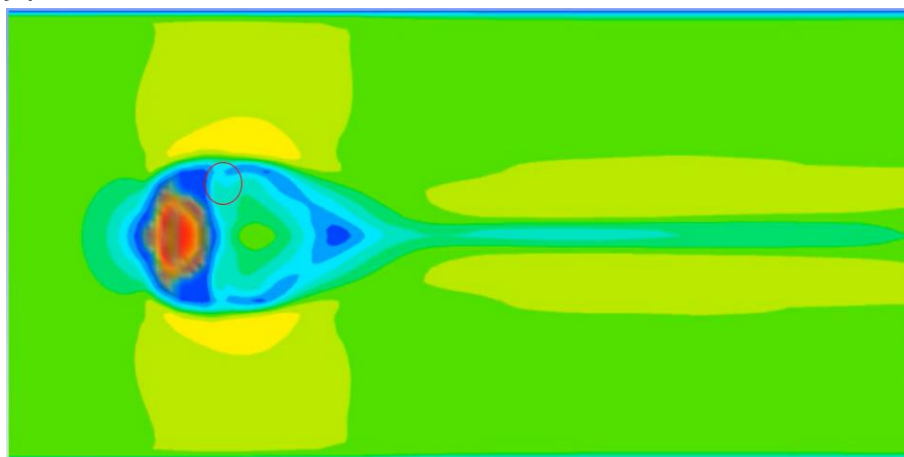


图 4-23 $t=650\mu\text{s}$ 时液滴速度云图

Figure 4-23 Velocity contours of droplet at 650 μs

$t = 250\mu\text{s}$ 到 $t = 650\mu\text{s}$ 时间内，循环区域气流不断作用于液滴表面，使液滴两级出现逐渐剥离液滴表面的液滴带。当 $t = 650\mu\text{s}$ 时，在液滴带后出现二级循环区域，即图中椭圆形圆圈标记区域。该区域内气流作用于即将剥离液滴的较短液滴带，使液滴带逐渐拉长成为较长的液滴带，如图 4-11 中 $t = 700\mu\text{s}$ 液滴形变情况，随着时间推进，较长的液滴带受二级循环区域气流的作用逐渐剥离母液滴表

面。二级循环区域的出现加快了液滴带的生长，同时也加快了液滴横流直径的缩短。

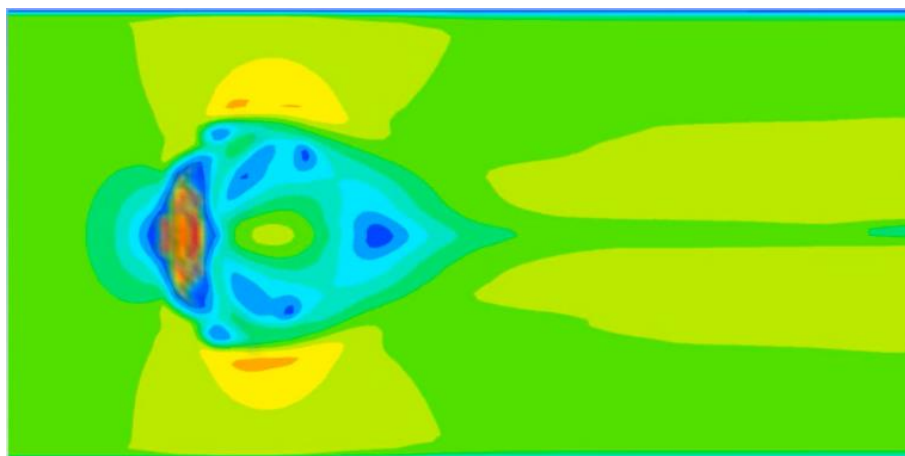


图 4-24 $t=1000\mu\text{s}$ 时液滴速度云图

Figure 4-24 Velocity contours of droplet at 1000 μs

当 $t = 1000\mu\text{s}$ 时，在循环区域的作用下，液滴两级的液滴带逐渐剥离液面形成子液滴，同时母液滴的横流直径不断减小，母液滴逐渐变成碗形。液滴两极的液滴带受到循环区域中气流的作用不断剥离，同时液滴带又加剧了循环区域的产生，两者正反馈的作用下导致液滴逐渐形变破碎。

根据液滴形变破碎速度云图整体来看，液滴形变的最初现象是液滴带的逐渐诞生，而液滴带是由于液滴迎风面和背风面受到气流作用产生的。究其根本，由于液滴迎风面受到气流作用而产生背风面和一级循环区域，导致液滴带的产生，而液滴带和一级循环区域的正反馈机制使液滴形变加剧，产生二级循环区域，这些因素的共同作用下最终导致液滴受气流作用破碎。由此得出结论，液滴形变破碎是由于液滴迎风面和背风面受到气流作用不同而导致的，即液滴迎风面和背风面的压力差是液滴形变破碎的根本原因。

4.5 本章小结（Summary）

本章通过与不同学者相似韦伯数下的液滴形变破碎模拟过程进行对比来确定本文数值模型的正确性。对不同算例下的液滴形变破碎模拟过程和结果进行分析，得出了气流与液滴相对速度的关系对液滴形变破碎的影响，同时分析了液滴直径大小对液滴形变破碎过程的影响。除此之外，本章通过对算例 1 和算例 2 的模拟过程进行分析来判断液滴剪切破碎的临界韦伯数，同时根据液滴形变破碎过程的速度云图来判断液滴形变破碎的机理。

5 结论

5 Conclusion

本文通过使用 ANSYS FLUENT 软件对液滴形变破碎过程进行了三维数值模拟，对其中的液滴横流直径和纵流直径形变量进行了求解，并通过该参数分析了液滴破碎的特性。同时，根据不同韦伯数下液滴的破碎过程探究液滴剪切破碎的临界韦伯数，并根据液滴破碎过程速度云图分布来揭示液滴剪切破碎机理。以下是本文的研究结果：

其一，在液滴破碎过程中，随着时间的推进，液滴的横流直径逐渐减少，纵流直径先逐渐增大，达到最大值后逐渐降低，直到液滴不再具有完整形态；

其二，随着气流与液滴相对速度的增加，液滴形变破碎速度增加，液滴从初始直径到破碎状态的时间缩短，液滴横流直径比与纵流直径比的变化速率随着气流与液滴相对速度的增加而增加；

其三，液滴直径会在一定程度上影响液滴破碎的进程，在相同速度条件下，大直径液滴相比于小直径液滴会减慢形变破碎速度；

其四，本文通过对算例 1 和算例 2 的液滴破碎模拟状态进行分析，判断二者液滴破裂形式均为剪切破碎，得出液滴剪切破碎的临界韦伯数应小于 265；

其五，由于气流在液滴前端顶点形成滞止点，与两极最大速度处形成迎风面，迎风面受到气流作用主线向两极移动，移动过程中逐渐出现背风面、一级循环区域、和二级循环区域，一级循环区域和二级循环区域中的气流对迎风面和背风面的共同作用导致液滴逐渐从母液滴上分离，即迎风面和背风面的压力差是液滴形变破碎的原因。

参考文献

- [1]彭枢廷, 陈福振, 严红. 航空发动机燃油雾化喷嘴流量预测方法的研究 [J]. 机床与液压, 2024, 52(05): 173-9.
- [2]于亮, 袁书生. 气体介质中液滴破碎的 LES/VOF 数值模拟 [J]. 航空计算技术, 2012, 42(06): 58-61.
- [3]蔡斌 李, 王照林. 液滴在气流中破碎的数值分析 [J]. 工程热物理学报, 2003, (04): 613-6.
- [4]PILCH M, ERDMAN C A. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1987, 13(6): 741-57.
- [5]CHOU W H, HSIANG L P, FAETH G M. Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1997, 23(4): 651-69.
- [6]HSIANG L P, FAETH G M. Near-limit drop deformation and secondary breakup [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1992, 18(5): 635-52.
- [7]JAIN S S, TYAGI N, PRAKASH R S, et al. Secondary breakup of drops at moderate Weber numbers: Effect of Density ratio and Reynolds number [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2019, 117: 25-41.
- [8]DELPLANQUE J-P, SIRIGNANO W A. BOUNDARY-LAYER STRIPPING EFFECTS ON DROPLET TRANSCRITICAL CONVECTIVE VAPORIZATION [J]. Atomization and Sprays, 1994, 4: 325-49.
- [9]LIU Z, REITZ R D. An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1997, 23(4): 631-50.
- [10]彭程, 佟立丽, 曹学武, et al. 基于边界层剥离机理的水力学细粒化模型研究 [J]. 核动力工程, 2015, 36(03): 41-4.
- [11]NICHOLLS J A, RANGER A A. Aerodynamic shattering of liquid drops [J]. AIAA Journal, 1968, 7: 285-90.
- [12]KAISER J W J, WINTER J M, ADAMI S, et al. Investigation of interface deformation dynamics during high-Weber number cylindrical droplet breakup [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2020, 132: 103409.
- [13]GUAN B, LIU Y, WEN C-Y, et al. Numerical Study on Liquid Droplet Internal Flow Under Shock Impact [J]. AIAA Journal, 2018, 56: 1-6.
- [14]WANG Z, HOPFES T, GIGLMAIER M, et al. Effect of Mach number on droplet aerobreakup in shear stripping regime [J]. Exp Fluids, 2020, 61(9): 193.
- [15]THEOFANOUS T G, LI G J. On the physics of aerobreakup [J]. Physics of Fluids, 2008, 20: 052103.
- [16]GELFAND B E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 1996, 22(3): 201-65.
- [17]LEE C H, REITZ R D. An experimental study of the effect of gas density on the distortion and breakup mechanism of drops in high speed gas stream [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2000, 26(2): 229-44.
- [18]YANG W, JIA M, SUN K, et al. Influence of density ratio on the secondary atomization of liquid droplets under highly unstable conditions [J]. Fuel, 2016, 174: 25-35.
- [19]楼建锋, 洪滔, 朱建士. 液滴在气体介质中剪切破碎的数值模拟研究 [J]. 计算力学学报, 2011, 28(02): 210-3.

- [20]杨威. 液滴破碎动力学特性的研究 [D], 2017.
- [21]GUILDENBECHER D R, LÓPEZ-RIVERA C, SOJKA P E. Secondary atomization [J]. *Experiments in Fluids*, 2009, 46(3): 371.
- [22]CHOU W H, FAETH G M. Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1998, 24(6): 889-912.
- [23]DAI Z, FAETH G M. Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27(2): 217-36.
- [24]金仁瀚. 气流中单液滴破碎过程及子液滴分布特性研究 [D], 2016.
- [25]刘乃玲. 细水雾特性及其在狭长空间降温效果的研究 [D], 2006.
- [26]黄佳均, 段炼, 王翀, et al. 基于 VOF-DPM 方法的连续旋转爆轰发动机气液碰撞式雾化破碎的数值模拟 [J]. *空天技术*, 2024, (01): 47-54.
- [27]ZHU W, ZHAO N, JIA X, et al. Effect of airflow pressure on the droplet breakup in the shear breakup regime [J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33: 053309.
- [28]宋国倩. 基于 CLSVOF 的液滴蒸发过程中破碎特性的直接数值模拟 [D], 2016.
- [29]LUO K, SHAO C, YANG Y, et al. A mass conserving level set method for detailed numerical simulation of liquid atomization [J]. *Journal of Computational Physics*, 2015, 298: 495-519.
- [30]WANG Z, LI S, CHEN R, et al. Numerical study on dynamic behaviors of the coalescence between the advancing liquid meniscus and multi-droplets in a microchannel using CLSVOF method [J]. *Computers & Fluids*, 2018, 170: 341-8.
- [31]苏铭德. 大涡模拟——研究湍流的一种新手段 [J]. *力学进展*, 1984, (04): 440-51.
- [32]李志印 熊, 吴家鸣. 计算流体力学常用数值方法简介 [J]. *广东造船*, 2004, (03): 5-8.
- [33]LI Y L, MA C P, ZHANG X H, et al. Three-dimensional numerical simulation of violent free surface deformation based on a coupled level set and volume of fluid method [J]. *Ocean Engineering*, 2020, 210: 106794.
- [34]POPLAVSKI S V, MINAKOV A V, SHEBELEVA A A, et al. On the interaction of water droplet with a shock wave: Experiment and numerical simulation [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2020, 127: 103273.
- [35]张宪瑞, 耿天奇, 毕荣山. 气液喷射器中不同液滴粒径的反应过程模型 [J]. *青岛科技大学学报(自然科学版)*, 2013, 34(06): 593-8.