

天津大学

硕士学位论文

微气泡减阻机理及其应用的基础研究

姓名：王震

申请学位级别：硕士

专业：船舶与海洋结构物设计制造

指导教师：黄衍顺

20021201

中文摘要

船舶阻力的主要部分是摩擦阻力。因此，减小摩擦阻力对于船舶流体动力学研究者是一个巨大的挑战。微气泡注入法是减小摩擦阻力的一种可行方法。

本文介绍了微气泡减阻的研究现状，详细阐述了平板、轴对称体以及长尺度船模的微气泡减小摩擦阻力试验，并分析了影响微气泡减阻效果的两个主要因素：气泡尺寸和空隙率。

其次，本文详细总结了微气泡减阻机理的理论研究成果及相关的数学模型，提出了今后微气泡控制湍流边界层减小摩擦阻力的理论研究方向和建立全面的湍流模型的必要性。并采用气液两相流动简单模型进行微气泡降低平板阻力的计算，计算结果得出较大的减阻。

最后讨论了微气泡减阻在实船上应用的可行性、现状和前景，对微气泡减阻的净减小量进行估算并介绍了微气泡在江河驳船和双体高速艇上的具体应用。

关键词：微气泡 摩擦阻力 湍流 两相流 边界层 减阻

ABSTRACT

The major part of ship resistance is skin friction resistance. Therefore, its reduction is a big challenge to ship hydrodynamic researchers. Microbubbles are one of promising method in reducing the skin friction resistance.

Firstly this paper presents an introduction of the current research situation on the drag reduction by microbubbles. A series of experiments of drag reduction by microbubbles for flat plate, axisymmetric model and long ship model are stated briefly and two important factors, bubble size and void fraction that influence the effect of drag reduction are analyzed.

Then achievements of theoretical research on drag reduction mechanisms and relevant mathematical models are summarized. Future theoretical studies of turbulent drag control by microbubble and necessity for the development of a comprehensive turbulence model are proposed. The skin friction reduction by microbubbles of the plate employing a simple model of two-phase flow is calculated and the computational results show the prominent effect of drag reduction.

Finally the feasibility, current situation and foreground of further engineering applications on full-scale ship are discussed. The net drag reduction of microbubbles is estimated and implementation of microbubbles drag reduction system for barge and high-speed catamaran is introduced.

Key Words: Microbubbles Skin friction Turbulence Two-phase flow
Boundary layer Drag reduction

第一章 绪论

1.1 前言

所有的运输工具中船舶是最节约能源的。例如：一艘载重吨为 280000 吨，自重为 40000 吨的超大型油轮在 30000kw 的柴油机驱动下能以 15 节的速度航行。为了便于理解，我们将所有的数据除以 100000。一艘自重 0.4 吨的油轮在载油 2.8 吨时能以 15 节的速度航行，换句话说，能用 0.3kw 的动力以 27 公里/小时的速度航行。与汽车等其它运输工具相比较，船舶消耗的能源要小的多。但由于水上运输在世界贸易中占有相当大的比重，减小船舶的能源消耗也是非常重要的。减小船舶阻力，提高航行速度已势在必行。

装载原油、矿石和谷物的船舶，弗汝德数较小，船舶的主要阻力成分中粘性阻力占很大的比例。图 1-1 给出了一艘 VLCC 在不同航速下的阻力成分(Larsson and Baba, 1996)^[1]，满载时，船舶的兴波阻力接近于 0。另外，船舶的粘性阻力的主要成分是表面摩擦阻力。因此，对于船舶流体力学的研究者们减小表面摩擦阻力是一项具有挑战的新课题。

流体中运动物体受到的基本阻力由摩擦阻力、粘压阻力和兴波阻力组成，不同类型的阻力有不同的减阻方法。按减阻的机理，可将减少摩擦阻力的方法分为两大类：第一类是通过选择优良型线推迟层流边界层向湍流边界层的过渡；或通过吸气、增压等边界层控制方法避免边界层分离，以达到减阻的目的；第二类是通过改变边界层的内部结构，亦即改变附壁区流动的运动学和动力学特性，达到减阻的目的。该类方法有高分子溶液注入法、微气泡注入法、微气泡和高分子溶液混合注入法、柔性边壁法、肋条减阻法等，其中微气泡注入法最为引人注目。

利用微气泡注入法减少潜体摩擦阻力是一项国防建设和科技发展的重要课题，其研究成果对于潜艇等水下航行体的减阻、增速、节能、机动、提高战斗力等军事技术的发展具有相当的实际意义。

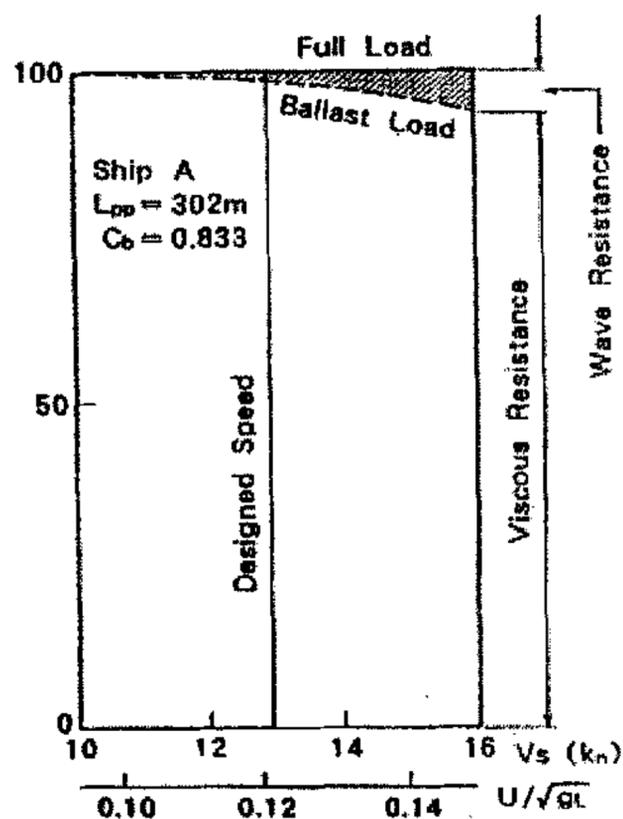


图 1-1

1.2 微气泡减阻研究的历史

国外学者早在18世纪就开始研究在船体和水之间注入一层空气,减少表面阻力。但由于气液交界面的不稳定性,这种设想在实际中难以应用。微气泡减阻就是基于这种设想产生出来的。McCormick和Bhattacharyya^[2]在1973年用电解方法在潜体上产生氢气泡,发现氢气泡在低雷诺数下减阻非常有效。在这个先驱试验之后, Bogdevich et al. 1977^[3], Madavan et al. 1984^[4], 1985^[5], Merkel et al. 1986^[6], Tokunaga 1986^[7], Kato (加藤洋治) et al. 1994^[8], Guin et al. 1996^[9], Takahashi (高桥孝仁) et al. 1997^[10], Watanabe (渡边修) et al. 1998^[11], Kodama (见玉良明) et al. 1999^[12], 1999A^[13] 进行一系列的微气泡减阻试验。试验中发现影响减阻效果的主要因素有边界层中的最大空隙率、气泡尺寸、气泡在下游的扩散等。在最优的气泡注入条件下,摩擦阻力可减少到原来的1/5。早期的试验都是在水洞中进行,通过多孔板产生微气泡,在试验段壁面的边界层处测量表面摩擦阻力。近些年,日本学者在大型拖曳水池中进行了长尺度平底船模的微气泡吹出试验,测量了船模的整体阻力及局部阻力,对微气泡减阻向实船应用进行初步研究。例如:Watanabe(1998)使用20 m和40 m的平底船模进行微气泡减阻实验,Takahashi(1999, 2001)使用12 m和50 m的平底船模进行了类似的实验。

迄今为止微气泡减阻机理还没有完整的理论解释。一个最简单的解释是由气泡有效粘性的增加导致雷诺应力的减少,从而导致速度分布的变化以及壁面附近速度梯度的减小。Legner(1984)^[14]结合湍流的混合长度模型和气液混和流的粘度效应模型,提出一个简单的剪切应力模型,指出减阻是密度减小和湍流边界层改变的结果。Madavan等(1985A)^[15]在假定水和气泡混合物的粘度符合Einstein公式的情况下计算了表面摩擦阻力,模拟注入微气泡减小表面摩擦阻力现象。Marie(1987)^[16]提出了一个模型,指出由于微气泡的存在导致粘性内层的增加。Yoshida 等人(1997^[17], 1998^[18], 1998A^[19])提出一个新的模型并精确计算了作用在气泡上的力,也就是作用在壁面上的力。他们的模型与日本的东京大学及石川岛播磨重工业株式会社的试验结果较好吻合,但是这些模型对于完全解释微气泡减阻的机理过于简单,因为它们都忽略了气体项和液体项之间的质量、动量和能量的交换。

随着计算机性能的提高,数值模拟流体流动得到广泛的应用。气泡流的数值模拟考虑了气液项之间的相互作用,为阐明微气泡减阻机理提供很大方便。Sugiyama, kawamura 等(2001)^[20]提出几个模拟方法,分别考虑了气泡表面滑流速度、气泡流可压缩性、密度波动和气泡变形等效应,并讨论这些效应对减阻的影响。

1.3 本文研究的主要内容

近 30 年来,许多国外学者对微气泡减阻进行大量试验和理论研究,试验结果和理论解释也不尽一致。但国内目前尚未进行过类似的试验研究。本文的研究是解放军总装备部预研基金项目“利用微气泡注入法减小潜体摩擦阻力的试验及力学模型研究”的一部分,主要工作是:分析国内外微气泡平板、轴对称体及长尺度船模的减阻试验,确定影响减阻效果的因素,设计微气泡减阻的试验模型,进行利用微气泡注入法改变边界层内部结构从而减小表面摩擦阻力的试验研究,对微气泡减阻的机理进行初步探讨;对微气泡早期及近期的理论研究成果进行总结,提出微气泡注入法减小平板摩擦阻力的气液两相流力学模型,然后采用积分方法进行减阻的详细计算;最后分析了微气泡减阻在实船上应用现状与前景,讨论了考虑产生微气泡的能量消耗情况下阻力减小的净值,同时给出微气泡减阻在驳船和高速双体客船上应用实例。

第二章 微气泡减阻试验研究

2.1 微气泡减阻试验

2.1.1 电解作用产生氢气泡减小潜体阻力的试验

McCormick and Bhattacharyya (1973)^[3]用电解方法在回转体上产生氢气泡。虽然结果受到几何尺度效应和气泡产生扰动的影响,但仍观察到减阻。与其它微气泡试验观察到的气泡尺寸相比,这个试验的气泡尺寸相当大(约为 $50\ \mu\text{m}$)。

电解作用的试验使用的阴极是直径为 $6\ \text{mil}$ 的铜线,铜线的电阻大约为 $5.7\ \Omega/\text{ft}$;阳极引线连到拖车支架上,使池壁成为阳极。整个回路的电阻约为 $50\ \Omega$ 或更大一些。铜线(阴极)在模型上成螺旋状缠绕,通过阴极的电流在模型表面的边界层下产生氢气泡。试验在美国海军军官学校的拖曳水池进行,水池长 85 英尺,宽 6 英尺,水深 4 英尺,最大拖行速度 $2.5\ \text{m/s}$ 。在 3 英尺的模型(最优外形)上测量得到的总阻力取决于拖行速度和电流(或者单位时间电解作用产生的氢气的量)。试验模型和结果如图 2-1 所示,速度变化作为参变量,给出了有无气泡时阻力系数比随电流的变化关系曲线。此研究的一个显著结论是:保持其它参数固定不变,较高电流(产生较多气泡)意味着出现更大的减阻,产生最大减阻为 50%。

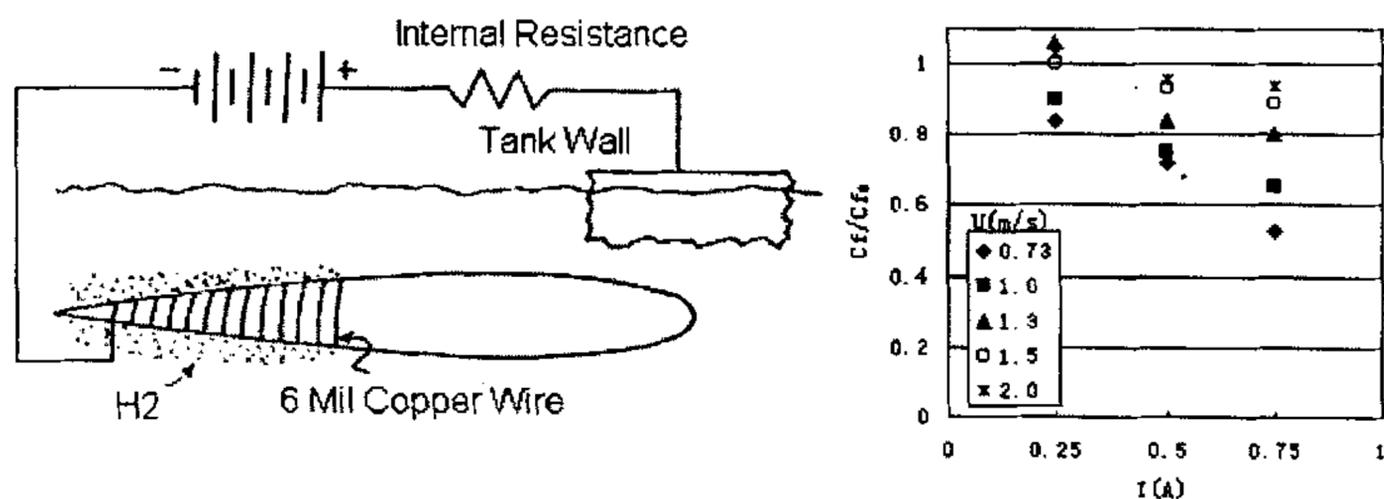


图 2-1 McCormick 试验模型和结果

全潜回转体减阻试验研究的结果显示通过电解产生氢气泡可显著减小摩擦阻力。这些气泡倾向于扩大层流边界层中的速度分布图,破坏层流内层和改变湍流边界层的动量传输,从而减小摩擦阻力。另外,减阻还取决于阴极在模型上的缠绕型式,最佳的型式是阴极的前导缠绕的导线位于边界层过渡的下游并且在伸展到整个湍流边界层下。

由于模型形状和其表面缠绕导线的影响,他们的试验很容易发生分离,试验

结果被限制在雷诺数为 $0.3-1.8 \times 10^6$ 的范围内。

2.1.2 平板试验

前苏联(Migirenko, Evseev 1974^[21]; Dubnishchev, Evseev 1975^[22]; Bogdevich, Evseev 1976^[23])进行了一系列微气泡减阻试验,他们采用平板喷气的方法,将微气泡引入湍流边界层内达到减阻目的,第一次揭示了由于注入小气泡而对边界层结构显著改变。特别地, Bogdevich, Evseev(1976)的研究描述了减阻的结果和由于在边界层中出现大密度小气泡引起的湍流改变,表面摩擦阻力用浮动单元探针测量,气泡密度用电传导传感器确定。试验结果如图 2-2 所示,给出了在四个速度情况下表面摩擦阻力与喷气流量率的关系曲线,最大的减阻在最高速度下达到。摩擦阻力减小的程度,随喷气流量率的增大而增大,直至饱和喷气流量率,此后增大喷气流量率,摩擦阻力的变化也不大;在喷气出口处的紧后方,局部摩擦阻力减少量最大,约为 90%,沿着去流方向,局部摩擦阻力减少量下降,直到没有减阻效果。喷气孔直径为 $1-50 \mu m$ 。其研究表明:喷气孔大小对减阻效果的影响很大;当喷气孔直径为 $1-3 \mu m$ 时,能获得最佳减阻效果;当喷气孔直径为 $50-100 \mu m$ 时,喷气几乎没有减阻作用。气泡直径估计在亚微米到 $50 \mu m$ 之间;气泡体积浓度在到壁面的法向距离为 0.1 倍的边界层厚度处,达到最大值(约为 80%);在近壁处及边界层外,气泡浓度为 0,在近壁处存在无气泡区。

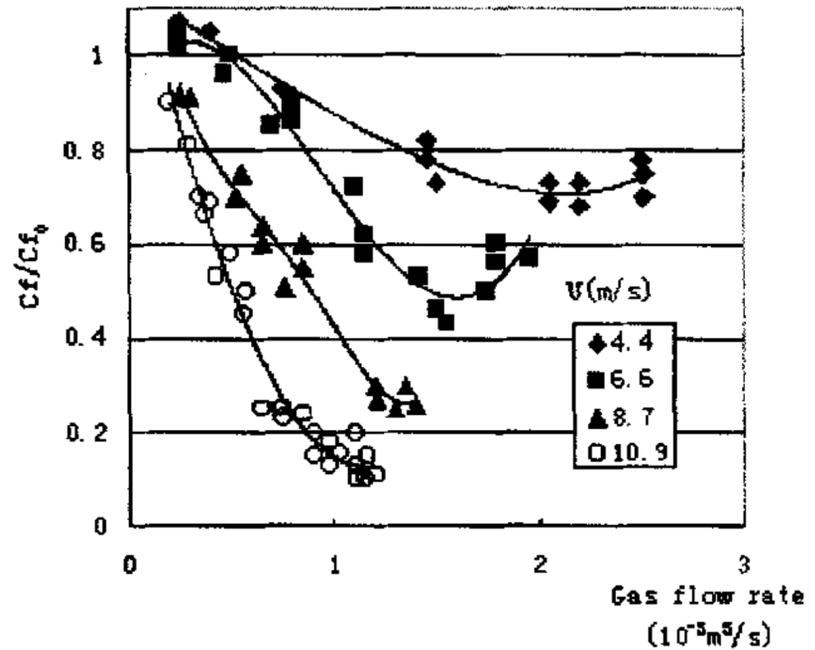


图 2-2 Bogdevich 等试验结果

美国宾夕法尼亚州立大学 Madavan 等人(1984)^[4]在空泡水筒进行平板试验,平板尺度为 $500 mm \times 279 mm$,多孔板(烧结不锈钢板)尺度为 $102 mm \times 178 mm \times 3 mm$,喷气孔直径为 $0.5-100 \mu m$,水流速度为 $4-17 m/s$,喷气流量为 $0-0.005 m^3/s$ (最大喷气流量比前苏联试验所用最大气流量约大 5 倍),在筒壁边界层观察到减阻达到 85%。试验模型和结果如图 2-3 所示,给出了平板位于边界层上面的情况下整体表面摩擦阻力比与喷气流量率的关系曲线。试验结果表明:当水流速度不变,增大单位时间内喷气量,摩擦阻力线性减小,直至饱和喷气流量率,此后增大喷气流量率,摩擦阻力的变化不大,有时反而增大;相同喷

气流量率时，随水流速度增大，减阻效果下降；微气泡减阻范围（沿水流方向）为喷气出口处边界层厚度的 60—70 倍；微气泡对喷气出口的上方流场没有影响；微气泡对气液混合介质速度分布的影响极小。与前苏联研究结果不同之处在于：(1)Madavan 等人的研究表明喷气孔的大小对减阻效果的影响不大；在相同喷气流量率下，喷气孔直径为 $0.5 \mu\text{m}$ （由于加工误差，其名义直径为 $5 \mu\text{m}$ ）和 $100 \mu\text{m}$ 的减阻效果基本相同；(2)Merkle 的研究表明气泡直径为 200—1100 μm ，比 Bogdevich 的估计值大。

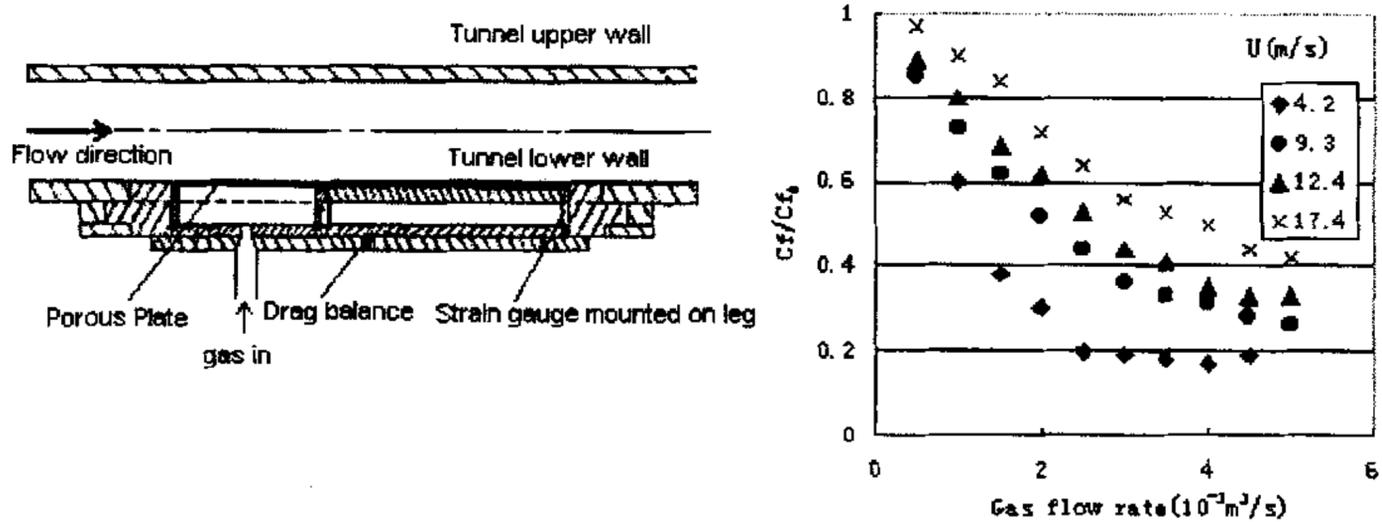


图 2-3 Madavan 试验模型和结果

Madavan, Detusch, Merkle 还研究了重力（浮力）对微气泡减阻效果的影响，结果表明：低速时，由于重力（浮力）的影响，气泡上浮，造成平板上表面喷气的减阻效果不如平板下表面喷气的减阻效果好；在高速时，重力（浮力）的影响大为减小。Madavan 等学者还进行了氦气、空气以及喷气宽度减半的减阻效果对比试验。其结果表明：当体积流量率相同时，上述三种情况的减阻效果相当，这说明气体质量浓度、密度及喷气宽度不是微气泡减少摩擦阻力的主要影响因素，重要的是气体的体积流量率。

2.1.3 轴对称体试验

美国宾夕法尼亚州立大学试验

美国宾夕法尼亚州立大学 Deutsch, Castano(1986)^[24]在直径 305 mm 空泡水筒的圆柱试验段进行轴对称体的微气泡减阻试验。轴对称模型直径 89 mm、长 632 mm，固定在空泡水筒圆柱试验段中心。在离模型前端 46 mm 处装一根直径 0.35 mm 的激流钢丝干扰边界层，使测量段形成完全湍流边界层。气体通过长 6.35 mm，厚 5.17 mm 圆柱形的烧结多孔塑料板喷入，标准孔隙为 $5 \mu\text{m}$ 。

试验装置如图 2-4 所示。在不同的气体喷入速度、水流速度和不同类型的气体条件下测量了整体表面摩擦力。减阻随水流速度增大而增加，最大减阻达到 80%。在较高水流速度下，注入氦气比注入空气得到更大的减阻效果（如：水流速度为 16.8 m/s ，喷气流量为 $0.004\text{ m}^3/\text{s}$ 时，使用氦气，摩擦阻力减少 60%；使用空气，摩擦阻力减少 40%；而使用二氧化碳，摩擦阻力没有减少）。与 Madavan 等人(1984)平板试验不同的是轴对称试验最大减阻在 17 m/s 的水流速度下达到，而平板试验最大减阻在 5 m/s 的水流速度下达到。

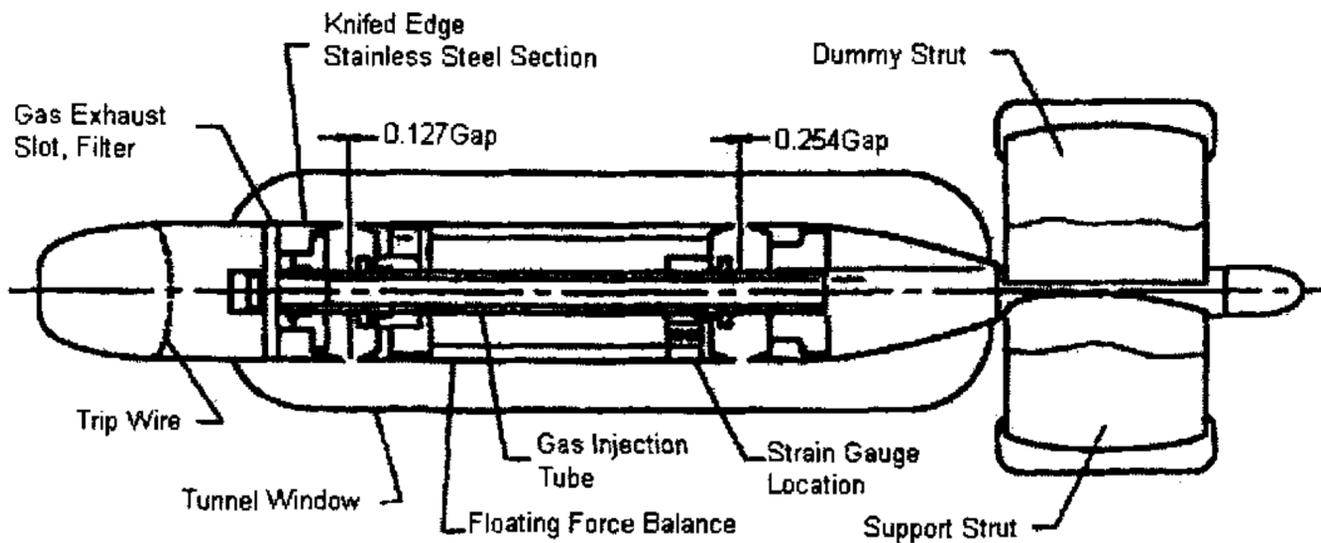


图 2-4 Deutsch 和 Castano (1986) 试验模型

广岛大学试验^[25]

广岛大学试验利用微气泡注入法进行回转体减阻的试验研究，试验在空泡水筒进行。试验模型如图 2-5 所示，模型 I 为在多孔圆管的前后端加整流帽，模型几乎全部是多孔部分，近似认为是气泡吹出部；模型 II 是在模型 I 气泡吹出部与后端整流帽之间插入丙稀圆管（A 部），称 A 部为被气泡覆盖部。

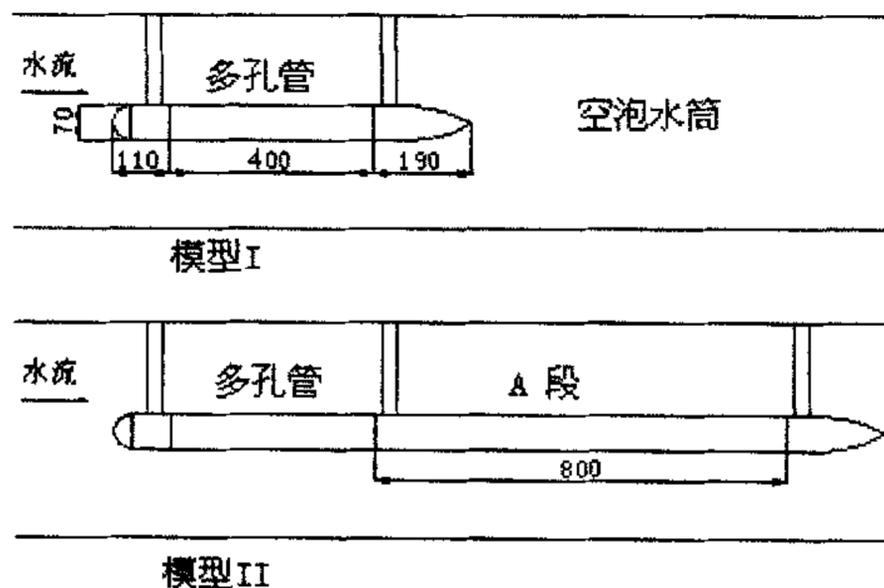


图 2-5 广岛大学试验模型

设模型 I 和模型 II 的压差阻力相等, 则: 模型 II 全阻力-模型 I 全阻力=A 部的摩擦阻力。设气泡覆盖部摩擦阻力相对于气泡有无的变化率为 ΔR , 则近似表示为:

$$\Delta R = \{(R_2' - R_1') - (R_2 - R_1)\} / (R_2 - R_1 - \Delta P)$$

气泡吹出状态模型 I 和模型 II 的全阻力表示为 R_1' 、 R_2' , 无气泡吹出状态模型 I 和模型 II 的全阻力表示为 R_1 、 R_2 , 而 ΔP 为气泡水洞中内压力损失而引起的阻力成分。 $(R_2 - R_1 - \Delta P)$ 相当于气泡覆盖部的摩擦阻力。

模型 I, 随着气泡量的增加, 阻力相应增大, 是因为气泡吹出部的摩擦阻力或者是被气泡覆盖的模型后端的压差阻力增加引起的。与此相反, 模型 II 在高速域阻力减少, 而且随着气泡量的增加, 阻力减少越多。流速为 7 m/s 时模型 II 的整体阻力的减少率为 6% 左右, 而且到高速区域减少率会更大些。

广岛大学试验对三维形状物体的微气泡减阻的可能性进行了研究, 同时也对气泡吹出部的阻力增减进行了研究。特别是为了研究气泡吹出对兴波阻力的影响进行了模型实验, 得到以下结论: (1) 气泡覆盖部阻力减少, 而气泡吹出部阻力增加; (2) 三维形状物体的气泡覆盖部大到一定程度, 则可减少摩擦阻力; (3) 气泡吹出对兴波阻力的影响几乎没有。试验中摩擦阻力减少率较低, 是因为模型被气泡覆盖, 由于浮力的作用, 不易使气泡完全保持在边界层。

2.1.4 长尺度船模的微气泡减阻试验

考虑到实船尺度比较大, 对于微气泡减阻在实船上应用, 尺度效应可能是最重要的因素。此前试验大多数是在空泡水筒中进行, 它的试验段长度最多只有几米, 所以很难进行尺度效应分析。为了评估微气泡减小表面摩擦阻力在实船上的应用以及微气泡注入后减阻作用在吹出口下游持续的距离, 日本 Watanabe 等人 (1998)^[11] 和 Takahasi 等人 (1999^[26], 2001^[27]) 使用长尺度船模在拖曳水池中进行一系列微气泡减阻试验。为了研究气泡对湍流边界层的作用, 船模的底部在船长和船宽范围均为与油轮船底类似的平底。具体试验参数如表 2-1 所示。

试验 1 测量了总摩擦阻力和三个位置 (P1, P2, P3) 的局部摩擦阻力。试验模型和总摩擦阻力结果如图 2-6 所示。纵轴为 $1 - \Delta R / R_f$, ΔR 为总阻力减小量, R_f 为气泡覆盖面范围内 (船底面积的 39%) 在未注入气泡情况下的摩擦阻力 (用 S 桑海摩擦阻力公式估计)。横轴为 $q = Q / SV$, Q : 气体喷射量; S : 多孔板面积; V : 拖车速度。当 $q = 0.02$ 时, 在 $V = 5\text{ m/s}$ 速度下摩擦阻力减小率为 30%, 在 $V = 7\text{ m/s}$ 速度下摩擦阻力减小率为 15%。局部摩擦阻力减小率 C_f / C_{f0} 与气泡喷射率 q 成正比, 而与距气体注入处位置的长度 x 成反比。

表 2-1 长尺度船模试验

试 验	模型	气泡注 入位置	气泡产生	试验船速	空气流量
1	Takahasi (1999)	长 12m 宽 1m	船首 多孔板 (100mm×500mm) 孔径 2 μm	5 m/s-7 m/s (9.7-13.6 节)	$Q=0-0.005$ m^3/s
2	Watanabe (1998)	长 20m 和 40m 宽 60cm	船首 船舯 多孔板 (70mm×250mm) 孔径 15 μm	5 m/s-7 m/s	$q=Q/SV=0-0.04$
3	Takahasi (2001)	长 50m 宽 1m	船首 船舯 阵列孔板 (100mm×500mm) 孔径 1mm	5 m/s-7 m/s	$q=Q/SV=0-0.06$

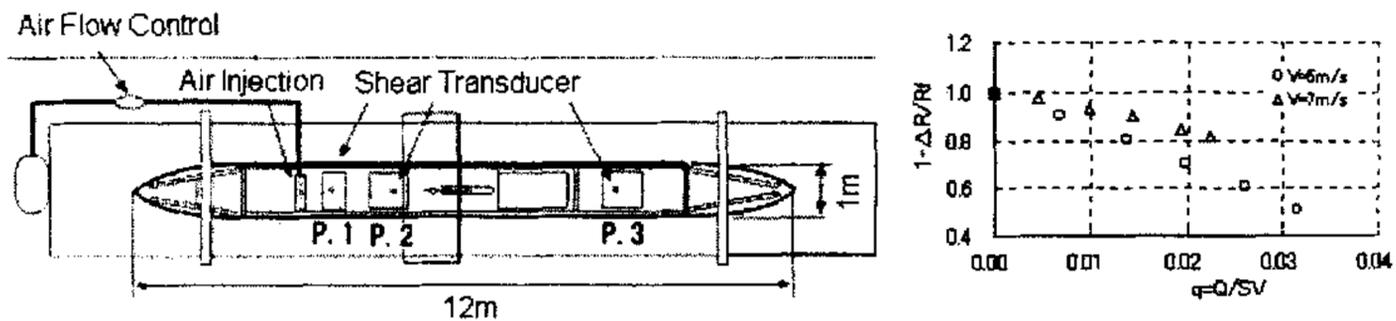


图 2-6 Takahashi (1999) 试验模型和总阻力试验结果

试验 2 在拖曳水池对长 20 m 及 40 m 两种船模进行试验, 分别采用船舯吹气泡、船舯吹气泡及舯舯同时吹气泡三种状态进行试验, 测量了船模的总阻力及局部摩擦阻力。整个试验状态均产生减阻效果, 对于无气泡状态的总阻力, 阻力减小率为 14%; 在气泡吹出口的下游, 摩擦阻力的减小率最大达到 60%。随气泡向后流动, 局部摩擦阻力减小量逐渐减小, 但减阻效果可以维持到气泡吹出口下游约 40 m 处。在局部摩擦阻力减小量逐渐减小的吹出口下游, 如再进行气泡吹出, 局部摩擦阻力可再次减小。

试验 3 与试验 2 类似, 只是试验 3 采用更长的模型, 长度达到 50 m; 试验模型和测量结果如图 2-7 所示。另外, 试验 3 采用一种新的多孔板, 小孔按行列规则排列, 孔径约为 1 mm。试验 3 在 7 m/s 时的减阻效果比试验 2 差一些。

三个试验得出的结论基本一致, 而且试验得出表面摩擦阻力的减小在 5 m/s 和 7 m/s 时都可以持续到船底下游末端。拖车速度 7 m/s 时比 5 m/s 时摩擦阻力减小量较小, 这是因为在较高速度下气泡从壁面扩散的较快。

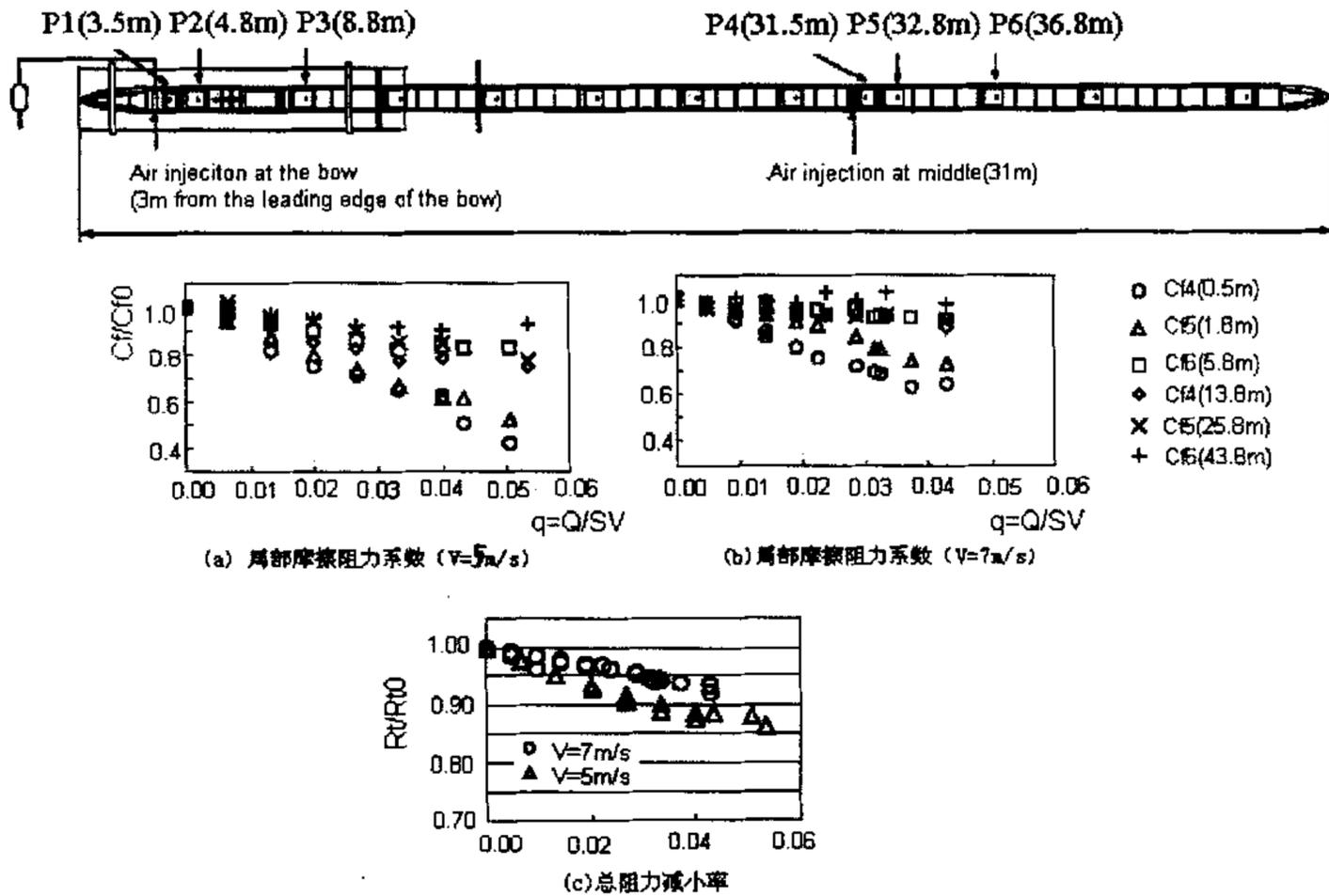


图 2-7 Takahashi (2001) 试验模型和测量结果

2.2 影响减阻效果的因素分析

2.2.1 气泡尺寸

注入气泡的尺寸不取决于多孔板的孔径，而取决于壁面剪切应力。一些试验的结论显示较小的气泡更利于减阻。McCormick 和 Bhattacharyya 用电解水方法产生氢气泡取得 10%—30% 减阻。Kawamura 等人研究了三种不同产生气泡方法来控制气泡直径。前两种方法通过调整产生气泡处局部剪切应力达到，气泡平均直径在 0.5 mm—2 mm 范围内；第三种方法用溶解气体泡沫化产生非常小气泡，气泡平均直径为 $0.047 m_{\lambda}^m$ 。当气泡向下游流动，由于气泡的爆裂和合并，气泡平均直径趋近于一个平衡值，它取决于局部切应变速率。试验结果指出气泡爆裂发生在较短的距离（ $\delta - 10\delta$ 的量级， δ ：边界层厚度），气泡合并发生在较远的距离（ 100δ 的量级）。也就是说，如果目标直径小于平衡值，气泡直径可在 $L - 100\delta$ 范围内持续控制。对于前两种方式产生的气泡（直径 0.5-2 mm），气泡直径对减阻的影响不显著。至少气泡直径比湍流度大时，气泡直径对于减阻不是一个重要参数。较小直径的气泡对减阻的影响还未有人研究。

微气泡通过促进湍流抑制气泡合并结构的形成而使湍流改变(前苏联提出)。气泡的合并对取得较大减阻非常重要,它可以解释美国 Madavan 等人试验和前苏联 Bogdevich 等人试验之间减阻趋势与流速关系的偏差。

图 2-8 给出了不同的气泡状态区域图^[28],用湍流度记录区域的不同(湍流能量耗散率~流速的三次方)。事实上有三种类型的气泡状态。当气泡较大时,气泡由于湍流作用而破裂;当气泡较小时,气泡合并组成大气泡或一个稳定的结构;介于两者状态之间时,气泡不改变自身特性而与湍流对流。当气泡尺寸比 Kolmogorff 漩涡尺寸小时,气泡合并的以下区域被显著增加的平均粘度控制。

图上添加的黑条是前面提到的三组试验结果,达到的减阻水平在“条”的末端指出。Madavan 试验在最高速度情况下,气泡尺寸很大,所以它的最佳减阻状态在较低速度下的气泡合并状态。正相反, Bogdevich 试验状态在气泡合并状态以下开始,从较低的状态达到气泡合并状态,随速度增大,减阻更多。McCormick 试验状态远远超过气泡合并状态,所以与 Madavan 试验有相似的试验结论。

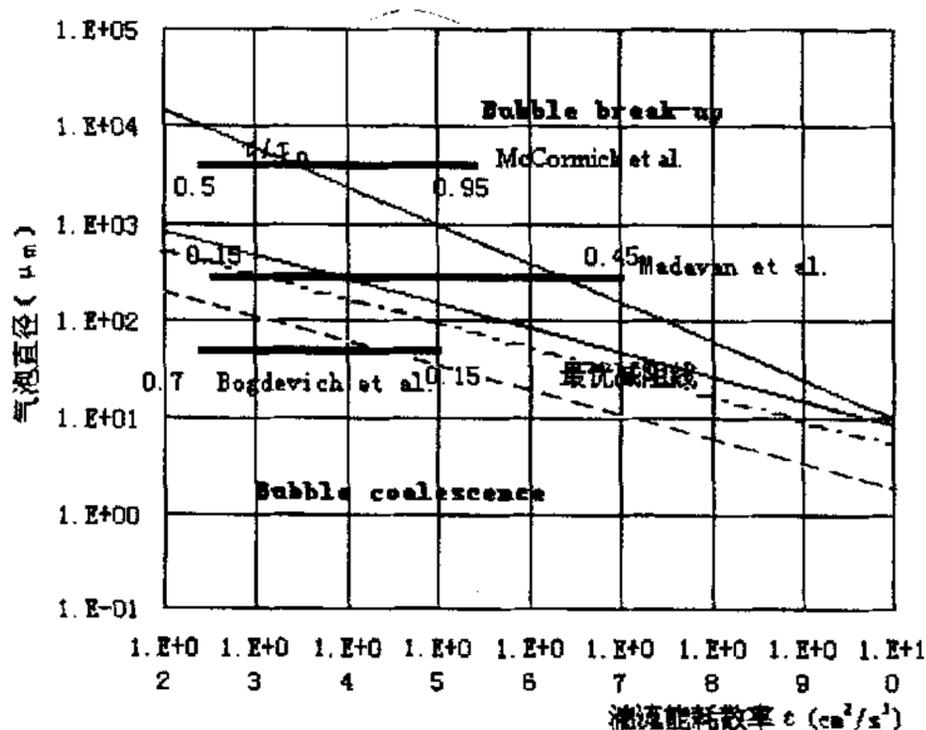


图 2-8 气泡动力状态图

2.2.2 空隙率

空隙率随注入气泡增加而增大,在近壁面趋向于饱和。局部空隙率的最大值通常发生在靠近壁面处,靠近壁面的空隙率对于微气泡减阻十分重要。Bogdevich 等人(1977)发现减阻率与边界层的最大空隙率吻合非常好,如图 2-9 所示。Madavan 等人(1985)测量了不同空隙率 α_a 下局部摩擦阻力系数,结果如图 2-10 所示。其中:

$$\alpha_o = Q_a / (Q_a + Q_w)$$

式中： Q_a 为气体流量； $Q_w = U(\delta - \delta^*)b$ ； δ ：边界层厚度， δ^* ：边界层排挤厚度， b ：多孔段宽度）。

Merkle, Deutsch(1990)^[29]给出一个经验公式：

$$\frac{C_f}{C_{f0}} = 0.8e^{-4\alpha_0} + 0.2$$

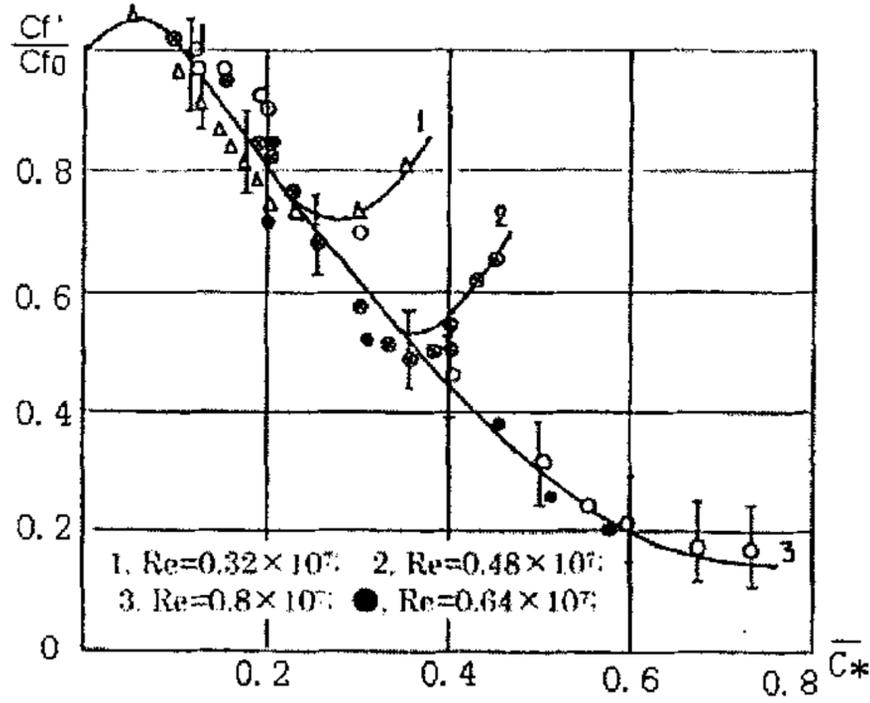


图 2—9 局部摩擦阻力减小率与边界层空隙率关系 (Bogdevich 1977)

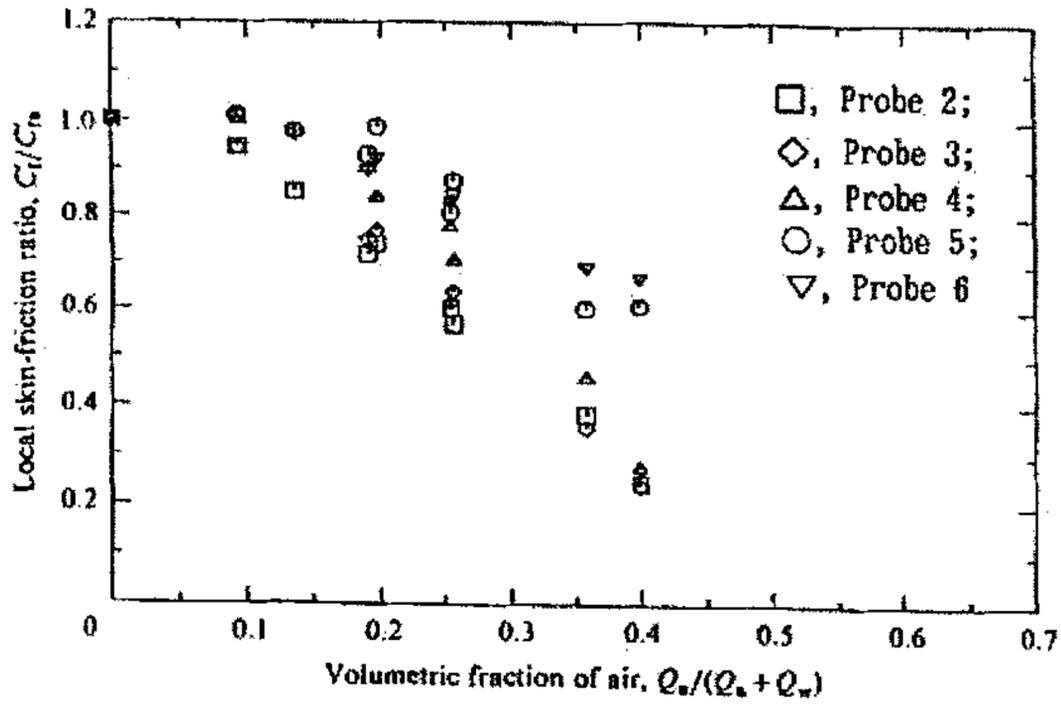


图 2—10 局部摩擦阻力减小率与空隙率关系 ($U=16.7 \text{ m/s}$) (Madavan 1985)

日本 Kadama 等人(1999)^[30]设计了一个封闭的高速循环水筒，如图 2—11 所示。试验段内部尺寸为：长 3000 mm，宽 100 mm，高 15 mm。气体通过孔规则排列的多孔板（孔径 1 mm，去流方向间距 2.5 mm，翼展方向间距 1.875 mm，共

277 个孔) 注入。局部摩擦阻力直接通过剪切应力传感器测量。

试验测量了三个下游位置(P2, P3, P4)和三个速度情况下的表面摩擦阻力, 结果如图 2-12 所示。横轴为试验段的平均空隙率 $\bar{\alpha}_a$ ($\bar{\alpha}_a = Q_a / (Q_a + Q_w)$), Q_a 为试验段空气流量率, Q_w 为试验段水流量率)。另外, 在有气泡的状况下, 当空

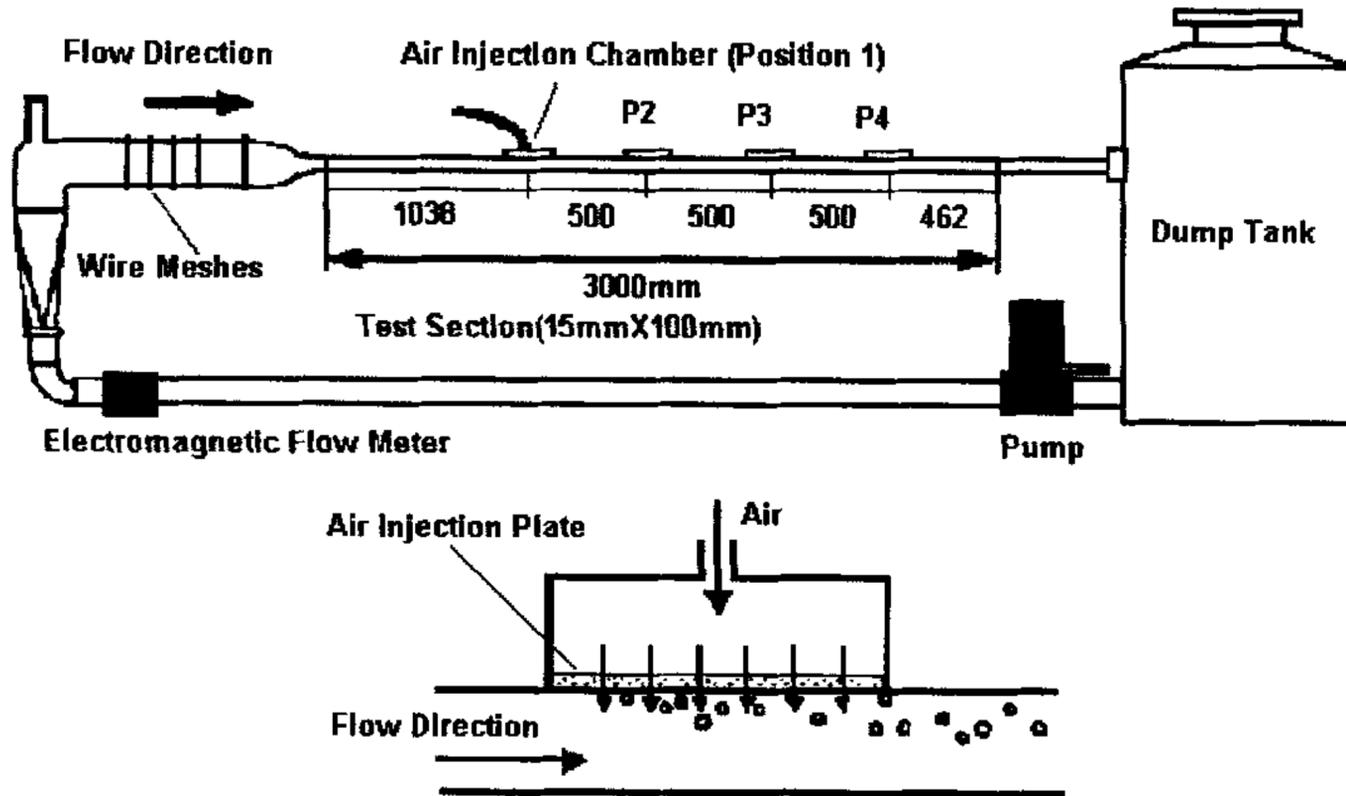


图 2-11 高速循环水筒及气泡注入结构详图

气注入试验面, 由于流动体积的增大, 流速明显增加, 所以 C_{f0} 在有气泡的状态下需要修正。所以 C_{f0} 可以修正为空气流量的函数, 可以用下式表达:

$$C_{f0}(Q_a) = C_{f0}(0) \frac{\tau U(Q_a)}{\tau U(0)}$$

$$\tau(f) = 0.03325 \rho v^{1/4} f^{7/4} r^{-1/4}$$

式中 $C_{f0}(Q_a)$ 、 C_{f0} 修正为 Q_a 的函数, $U(Q_a)$ 是 Q_a 的平均流速函数, r 为水动半径。在这三种速度下, 表层摩擦阻力的减少值随着空气注入量的增加而增大, 最大减少值可以达到约 30%。然而基于经验公式的 Merkle 试验数据大约可以达到 80%。但值得注意的是, Merkle 的试验数据是在气泡注入点下游端 50-65 mm 处得到的, 但目前的数据是在下游端 500-1500 mm 处得到的。在 $U = 5 \text{ m/s}$ 时, 摩擦阻力减小值与经验公式较好的吻合。但在较高速度时阻力减小值较小, 和经验公式吻合得程度差一些。

局部空隙率通过吸入管系统测量, 测量到的 α_a 应乘以一个常量来修正, 这样就可以使积分得到的空气流速和空气注入口点处的流速相同。值得注意的是

$\bar{\alpha}_a$ 是在空气注入点(位置1)定义的,而且因为压力下降注入空气量向下游增加,在高速下增加更大。结果如图 2-13 所示。在速度 $U = 5m/s$ 时,气泡群集在管壁表面,在下游几乎不扩散。而在 $U = 7m/s$ 和 $10m/s$ 时,气泡能够扩散开,而且在较高流速下扩散程度更大。在 $U = 10m/s$, 气泡在下游处明显扩散。将数据与图 2-12 中数据比较,可以看出靠近壁面的局部空隙率与减阻有很大关系。

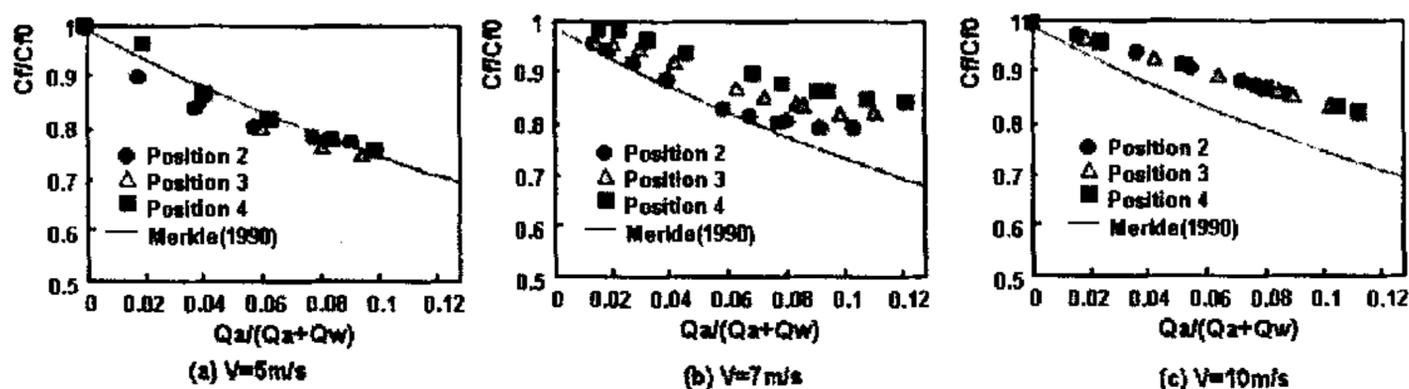


图 2-12 注入微气泡情况下摩擦阻力的减小(阵列板)

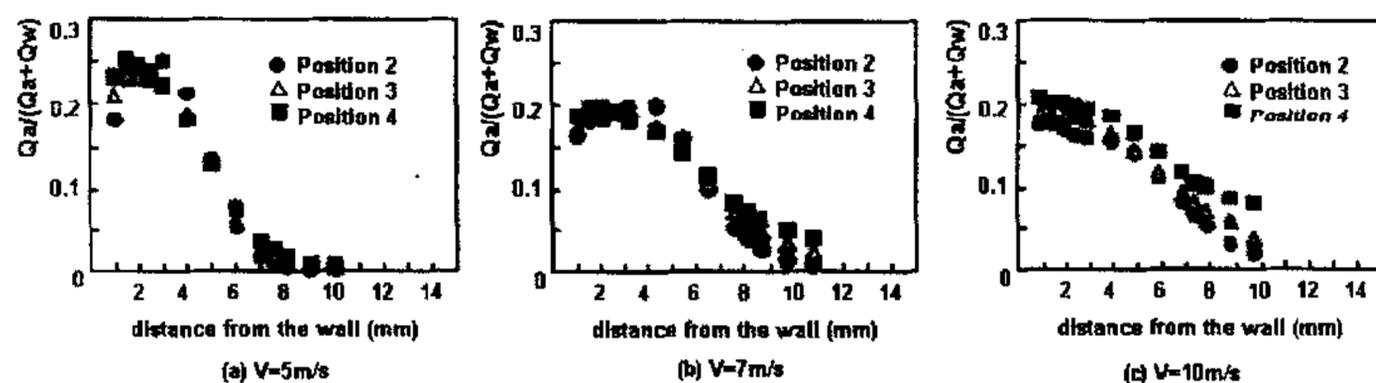


图 2-13 局部空隙率(阵列板)

由以上的论述可见,微气泡控制湍流边界层减阻的试验研究取得很大的进展,而且试验研究的覆盖面已经很广,并已经开始向实船应用的试验研究转化。现有的主要成果是:微气泡的注入对减阻的效果非常明显;关于微气泡和流体运动的参数是影响减阻效果的主要因素,特别是空隙率和气泡尺寸的影响。

第三章 微气泡减阻理论研究

3.1 微气泡减阻机理

目前较成熟的微气泡减阻理论分析还仅限于平板和管道流。微气泡影响湍流边界层结构至少有两个潜在途径：第一，微气泡可改变流体局部有效的粘度和密度，从而改变局部湍流的雷诺数。这个结果可近似把微气泡和水的混和物当作各向同性的流体，它有空间不同的特性。第二，气泡可直接影响湍流，需要修改湍流模型，建立气液两相流的流动模型。尽管两种现象可能同时发生作用，但目前研究中只考虑前一种的影响。同样方法早期被用来模拟聚合物减阻的现象。

类似的是，有些学者提出两种可能的减阻机理：第一，密度效应；气体密度大约是水密度的 1/1000，近壁面聚集的气泡层切断水的剪切应力从而减小摩擦阻力；第二，湍流抑制效应；气泡抑制边界层中的湍流导致摩擦阻力的减小。Kato 等（1999）测量气泡管道流中的非常靠近壁面的湍流度，结果显示当湍流度减小时，表面摩擦阻力也减小。

Kato 等（1999）^[31]通过 LDV(Laser Doppler Velocity)测量了充满气泡的湍流边界层中平均速度和湍流度分布，进行了微气泡对湍流影响的研究。试验在东京大学的空泡水筒中进行，试验段详细情况如图 3-1 所示。试验段长 580 mm，宽 50 mm，高 120 mm。气泡通过多孔板（40 mm × 40 mm，孔径 15 μm）注入边界层。水流速度在 6-10 m/s 间变化，U=8.0 m/s 时，在 2 部分（参考长度 260 mm）处的雷诺数约为 2×10^6 。图 3-2 给出注入微气泡情况下摩擦阻力的减小。横轴代表无量纲的气体流速 AFR ($AFR = Q/(\delta^* l U)$)，Q：气体流量； δ^* ：边界层排挤厚度；l：试验段宽度；U：水流速度)。当气体流速较低时 ($AFR=0-0.2$)，摩擦阻力并不减小。随着气体流速增大，摩擦阻力急剧减小。这个趋势已经被许多研究者发现 (Bogdevich 1977^[3], Madavan 1985^[5], Kato 1994^[32], 1994A^[33])，但他们都没有讨论出现这种趋势的原因。

图 3-3 给出离壁面 0.1 mm 处的湍流度相对于空隙率的测量结果。当气泡浓度低时，近壁面的湍流度增大；当微气泡密度继续增大，湍流度开始减小。这种趋势的唯一可能解释就是微气泡之间的相互作用。Kato 提出一种设想，如图 3-4。当气泡尺寸非常小时，水流的湍流度随气泡密度增加单调减小；当气泡尺寸和湍流一个量级时，湍流度在较低气泡密度时增加，随着气泡密度的增加，由于气泡间的相互干涉，湍流度开始减小。跟随一个气泡产生的湍流由于附近相同尺寸的气泡群存在而减弱（如图 3-5 所示）。因此，气泡群在减小湍流时比单

个气泡更有效。这个设想较好解释了微气泡减小摩擦阻力的机理。

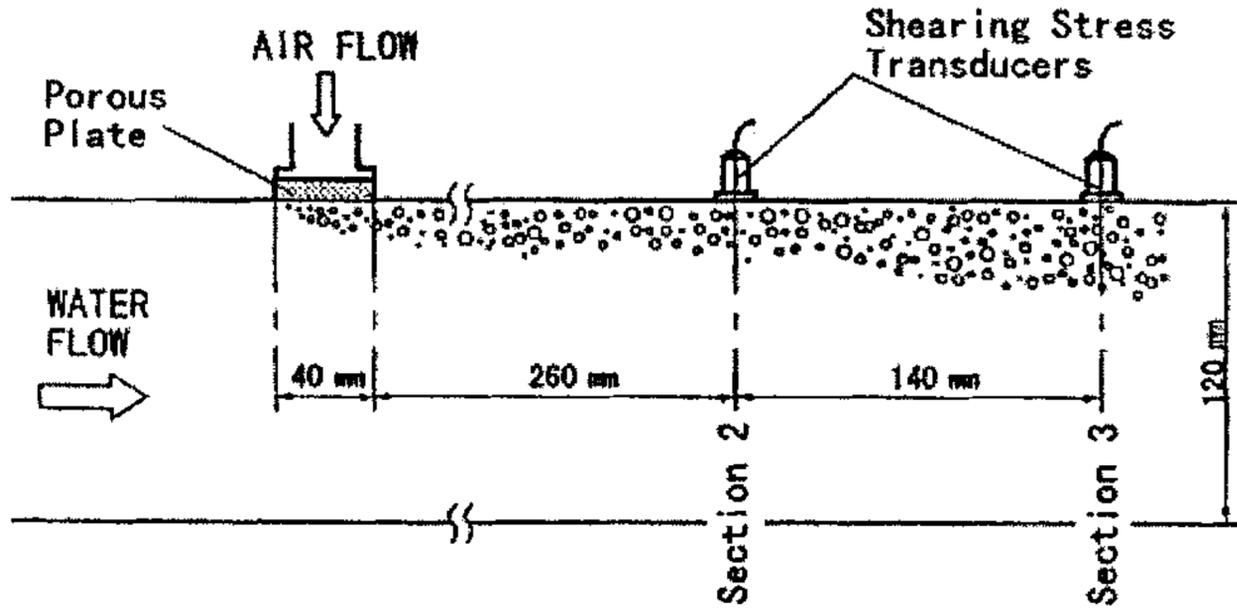


图 3-1 微气泡对湍流影响试验的试验段模型 (Kato et al. 1998)

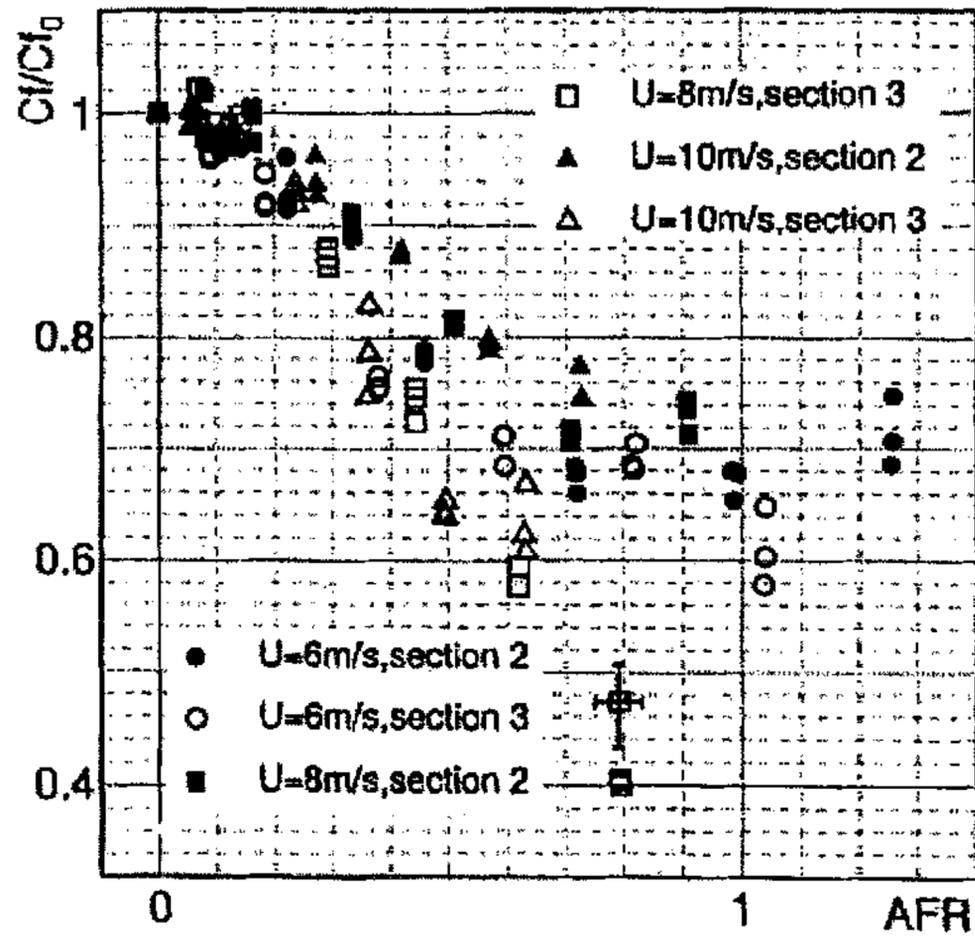


图 3-2 注入微气泡前后的摩擦阻力系数比率

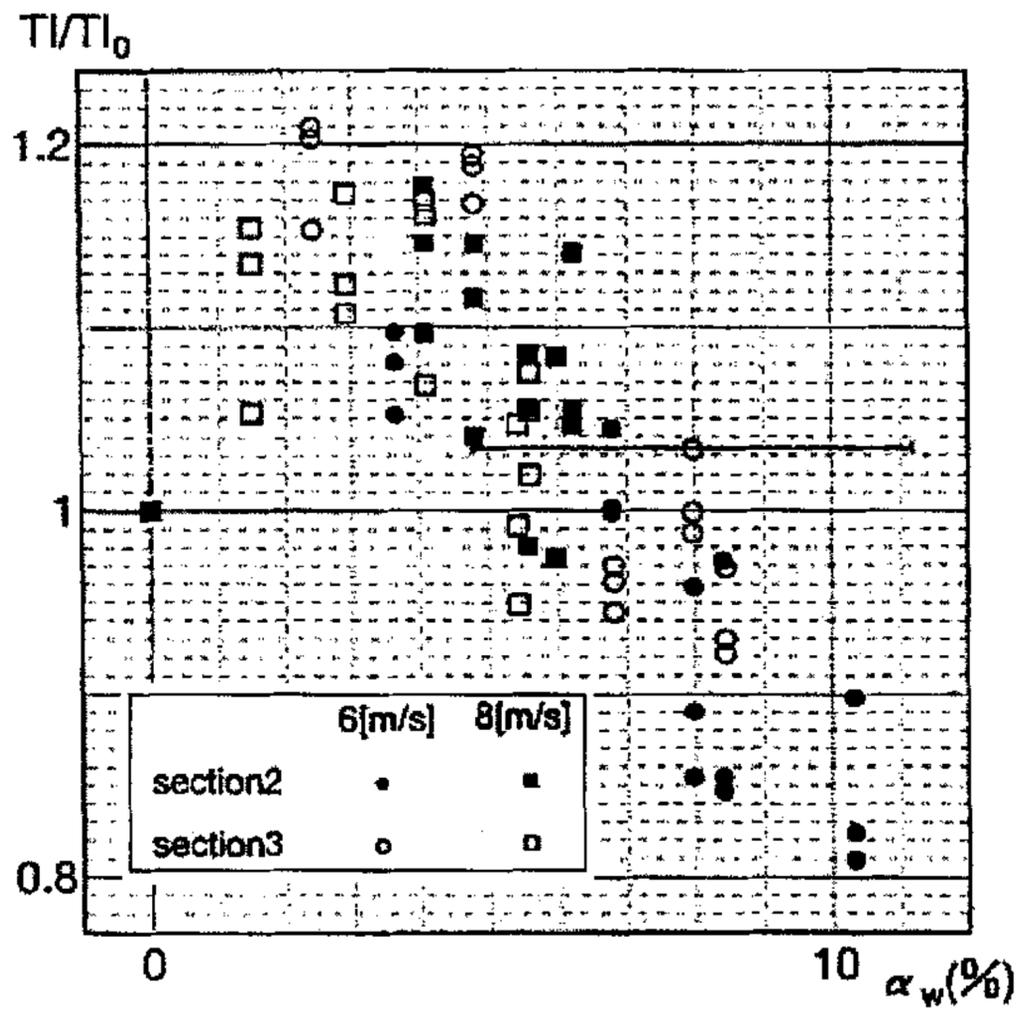


图 3-3 近壁区空隙率与湍流度关系图

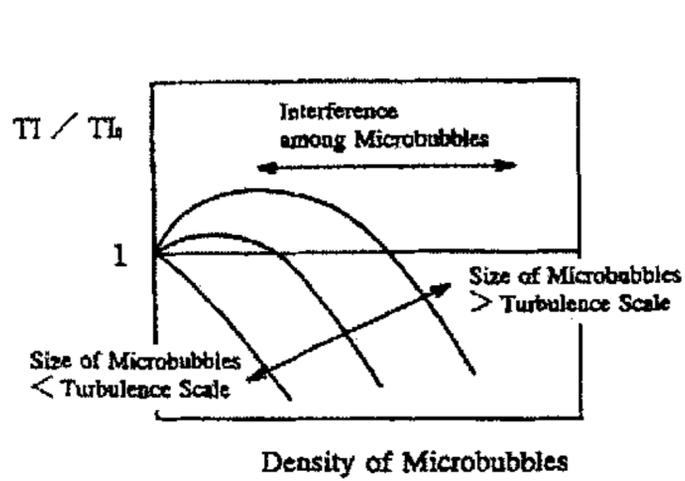


图 3-4

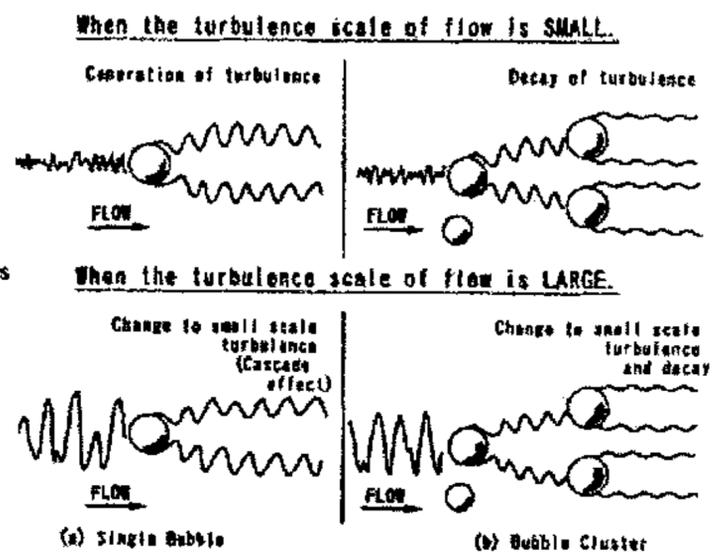


图 3-5

3.2 微气泡减阻理论研究

3.2.1 简单模型

Legner (1984)^[14]提出一个微气泡减阻的简单模型, 它综合考虑了小气泡 ($<100\mu\text{m}$)、高聚集浓度的气泡和湍流三方面的因素。Legner 通过边界层中的气体聚集浓度轮廓曲线的示意图 3-6 分析, 当气泡注入边界层的底部 ($y=0$), 密集度 α_1 在壁面附近最大, 向边界层边缘逐渐减小, 最大值 $\alpha_1 = \alpha_{\max}$, 表示为 α 。前苏联学者的试验中测量了近壁面的这个峰值。如图所示靠近壁面的聚集浓度轮廓曲线大约为最大聚集浓度 α 。

在二维湍流中的剪切应力公式如下:

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \rho \overline{U'V'} \quad (3.2.1.1)$$

式中 μ 是分子粘性系数, \bar{U} 是平均速度, ρ 是密度, $-\overline{U'V'}$ 是雷诺应力, 表示为:

$$\overline{U'V'} = -q\Lambda \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}$$

式中 $q\Lambda$ 是涡粘性系数, Λ 是包含能量的湍流系数, 所以可以替换成下式:

$$\tau = (\mu + \rho q\Lambda) \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (3.2.1.2)$$

那么有无气泡情况下的剪切应力 τ_1 和 τ_0 的关系为:

$$\frac{\tau_1}{\tau} = \frac{(\mu_1 / \mu + \rho_1 q_1 \Lambda_1 / \mu) (\partial \bar{U} / \partial y)_1}{(1 + \rho q \Lambda / \mu) (\partial \bar{U} / \partial y)} \quad (3.2.1.3)$$

这里我们假设当大量气泡注入湍流边界层中, 分子和湍流介质改变了, 但近壁面的速度梯度保持不变。同时我们定义混合密度如下:

$$\rho_1 = (1 - \alpha) \rho + \alpha \rho_g \quad (3.2.1.4)$$

式中 ρ 是液体密度, ρ_g 是气体密度。

由于 $\rho_g \ll \rho$, 式 (3.2.1.4) 可以简化为: $\rho_1 = (1 - \alpha) \rho$ 。对于发展完全的湍流, 涡粘性系数 $\rho q \Lambda$ 超过分子粘性系数几个数量级, 式 (3.2.1.3) 可简化为:

$$\frac{\tau_1}{\tau} = \frac{(\mu_1 / \mu)}{(\rho q \Lambda / \mu)} + (1 - \alpha) \frac{q_1 \Lambda_1}{q \Lambda} \quad (3.2.1.5)$$

$\rho q \Lambda / \mu$ 一个具有代表性的比值为 10^3 ; 对于 μ_1 / μ , 由于缺乏理论结果, Sibree 从固液分散项的类似考虑中获得一个经验公式:

$$\mu_1 / \mu = 1 / (1 - 1.09\alpha^{1/3}) \quad (3.2.1.6)$$

此式对于泡沫和微气泡在流体中扩散是可靠的，则有：

$$\frac{\tau_1}{\tau} = 10^{-3} \left(\frac{1}{1 - 1.09\alpha^{1/3}} \right) + (1 - \alpha) \frac{q_1 \Lambda_1}{q \Lambda} \quad (3.2.1.7)$$

上式显示，剪切应力的减小依赖于最大浓度 α 和湍流改善 q_1/q 和 Λ_1/Λ 。上式右端第一项为粘性项，第二项是密度—湍流项。如图 3-7 所示，状态 1 没有湍流改变，状态 2 有湍流改变；虚线表示两种情况下的密度—湍流项，点线表示粘性项。实线代表两项之和。涡粘性系数改变可表示为：

$$\frac{q_1 \Lambda_1}{q \Lambda} = \frac{1 - \alpha}{\alpha_{\min}}$$

于是：

$$\frac{\tau_1}{\tau} = 10^{-3} \left(\frac{1}{1 - 1.09\alpha^{1/3}} \right) + \frac{(1 - \alpha)^2}{\alpha_{\min}} \quad (3.2.1.8)$$

式中 α 为最大浓度， α_{\min} 为极限气泡体积浓度（取为 4/5）。通过模型发现微气泡减阻是三个因素的结果：（1）密度的减小；（2）当气泡浓度达到限制值时气泡悬浮粘度增加；（3）湍流的改变。有无气泡情况下剪切应力比仅取决于气体在边界层中的浓度（空隙率 α ）；密度因子 $(1 - \alpha)$ 控制着减阻；只有在 α 较大的情况下，粘性系数才变得足以重要去限制减阻。计算结果与 Bogdevich and Evseev (1976) 试验的最大雷诺数 ($R_e = 8 \times 10^6$) 情况下的结果较好的吻合。

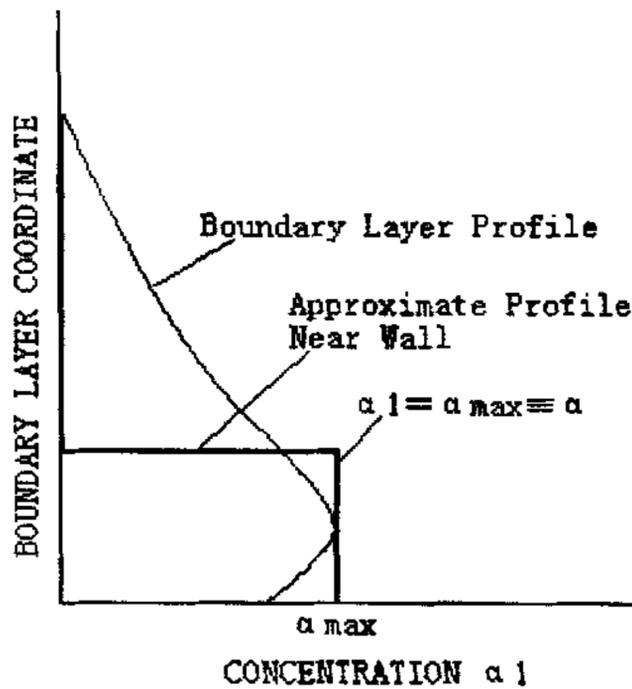


图 3-6

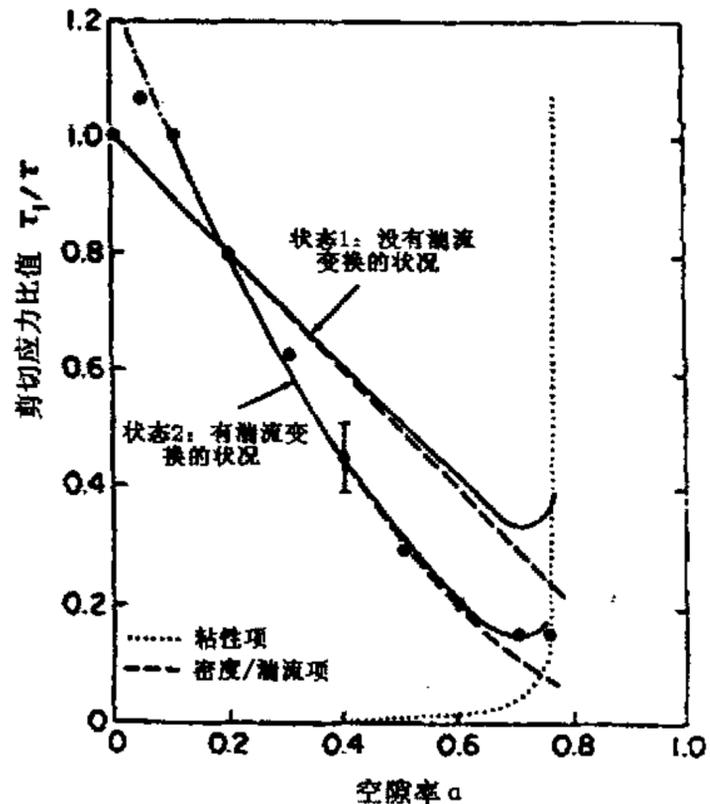


图 3-7

3.2.2 微气泡减小平板阻力研究

Madavan, Deutsch 和 Merkle^[15]提出, 使用简单湍流的混合长度模型和经过验证的边界层规则, 通过气泡浓度分布函数的粘度和密度的局部变化来模拟气泡的运动, 进行了气泡在边界层中位置的参数、最大浓度和混合物的粘度模型的研究。这些变化用一个有效的涡粘性系数结合到湍流边界层规则中, 预测到 50% 的减阻效果。但是, 没有进行与试验结果的直接对比。具体的计算过程如下:

微气泡在湍流中的出现可以改变密度和粘度:

$$\rho = \rho_l(1 - \phi) + \rho_g\phi \quad (3.2.2.1)$$

式中: ρ_l 和 ρ_g 分别代表液体和气体的密度, 一般忽略气体密度项。

Einstein 的粘度模型为:

$$\mu = \mu_l(1 + 2.5\phi) \quad (3.2.2.2)$$

Sibree 的粘度模型为:

$$\mu = \mu_l(1 - 1.09\phi^{1/3}) \quad (3.2.2.3)$$

式中: μ 和 μ_l 分别是混和物和液体的粘度。

有效的粘度 μ_e 通过下式给出:

$$\mu_e = \mu + \rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (3.2.2.4)$$

这里等式右边第一项代表层流粘度, 第二项是雷诺应力的贡献。等式 3.2.2.4 中混合长度定义为离开墙壁的无量纲距离 y/δ 和 Van Driest 阻尼要素 D 的函数, 如

$$l/\delta = Df(y/\delta)$$

这里

$$f(y/\delta) = k_2 \tanh(k_1 y/k_2 \delta)$$

k_1 和 k_2 的数值分别取为 0.4 和 0.108。阻尼系数基于局部特性, 如下式所示:

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+} \frac{\mu_l}{\mu} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_l}}\right)$$

这里 y^+ 以壁特性的形式定义,

$$y^+ = y \sqrt{\tau_w \rho_l} / \mu_l$$

常数 $A^+ = 26$ 。

气泡浓度分布采用简化的梯形分布模型, 忽略了气泡动力学, 假定:

$$\rho = \rho(\phi) \quad (3.2.2.5)$$

这里

$$\phi = \phi(x, y)$$

相似地, 粘度表示为气泡浓度的函数

$$\mu = \mu(\phi) \quad (3.2.2.6)$$

通过代入改变的不同特性到边界层方程, 进行了微气泡对边界层特性作用的计算。使用一个任意状态方程解决了全部的可压缩流体边界层的偏微分方程, 数值解在换算平面计算得出。计算中假定当大量气泡引入湍流边界层时分子粘度和湍流介质粘度会改变, 但在近壁面的速度梯度是不变的。由边界层理论可知: 这一假定对边界层外区适用, 但在近壁区还没有证据来肯定这种假设。认为在有气泡和无气泡两种情况下速度梯度相等是值得商榷的, 这是这种应力模型的缺陷之一。应用范围是在气泡的极限体积浓度不大于 0.5 的情况下得到的, 此乃缺陷之二。

中国西北工业大学宋保维等^[34]和上海大学梁志勇等^[35, 36]也进行类似的微气泡降低平板阻力的数值研究, 其中梁志勇采用 BL 型零方程湍流模式, 用切比雪夫伪谱矩阵方法对注入微气泡后的平板湍流边界层进行了计算。

近些年来, 日本学者在微气泡减阻的理论研究领域非常活跃, 虽然并没有深入到建立湍流边界层内部结构改变的模型来真正探讨减阻机理, 但空隙率 α 的试验和计算的研究方面取得一定的成果, 并有很大的应用价值。

石川岛播磨重工业株式会社技术研究所的吉田有希和高桥义明等(1997)^[37], 将含有微气泡的两相流模型进行拉格朗日公式化, 以平板为研究对象, 计算了空隙率分布及摩擦阻力减小率。气泡吹出的平板减小摩擦阻力系统数学模型如下:

以平板为研究对象, 坐标系如图 3-8 所示。关于 y 方向气泡运动方程可简化表示为:

$$\frac{m_b + m_A}{6\pi\mu_L(d_b/2)} \ddot{y} + \dot{y} = v_L' \quad (3.2.2.7)$$

此时, 近似导出下式:

$$\frac{\hat{y}}{\hat{v}_L'} = \frac{1}{w_L} = k_1 T_L \quad (3.2.2.8)$$

图 3-9 为应力减少模型示意图。在垂直于 y 轴的平面内, 取一个边长为 ΔL 的正方形作为控制主要要素。如果设这个要素是关于一个气泡的, 则一边长 ΔL

为:

$$\Delta L = \left(\frac{\pi}{6\alpha}\right)^{\frac{1}{3}} d_b = k_2 \alpha^{\frac{1}{3}} d_b \quad (3.2.2.9)$$

当液相的湍流使气泡位置发生移动时, 气泡在水平方向受到的力的增量为:

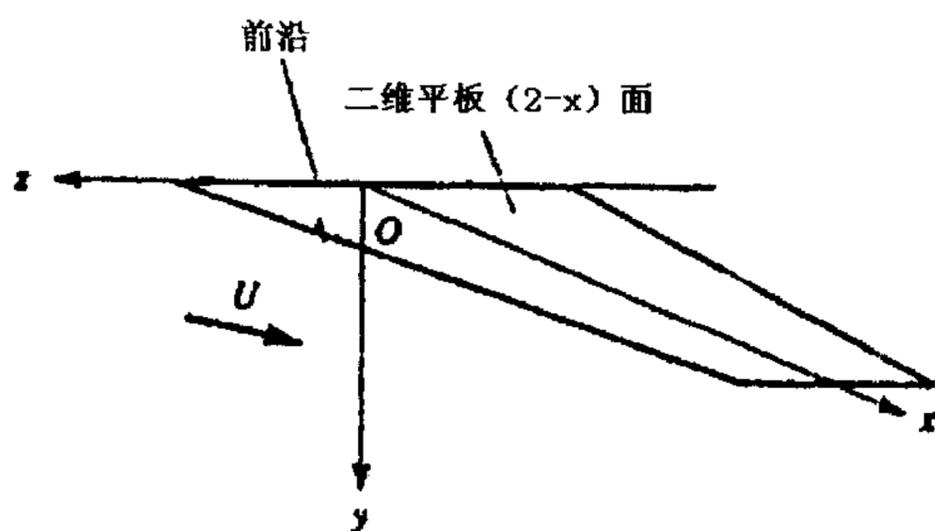


图 3-8 坐标系

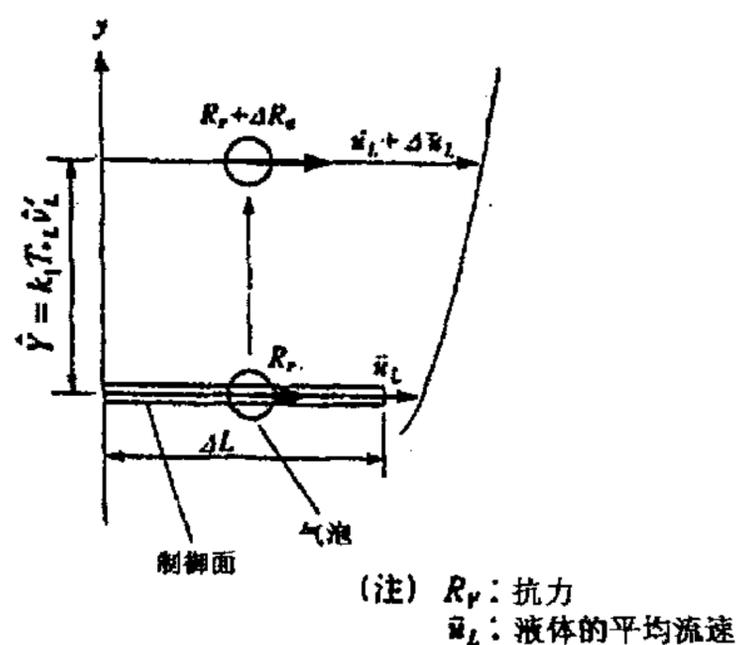


图 3-9 应力减小模型

$$\Delta R_v \propto 6\pi\mu_L (d_b/2) \Delta \bar{u}_L = k_3 \rho_L y_L d_b \hat{y}' \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \quad (3.2.2.10)$$

应力的减少量为:

$$\Delta \tau_i = \frac{\Delta R_v}{\Delta L^2} = \frac{k_1 k_3}{k_2} \rho_L v_L T_L \alpha^{\frac{2}{3}} d_b^{-1} \hat{y}' \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \quad (3.2.2.11)$$

对于等式 3.2.2.11, 作如下假设:

$$v_L T_L = \lambda_L^2 / 10 = \lambda_1 y \quad (3.2.2.12)$$

设混合长的减少量为 l_{mb} , 可方便地表示为:

$$l_m = l_{m0} - l_{mb}$$

$$l_{m0} = \kappa y$$

$$l_m = \left(\kappa - \frac{\lambda_m}{d_b} \alpha^{\frac{2}{3}}\right) y$$

$$\Delta \tau_i = k_4 \rho_L l_{mb} \hat{y}' \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \quad (3.2.2.13)$$

式中: k_4 : 比例常数; ρ_L : 液体密度(kg/m^3); l_{mb} : 混合长度的减少量; d_b :

气泡直径(m); l_m : 液相混合长度(m); \bar{u}_L : 液相平均流速(m/s); \hat{v}_L : 液相的湍流流速的均方值(m/s)。

为了简化, 用 α_m 替代 α 进行计算(α_m : 与 y 无关的边界层内平均空隙率; α : 局部空隙率), α_m 采用粒子追踪法^[38]计算。

常数 κ_1 定义如下:

$$\kappa_1 = \kappa - \eta_m \alpha_m^{\frac{2}{3}} \quad (3.2.2.14)$$

式中: κ : 卡门常数, 取 0.41;

κ_1 : 含气泡的液相卡门常数;

$$\eta_m = \frac{\lambda_m}{d_b}, \quad \eta_m \text{ 由试验确定, 取 } 0.85。$$

他们进行了沿 x 轴方向空隙率、 $x = 0$ 附近断面内空隙率分布和局部摩擦阻力减少率的计算。数学模型计算结果表明, 空隙率的峰值, 基本上都在边界层内, 这一点与试验结果非常一致。混合长度的减少与空隙率的 $2/3$ 次方成正比, 这一现象可用上面的公式说明。

3.2.3 二维管道流场微气泡减阻研究

吉田有希和高桥义明等(1999)^[39]以二维管道流场为例, 建立一种空隙率分布的计算模型, 并进而研究减少摩擦阻力的效果。

研究对象为充分发展稳定的水平二维管道中的气泡流, 如图 3-10 所示, 气泡流可近似为连续的气相流, 气泡可作为扩散粒子来处理。控制气泡扩散的因素有湍流(混合长度和湍流速度)、重力(或浮力)、压力梯度及升力等等。将浮力作为扩散粒子处理的情况, 作为影响因素的流速分布, 没有必要包含在显式中, 只要将气泡的影响仅作为对湍流的影响, 就可以将气泡的影响定型化。因此, 可以考虑气液间的相互干涉来确定空隙率分布。当压力梯度和升力的影响与其它因素相比小到可以忽略不计时, 是能够较容易地求得解析解。本文考虑湍流及浮力进行定型化, 分别考虑各自的影响。充分发展稳定的湍流将成为定常流, 其在 y 方向的流束(通量)之和将为零, 因此有下式:

$$j_l + j_g = 0 \quad (3.2.3.1)$$

如图 3-11 所示, 考虑包含垂直于 y 轴的检测平面的数学模型。在定常状态, 气泡通过该检测面, 在以相当于一定混合长度 l_b 的平均自由位移进行随机运动的同时进行着扩散。假设扩散的方向性不依赖于 y , 则通过该检测面的湍流的流束(通量)为:

$$j_i = -a_1 l_b \frac{\partial}{\partial y} (\alpha \hat{v}_b) = -a_1 l_b^2 \left(\alpha \frac{\partial^2 \bar{u}_L}{\partial y^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \right) \quad (3.2.3.2)$$

其中, a_1 是表示湍流方向性的比例常数。如果流场是各向同性的, 则 $a_1 = 0$ 。设上升速度为 q_g , 则由浮力引起的流束 (通量) 为:

$$j_g = -\alpha q_g \quad (3.2.3.3)$$

将式 (3.2.3.2)、(3.2.3.3) 代入式 (3.2.3.1) 中, 则空隙率的控制方程为:

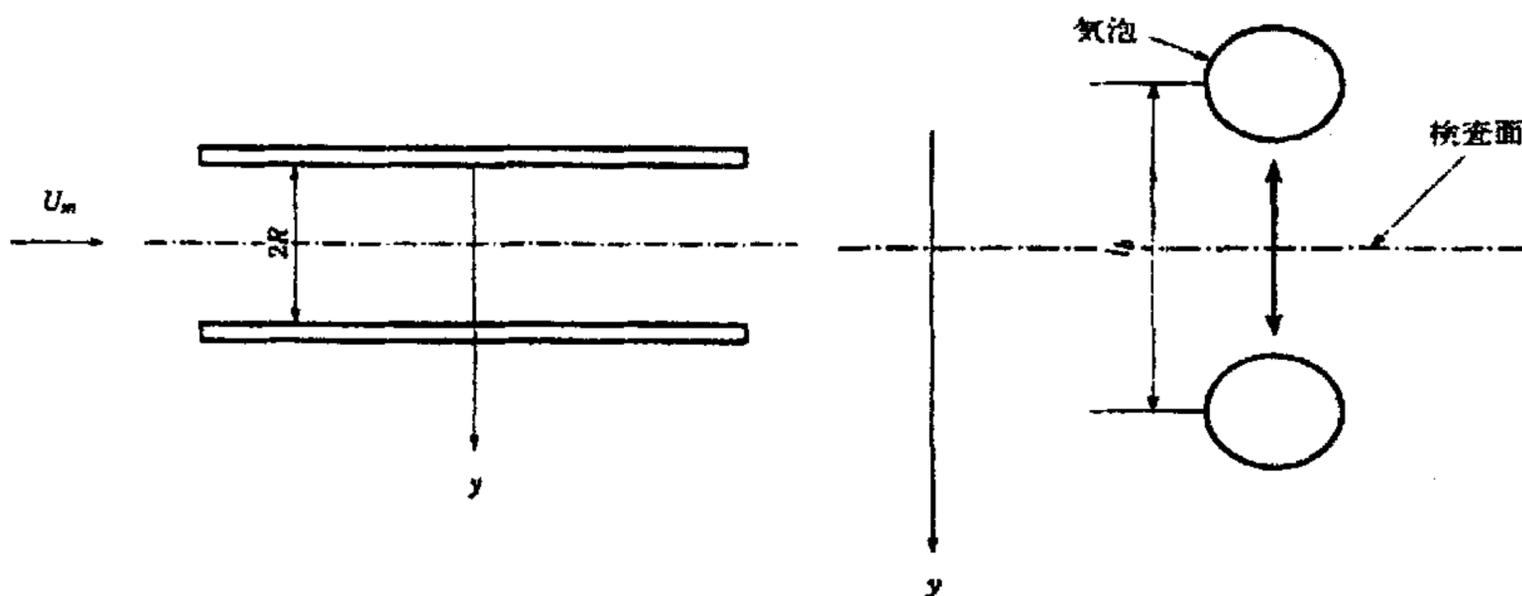


图 3-10 水平管道坐标系

图 3-11 气泡运动的数学模型

$$a_1 l_b^2 \left(\alpha \frac{\partial^2 \bar{u}_L}{\partial y^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \right) + \alpha q_g = 0 \quad (3.2.3.4)$$

气相的混合长度 l_b 可以用液相混合长度减少值 l_{mb} 通过以下的方法求得。混入气泡的液相的剪切应力减少值为:

$$\Delta T_l = k_4 \rho_L l_{mb} \hat{v}'_L \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \quad (3.2.3.5)$$

如果考虑到气液之间的相互作用, 则液相的剪切应力减少值, 将与气相的剪切应力增加值即湍流应力相等。由式 (3.2.3.5) 可得:

$$k_4 \rho_G l_b \hat{v}'_G \frac{\partial \bar{u}_G}{\partial y} = k_4 \rho_L l_{mb} \hat{v}'_L \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \quad (3.2.3.6)$$

设 $\bar{u}_G = \bar{u}_L$, 则有以下式:

$$l_b = \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \times l_{mb} \quad (3.2.3.7)$$

将式 (3.2.3.7) 代入 (3.2.3.4) 式, 则:

$$a_1 \frac{\rho_L}{\rho_G} l_{mb}^2 \left(\alpha \frac{\partial^2 \bar{u}_L}{\partial y^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} \right) + \alpha q_g = 0 \quad (3.2.3.8)$$

式 (3.2.3.8) 左边第 1 项是湍流梯度产生的影响；第 2 项是空隙率梯度产生的影响；第 3 项表示浮力的影响，整个公式表达了它们的平衡状态。

流道中心线上的湍流剪切应力为零，另外，速度分布服从对数定律，则混合长度如下式：

$$l_m = \kappa y \sqrt{1 - \frac{y}{R}} \quad (3.2.3.9)$$

求 l_{mb} 时，相当于上式中的卡门常数 κ 的 κ_2 ，可由 $\kappa_1 = \kappa - \eta_m \alpha_m^{2/3}$ 而得到下式求得：

$$\kappa_2 = \eta_m \alpha_m^{2/3} \quad (3.2.3.10)$$

式中： α_m 表示边界层内的平均空隙率， $\eta_m = \lambda_m / d_b$ (λ_m 为湍流度)。也可以认为 $\eta_m = \eta_m \alpha / d_b$ ， $\eta_m \alpha$ 为边界层代表长度。流场的湍流度或边界层代表长，如果与决定 η_m 的水槽相比较小，可以使其与这些尺度成比例地减小，进行修正。相反，可用同样的方法使其值取大值用。

液相中的混合长度减少量：

$$l_{mb} = \kappa_2 y \sqrt{1 - \frac{y}{R}} = \eta_m \alpha_m^{2/3} y \sqrt{1 - \frac{y}{R}} \quad (3.2.3.11)$$

在对数定律成立的条件下，有下式：

$$\frac{\partial \bar{u}_L}{\partial y} = \frac{1}{\kappa_1} \frac{U_T}{y} \quad (3.2.3.12)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_L}{\partial y^2} = -\frac{1}{\kappa_1} \frac{U_T}{y^2} \quad (3.2.3.13)$$

将式 (3.2.3.11)、(3.2.3.12)、(3.2.3.13) 代入式 (3.2.3.4) 并整理得：

$$y \left(1 - \frac{y}{R}\right) \frac{\partial \alpha}{\partial y} = \left\{ \left(1 - \frac{y}{R}\right) - K_0 \right\} \alpha \quad (3.2.3.14)$$

其中：

$$K_0 = \frac{q_g (\kappa - \eta_m \alpha_m^{2/3})}{a_1 \rho_L / \rho_G U_T \eta_m^2 \alpha_m^{4/3}} \quad (3.2.3.15)$$

将式 (3.2.3.14) 中的 ∂ 换写成 d ，则变换为分离变量型微分方程，可容易地求得解析解为：

$$\alpha = K_1 y^{-K_0+1} \left(1 - \frac{y}{R}\right)^{K_0} \quad (3.2.3.16)$$

其中， K_1 为积分常数， y 为距管道上壁的距离， R 为管道高度；将上式沿着 y 方向积分而得到的平均空隙率可以调整等于由供给空气流量基数的平均空隙率。

计算模型是模拟 Guin 所做实验用的流道 ($2R = 10\text{mm}$) 中的内部流场。与 Guin M.M. 的试验^[40] 结果相比较，在趋势上有较好的一致性，如图 3-12 所示。

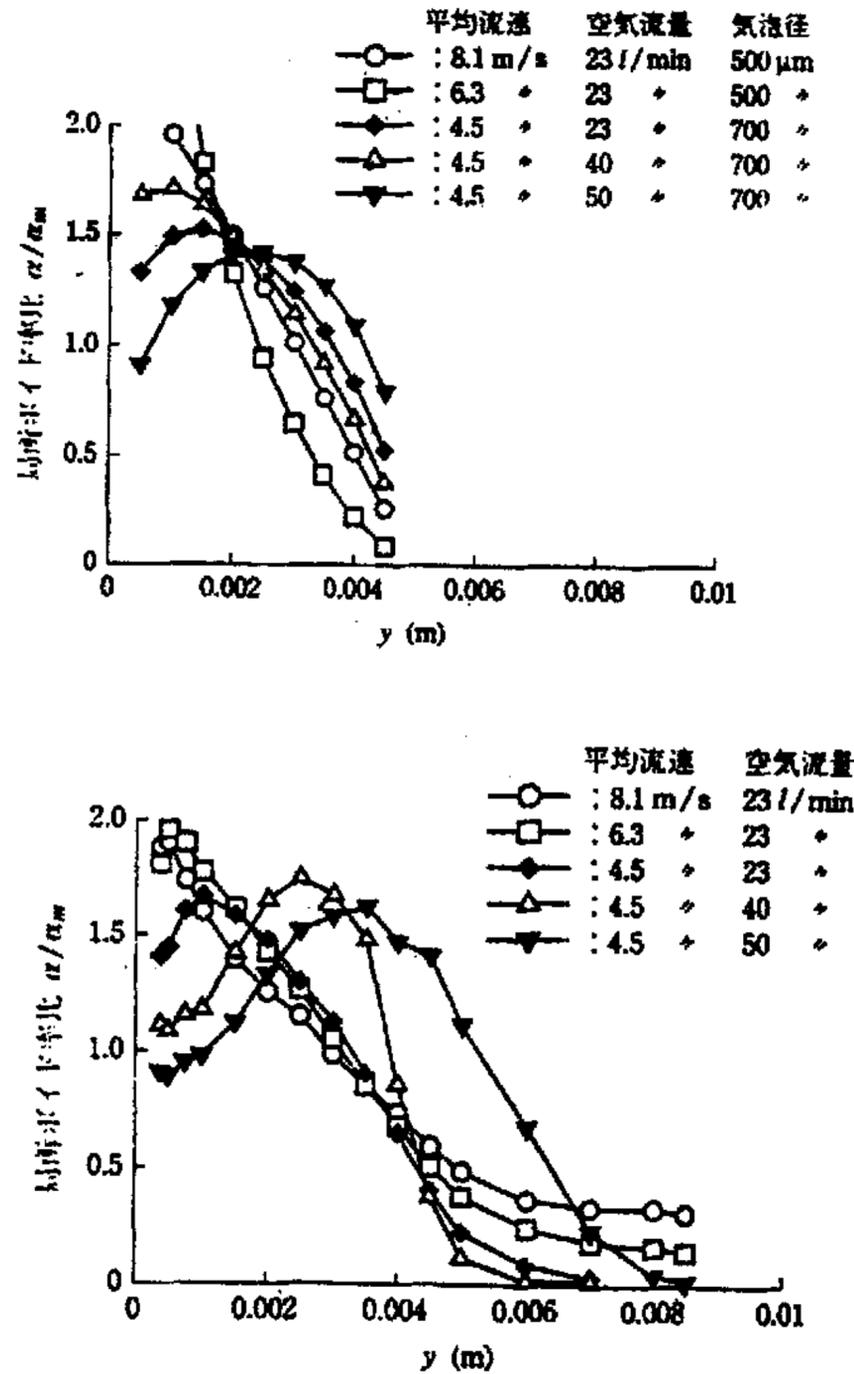


图 3-12 吉田和 Guin 试验的空隙率比较

3.2.4 直接数值模拟微气泡减阻研究

东京大学 Akihiro Kanai 和 Hideaki Miyata(2001)^[41] 采用密度函数法 (MDF) 对湍流状态下气泡管道流进行直接数值模拟 (DNS)，阐述了气泡和壁面湍流的

相互作用，阐明了包含微气泡的湍流边界层和摩擦减阻的机理。两相流的控制方程为：

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -\frac{1}{\rho_1} \nabla p + \nabla \cdot (2\gamma_1 \bar{D}) + \bar{f}$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -\frac{1}{\rho_2} \nabla p + \nabla \cdot (2\gamma_2 \bar{D}) + \bar{f}$$

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0$$

其中：下标 1 和 2 分别表示外部流体和气泡中的气体， \bar{u} 是速度， p 是压力， ρ 流体密度， γ 是流体粘度， \bar{D} 是粘性应力张量， \bar{f} 是外部力。

界面用密度函数法捕捉，采用 MAC 型有限差分方法在交错笛卡儿网格上离散化，然后用超松弛迭代法 (SOR) 求解。在时间遍历过程前，设置初始状态下的速度、压力和密度函数，并假定气泡开始是球形的。在时间遍历过程中，新界面位置用密度函数法计算；在两相中输送项和扩散项在每个速度点计算，并作为泊松压力方程的源项。首先，解出气体项的泊松方程，然后使用表面张力和新的气泡中气体压力，解出正常边界条件下在界面处的液体项压力。最后，更新了速度场。

3.3 微气泡降低平板阻力两相流模型的计算^[42]

各国学者对微气泡降低平板阻力的理论已经进行了很深入的研究,但是这些研究都是基于微气泡可改变流体的局部有效的粘度和密度,从而改变局部湍流的雷诺数。下面我们将从气液两相流动进行微气泡降低平板阻力的计算,物理模型和坐标系如图 3-13 所示。根据平板试验结果,近壁面的空隙率达到 0.8,近壁的边界层几乎全是气泡;我们假设在近壁面气泡覆盖在平板表面,形成气体和液体两层流动。由于两相流动的求解非常复杂,作为探讨性研究,为了简化计算,我们仅考虑在层流范围内的两相流动。

一般来说,如果气体在流动,液体中没有达到饱和状态,在气液界面肯定发生蒸发作用;必须考虑在气体边界层中考虑扩散和能量运输。但是,根据文献[42],界面处蒸发作用能引起更大的减阻效果,所以这里不考虑扩散和能量方程。

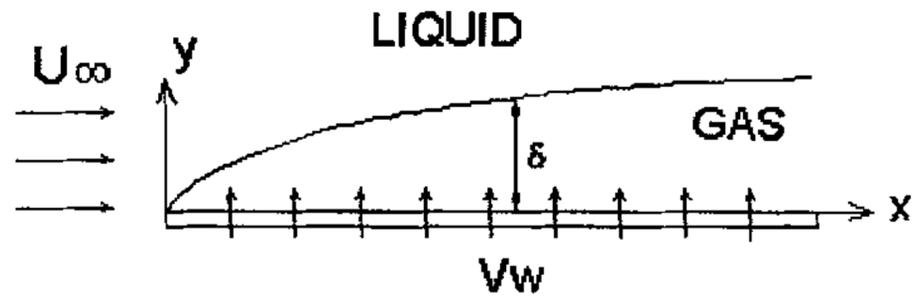


图 3-13 物理模型及坐标系

控制方程:

$$\text{气项: } \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 & (3.3.1) \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \gamma_g \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} & (3.3.2) \end{cases}$$

$$\text{液项: } \begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 & (3.3.3) \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \gamma_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} & (3.3.4) \end{cases}$$

边界条件:

- (1) 在平板的表面 ($y = 0$), 假定气体喷射速度为 v_w ; 另外, 假定粘性流无滑动, 所以 $u = 0$;
- (2) 在平板的无限远处 ($y \rightarrow \infty$), 流体速度接近自由流速 U_∞ ;
- (3) 在气液界面处, 切向速度和切向应力连续, 也就是说, u 和 $\mu \partial u / \partial y$ 在界面处 ($y = \delta$) 连续。

所以边界条件可写为:

$$\begin{cases} u=0, v=v_w, \text{ 在 } y=0 \text{ (气项)} & (3.3.5a) \\ \left. \begin{array}{l} u, v \frac{\partial u}{\partial y} \text{ 连续} \\ m=0 \end{array} \right\} y=\delta \text{ (界面处)} & (3.3.5b) \\ u \rightarrow U_\infty, \text{ 在 } y \rightarrow \infty \text{ (液项)} & (3.3.5c) \end{cases}$$

方程(3.3.1) — (3.3.5) 组成一个完整的数学模型, 其中的偏微分方程由于气液相互作用要求联立求解, 所以用一般方法很难求解, 我们只能找出它们的相似解。

引入流函数 ψ , 令

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

对气项, 引入无量纲坐标和无量纲流函数 (Blasius 变换):

$$\eta_g = \frac{y}{2} \sqrt{\frac{U_\infty}{\gamma_g x}}, \quad f_g(\eta_g) = \frac{\psi}{\sqrt{\gamma_g U_\infty x}} \quad (3.3.6)$$

$$\therefore u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta_g} \cdot \frac{\partial \eta_g}{\partial y} = \frac{1}{2} U_\infty f_g'$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial [f(\eta_g) \sqrt{\gamma_g \cdot U_\infty \cdot x}]}{\partial x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\gamma_g \cdot U_\infty}{x}} (\eta_g f_g' - f_g) \quad (3.3.7)$$

根据式(3.3.6), $\frac{\delta}{2} \sqrt{\frac{U_\infty}{\gamma_g x}}$ 应与 $x^{\frac{1}{2}}$ 无关, 所以 $\delta \propto x^{\frac{1}{2}}$ 。

对液项,

$$\eta_L = \frac{(y-\delta)}{2} \sqrt{\frac{U_\infty}{\gamma_L x}}, \quad f_L(\eta_L) = \frac{\psi}{\sqrt{\gamma_L U_\infty x}} \quad (3.3.8)$$

$$\therefore u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{1}{2} U_\infty f_L'$$

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\gamma_L U_\infty}{x}} \left[-2x f_L' \cdot \frac{\partial \eta_L}{\partial x} - f_L \right]$$

将 $\frac{\partial \eta_L}{\partial x} = \frac{1}{2} y \sqrt{\frac{U_\infty}{\gamma_L}} \left(-\frac{1}{2} \right) x^{-\frac{3}{2}}$ 代入, 得

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\gamma_L U_\infty}{x}} \left\{ \eta_L + \frac{\delta}{2} \left(\frac{U_\infty}{\gamma_L x} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} f_L' - f_L \quad (3.3.9)$$

将气项、液项的 u 、 v 分别代入 (3.3.2) 和 (3.3.4),

气项:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \left(\frac{1}{2} U_{\infty} f_g' \right)}{\partial x} = \frac{1}{2} U_{\infty} f_g'' \cdot \frac{y}{2} \sqrt{\frac{U_{\infty}}{\gamma_g}} \cdot \left(-\frac{1}{2} \right) x^{-\frac{3}{2}}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{U_{\infty}^2}{8x} \eta f_g' f_g''$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial \left(\frac{1}{2} U_{\infty} f_g' \right)}{\partial y} = \frac{1}{2} U_{\infty} f_g'' \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U_{\infty}}{\gamma_g x}}$$

$$v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{U_{\infty}^2}{8x} (\eta f_g' f_g'' - f_g' f_g''')$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)}{\partial y} = \frac{U_{\infty}^2}{8\gamma_g x} f_g'''$$

$$\gamma_g \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{U_{\infty}^2}{8x} f_g'''$$

$$\text{式(3.3.2)可化为: } -\frac{U_{\infty}^2}{8x} \eta f_g' f_g'' + \frac{U_{\infty}^2}{8x} (\eta f_g' f_g'' - f_g' f_g''') = \frac{U_{\infty}^2}{8x} f_g'''$$

$$\Rightarrow f_g''' + f_g' f_g'' = 0 \quad (3.3.10)$$

液项:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{2} U_{\infty} f_L'' \cdot \frac{1}{2} y \sqrt{\frac{U_{\infty}}{\gamma_L}} \cdot \left(-\frac{1}{2} \right) x^{-\frac{3}{2}}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{U_{\infty}^2}{8x} \left[\eta_L + \frac{8}{2} \left(\frac{U_{\infty}}{\gamma_L x} \right)^{\frac{1}{2}} \right] f_L' f_L''$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2} U_{\infty} f_L'' \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U_{\infty}}{\gamma_L x}}$$

$$v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{U_{\infty}^2}{8x} \left\{ \left[\eta_L + \frac{8}{2} \left(\frac{U_{\infty}}{\gamma_L x} \right)^{\frac{1}{2}} \right] f_L'' - f_L' \right\} f_L''$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)}{\partial y} = \frac{U_\infty^2}{8\gamma_L x^2} f_L'''$$

$$\gamma_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{U_\infty^2}{8x^2} f_L'''$$

$$\text{式(3.3.4)化为: } f_L''' + f_L f_L'' = 0 \quad (3.3.11)$$

边界条件:

$$(3.3.5a) \quad u = 0(y=0) \Rightarrow f_g'(0) = 0 \quad (\because u = \frac{1}{2} U_\infty f_g')$$

$$v = v_w(y=0) \Rightarrow$$

应用方程(3.3.7)

$$v_w = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\gamma_g U_\infty}{x}} \cdot f_g$$

$$\text{为满足 } f \text{ 仅为 } \eta_g \text{ 的函数 (与 } x \text{ 无关) } v_w \sim x^{-\frac{1}{2}} \quad (3.3.12)$$

$$v_w = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\gamma_g U_\infty}{x}} \cdot f_g(0)$$

$$f_g(0) = -2 \frac{V_w}{U_\infty} \left(\frac{U_\infty x}{\gamma_g} \right)^{\frac{1}{2}} = -f_w \quad (3.3.13)$$

(3.3.5b) 界面处

$$m = \rho(ud\delta - vdx) = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\gamma U_\infty}{x} \right)^{\frac{1}{2}} f dx = 0 \quad (3.3.14)$$

$$\therefore f_g(\eta_\delta) = f_L(0) = 0$$

$$u \text{ 连续} \Rightarrow f_g'(\eta_\delta) = f_L'(0)$$

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{4} U_\infty \sqrt{\frac{U_\infty}{x}} \sqrt{\rho\mu} f''$$

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} \text{ 连续} \Rightarrow (\rho\mu)_g^{\frac{1}{2}} \cdot f''(\eta_\delta) = (\rho\mu)_L^{\frac{1}{2}} \cdot f_L''(0)$$

$$\Rightarrow f''(\eta_\delta) = f_L''(0)R \quad R = \left[\frac{(\rho\mu)_L}{(\rho\mu)_g} \right]^{\frac{1}{2}}$$

(3.3.5c)

$y \rightarrow \infty \Rightarrow \eta_L \rightarrow \infty$ 时 $u \rightarrow U_\infty$

$$\frac{1}{2}U_\infty f_L' \rightarrow U_\infty \Rightarrow f_L' \rightarrow 2$$

所以边界条件可写为:

$$\left. \begin{aligned} f_g(0) &= -f_w & f_g'(0) &= 0 \\ f_g(\eta_\delta) &= f_L(0) = 0 & f_g'(\eta_\delta) &= f_L'(0) \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} (3.3.15a) \\ (3.3.15b) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} f_g''(\eta_g) &= f_L''(0)R \\ f_L' &\rightarrow 2 \quad \text{当 } \eta_L \rightarrow \infty \end{aligned} \right\} \quad (3.3.15c)$$

从控制方程(3.3.10), (3.3.11)和边界条件(3.3.15), 我们将要定义两个特定的常数, R在60 F, 大气压下通常取为200; 取 $f_w = 0 - 0.75$ 。

求解:

$$\text{令 } f_g(\eta_g) = f_g(0) + f_g'(0)\eta_g + \frac{f_g''(0)}{2!}\eta_g^2 + \frac{f_g'''(0)}{3!}\eta_g^3 + \dots \quad (3.3.17)$$

从边界条件(3.3.15a), 得到:

$$f_g(0) = -f_w, \quad f_g'(0) = 0$$

由(3.3.10), 得到:

$$f_g''' = f_w f_g''(0)$$

$$f_g^{(4)} = -f_g' f_g'' - f_g f_g''' \Rightarrow f_g^{(4)}(0) = f_w^2 f_g''(0)$$

$$f_g^{(5)} = -f_g''^2 - 2f_g' f_g''' - f_g f_g^{(4)} \Rightarrow f_g^{(5)}(0) = -f_g''(0)[f_g''(0) - f_w^3]$$

$$f_g^{(6)} = -4f_g'' f_g''' - 3f_g' f_g^{(4)} - f_g f_g^{(5)} \Rightarrow f_g^{(6)}(0) = -f_g''(0)[5f_w f_g''(0) - f_w^4]$$

$$f_g^{(7)} = -4f_g''^2 - 7f_g'' f_g^{(4)} - 4f_g' f_g^{(5)} - f_g f_g^{(6)} \Rightarrow f_g^{(7)}(0) = -f_g''(0)[16f_w^2 f_g''(0) - f_w^5]$$

$$f_g^{(8)} = -15f_g''' f_g^{(4)} - 11f_g'' f_g^{(5)} - 5f_g' f_g^{(6)} - f_g f_g^{(7)} \Rightarrow$$

$$f_g^{(8)}(0) = f_g''(0) \{ 11f_g''^2(0) + f_w^6 - 42f_w^3 f_g''(0) \} \quad (3.3.18)$$

(3.3.15b) $\Rightarrow f_g(\eta_\delta) = 0$ 和(3.3.18) 代入(3.3.17), 得到

$$0 = -f_w + \frac{f_g''(0)}{2!}\eta_\delta^2 + \frac{f_g'''(0)}{3!}\eta_\delta^3 + \frac{f_g^{(4)}(0)}{4!}\eta_\delta^4 + \dots$$

$$\begin{aligned}
 f_w &= f_g''(0) \left[\frac{1}{2} \eta_\delta^2 + \frac{f_g'''(0)}{3! f_g''(0)} \eta_\delta^3 + \frac{f_g^{(4)}(0)}{4! f_g''(0)} \eta_\delta^4 + \dots \right] \\
 &= f_g''(0) \left[\frac{1}{2} \eta_\delta^2 + \sum_{k=3} \frac{f_g^{(k)}(0) \eta_\delta^k}{f_g''(0) k!} \right] \\
 \therefore f_g''(0) &= \frac{f_w}{\frac{1}{2} \eta_\delta^2 + \sum_{k=3} \frac{f_g^{(k)}(0) \eta_\delta^k}{f_g''(0) k!}} \quad (3.3.19)
 \end{aligned}$$

$$\text{又 } f_L'(0) = f_g'(\eta_\delta)$$

$$\begin{aligned}
 f_g'(\eta_\delta) &= f_g'(0) + f_g''(0) \eta_\delta + \frac{f_g'''(0)}{2!} \eta_\delta^2 + \frac{f_g^{(4)}(0)}{3!} \eta_\delta^3 + \dots \\
 f_L'(0) &= f_g''(0) \left[\eta_\delta + \sum_{k=3} \frac{f_g^{(k)}(0) \eta_\delta^{k-1}}{f_g''(0) \bullet (k-1)!} \right] \quad (3.3.20)
 \end{aligned}$$

$$\text{又 } f''(\eta_\delta) = f_L''(0) R$$

$$\begin{aligned}
 f_g''(\eta_\delta) &= f_g''(0) + \frac{f_g'''(0)}{1!} \eta_\delta + \frac{f_g^{(4)}(0)}{2!} \eta_\delta^2 + \dots \\
 &= f_g''(0) \left[1 + \frac{f_g'''(0)}{f_g''(0) 1!} \eta_\delta + \frac{f_g^{(4)}(0)}{f_g''(0) 2!} \eta_\delta^2 + \dots \right] \\
 &= f_g''(0) \left[1 + \sum_{k=3} \frac{f_g^{(k)}(0) \eta_\delta^{k-2}}{f_g''(0) (k-1)!} \right] \\
 &= f_L''(0) R \\
 \therefore f_g''(0) &= \frac{R f_L''(0)}{1 + \sum_{k=3} \frac{f_g^{(k)}(0) \eta_\delta^{k-2}}{f_g''(0) (k-1)!}} \quad (3.3.21)
 \end{aligned}$$

根据文献[42],

$$f_L''(0) = \frac{2}{\pi^{1/2}} [2 - f_L'(0)], \quad 1.9 < f_L'(0) < 2.0 \quad (3.3.22)$$

计算步骤:

- (1) 给定 R 、 f_w 值;
- (2) 取 η_δ , 代入 (3.3.19), 计算出 $f_g''(0)$;
- (3) 将 (2) 计算得出的 $f_g''(0)$ 代入 (3.3.20), 得 $f_L'(0)$;

(4) 将 $f_L'(0)$ 代入 (3.3.22), 计算得出 $f_L''(0)$

(5) 将 (4) 计算出 $f_L''(0)$ 及 (2) 的 η_δ 代入 (3.3.21), 计算出一个新的 $f_g''(0)$, 如与 (2) 计算得出 $f_g''(0)$ 不一致, 再重新取 η_δ , 进行 (2) — (5) 计算。

平板壁面的层流边界层, 对外流来说, 作用于其上的阻力 D 的一般表达式可以写成:

$$D = A \cdot \tau_w = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 C_{fx} A$$

式中, A 为物体在流场平均运动方向的投影面积 (实用上, 常以物体的表面积 S 代替截面积 A); ρ 为流体密度; U_∞ 为不受其扰动区域处的行进流速; D 即为流体作用于物体的阻力, 平行于流动方向; τ_w 为壁面上流体的切应力; C_{fx} 为无量纲系数, 即为局部摩擦阻力系数, 流体作用于物体阻力的大小与 C_{fx} 值大小成正比。

壁面上的切应力 τ_w 可以表示成为:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \sim \mu \frac{U_\infty}{\delta(x)}$$

将边界层厚度的表达式代入可得:

$$\tau_w \sim \mu \frac{U_\infty}{\delta(x)} = \mu U_\infty \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu x}} = \sqrt{\frac{\mu \rho U_\infty^3}{x}}$$

对于局部摩擦阻力系数 C_{fx} , 有

$$C_{fx} = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \sim \sqrt{\frac{\mu}{\rho U_\infty x}} = \frac{1}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (3.3.23)$$

可见, τ_w 和 C_{fx} 与 $x^{1/2}$ 成反比, 即沿着流动方向, 壁面上流体的切应力与局部摩擦阻力系数均逐渐减少。这是因为沿着流动方向, 速度边界层厚度不断增加, 速度梯度随之减少而造成的。

所谓减阻, 具体就是减少 C_f 值, 令减阻前的阻力系数为 C_{f0} , 减阻后的阻力系数为 C_f , 则减阻百分数 (或简称为减阻率) r_D 可表示为:

$$r_D = \frac{C_{f0} - C_f}{C_{f0}} = \frac{\Delta C_{f0}}{C_{f0}}$$

对于微气泡减阻的表现形式, 我们也采用摩擦阻力系数 C_f / C_{f0} 来表现, 由式 (3.3.23) 可以得到:

$$\frac{C_f}{C_{f0}} = \frac{\tau_w}{\tau_{w0}}$$

下标加 0 和不加 0 分别表示无气泡和有气泡时的摩擦阻力系数。

$f_g''(0)$ 与 τ 的关系:

$$\tau = \mu_g \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

引入方程(3.3.6)和(3.3.7),

$$\tau = \mu_g \cdot \frac{U_\infty}{4} \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu_g x}} f_g''(0)$$

有气体喷射时:

$$\tau = \mu_g \cdot \frac{U_\infty}{4} \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu_g x} \left[\frac{(\rho\mu)_g}{(\rho\mu)_l} \right]^{1/2}} f_g''(0)$$

无气体喷射时:

$$\tau_0 = \mu_l \cdot \frac{U_\infty}{4} \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu_l x}} \quad (1.328)$$

$$\therefore \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{f_g''(0)}{1.328R} = \frac{C_f}{C_{f0}}$$

编写迭代程序进行计算, 计算结果如下表和图 3-14 所示:

f_w	$f_g''(0)$	η_δ	$f_g'(\eta_\delta)$	τ/τ_0
0.01	112.48	0.0133	1.502	0.42531
0.025	59.764	0.0288	1.735	0.22501
0.05	33.704	0.0541	1.849	0.12806
0.10	18.3	0.104	1.918	0.06884
0.15	12.4	0.155	1.944	0.04674
0.20	9.34	0.205	1.957	0.03515
0.25	7.46	0.256	1.965	0.02809
0.35	5.20	0.360	1.975	0.01958
0.50	3.41	0.520	1.982	0.01282
0.75	1.87	0.812	1.988	0.00705

由于相似解的要求, 气体喷射参数 f_w 沿平板表面为保持不变, 也就是必须满足 $\nu_w \propto x^{-1/2}$ 。当然在接近平板导边处的高应力区域有最大的喷射速率是有利的, 但是这个理论条件在实际应用中未必能得到满足。当气体喷射分布不能满足相似解的要求时, 相似解得到的结果必须修正。计算出长度 l 范围内总质量传递, 从相似解中根据总质量传递的值得出长度 l 范围内的阻力。这种方法在单相流中已经得到证实, 从相似解得到的结果和数值计算结果相差不超过 10%。

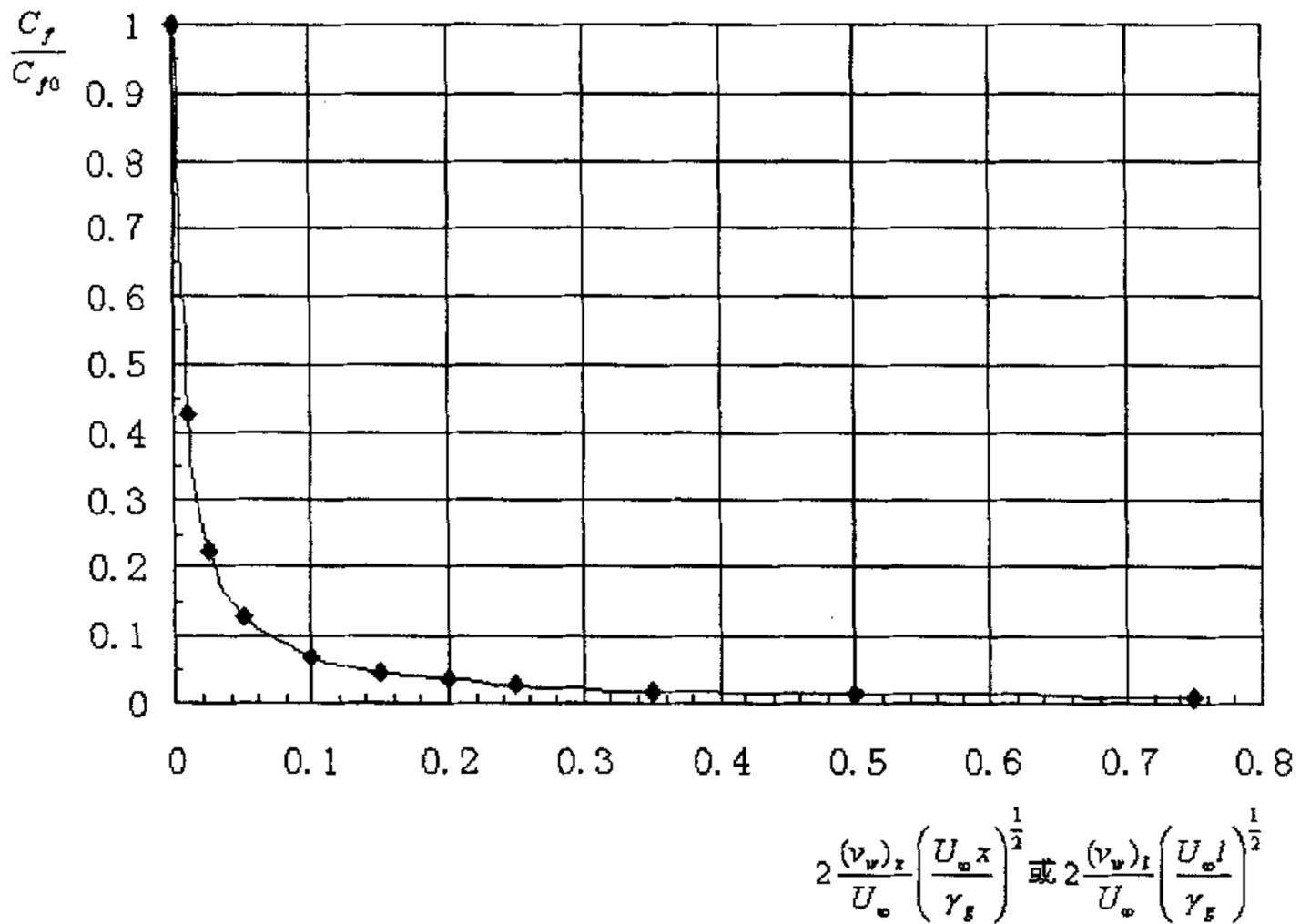


图 3-14

通过这个方法，我们可以将图中的横轴改为：

$$\frac{\frac{1}{l} \int_0^l v_w(x) dx}{U_\infty} (U_\infty l / \nu_g)^{1/2}$$

纵轴相对应的值可以从图中或表中查到。

由于计算模型从一个全新的角度出发，所取的参数与其它平板试验和理论研究不同，所以很难比较计算结果。从减阻结果来考虑，这种计算方法确实得到很大减阻的效果。两相流的数学模型仅在层流阶段考虑，肯定对结果有很大影响。建立湍流阶段的两相流数学模型和轴对称的两相流模型将是今后研究的重点。

在今后的理论分析过程中，应当注意到，微气泡减阻的难题是包括在流体动力的边界层流中扩散的聚集（饱和）的悬浮气泡。不考虑它们对边界层中湍流的影响，高浓度气泡的存在意味着跨过边界层的密度变化，这和真实的剪力和体积粘度影响一样。因此，全面的湍流模型需考虑两个基本的部分：(1)平均密度和分子输送特性；(2)湍流输送特性。

悬浮液最重要的分子输送特性是粘度，这是因为它和湍流能的扩散和耗散一样需要计算剪切应力。要求重点考虑的是悬浮液粘度有足够的大小。在中等到较高聚集的悬浮液状态，这些数量都没有把握知道。

湍流输运建模更加复杂，要考虑微气泡存在时雷诺应力的特性。当液体流动为湍流时，即使在较稀释聚集的环境下两相运动有耦合。但是，在高聚集的环境下气泡和液体介质之间运动更加耦合。耦合现象出现是气泡对外部压力场改变的反应。微气泡的全面的湍流输运模型研究包括三种类型的动力方程：(1)普通边界层方程（连续和动量）；(2)规定雷诺应力的湍流模型方程；(3)气泡尺寸方程。如密度、粘度和阻力等需要气泡尺寸的其它特性作为输入变量包括在其它方程中。

第四章 微气泡减阻在实船上应用

载重量很大的船舶，比如说油船、矿船、散装船等，在世界航运中占有很重要的地位。它们的特点就是船体非常大，速度非常慢。这种特点的船非常适合微气泡减阻的应用（微气泡减阻在油船上的应用设想如图 4-1 所示）。因为这些船舶的主要阻力成分中，因为船的速度非常小，与速度平方成正比关系的自由表面波阻成分比较小，表面摩擦阻力在总体阻力中占了大约 80%；另外，除了首尾区域外，这些船舶的形状象一个方盒子；它们有很宽的平底，在船底首部注入气泡，气泡借助浮力和水流的作用，可以紧贴船底并向船尾扩散直到覆盖整个船底表面。

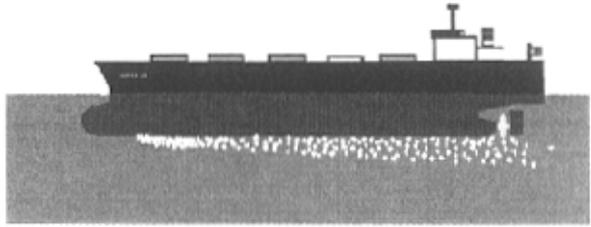


图 4-1 微气泡减阻在实船上应用设想

微气泡减阻应用问题最初和传输气体到喷射表面有关，多孔表面的准备是另外一个应该关注的现实问题。应用系统中表面孔必须相当小（亚微细粒），这样的表面可能遇到孔堵塞和由于内部流动不均匀而引起表面剥蚀。

为了使微气泡减阻成为减少水面船舶和水中航行体表面粘性阻力的一项应用技术，减小摩擦阻力而剩余的能量必须要大于克服船底水压力而产生气泡使用的能量。因此尽可能减小注入气体量，对于微气泡减阻在实船上应用至关重要。在过去几年里，在高速循环水筒中进行了大量的微气泡减阻试验，已经证实近壁面的局部空隙率与微气泡减阻有很大的关系。

将微气泡减阻应用到实船上，另外一个重要的影响因素是尺度效应。微气泡在注入后去流方向减阻效果的持续性对于微气泡减阻的整体效率非常重要。日本学者进行一系列长尺度船模试验，其中一个在 400 m 长的拖曳水池中以最大速度 7 m/s 拖动一个 50 m 长平底船模进行试验。试验中发现微气泡减阻效果可以持续到沿去流方向船模的末端。微气泡注入的方式和位置对获得较大的减阻也有很大影响。沿去流方向不同位置注入微气泡对应不同的边界层厚度，因此有必要研究边界层厚度对微气泡减阻的影响。上面试验中进行船艏和船尾两个位置注入微气泡比较，试验证明边界层厚度对微气泡减阻的影响不大。

4.1 微气泡减阻的净减小量^[43]

为了评估微气泡减阻方法在实船上应用,有必要估算扣除注入气泡需要的能量后的阻力的净减小量。

日本学者 Yoshida 等 (1998A) 估算了一条高速汽车渡船的减阻效果。这条渡船的主尺度为长 187 m, 宽 25 m, 吃水 7.5 m, 航速 15.4 m/s。假设气泡从球鼻艏侧面注入, 由于局部水流速度较高, 气泡注入附近的静压力为 0.14 Mpa。假设管路、气泡注入系统和空压机没有压力损失。计算结果如表 4-1 所示。在空气流量率 $Q_G = 500 \text{ m}^3/\text{min}$ 时, 摩擦阻力减小达到 10%。由于兴波阻力比例较大, 总阻力减小约为 4%。

表 4-1 高速汽车渡船注入微气泡减阻计算结果 (Yoshida 1998A)

$Q_G (\text{m}^3/\text{min})$	C_F / C_{F_0}	DR(%)	Comp. Power(kw)	Gain(%)
100	0.9777	0.83	100	0.6
200	0.9557	1.64	200	1.1
300	0.9342	2.44	300	1.6
400	0.9131	3.22	400	2.1
500	0.8925	3.99	500	2.6

我们用有无微气泡注入情况下净有效功率比 r_w 来估算阻力净减小量, r_w 的表达式如下:

$$r_w = \frac{W_{net}}{W_0} = \frac{DU_\infty + W_{pump}}{D_0 U_\infty} = \frac{D}{D_0} + \frac{W_{pump}}{D_0 U_\infty} \quad (4.1.1)$$

其中: W_0 : 无气泡注入情况下船舶航行的工作效率;

W_{net} : 有气泡注入情况下船舶航行的工作效率;

D_0 : 无气泡注入情况下的船舶阻力;

D : 有气泡注入情况下的船舶阻力;

U_∞ : 船舶航行速度 (假设有无气泡对船舶航速无影响);

W_{pump} : 注入微气泡的工作效率

净阻力减小为 0 时, $r_w = 1.0$; 有净阻力减小时, $r_w < 1.0$ 。

考虑气泡注入口处的压头和局部压力引起的能量损失, W_{pump} 由下式给出:

$$W_{pump} = Q_A (\rho g d + C_p \times \frac{1}{2} \rho U_\infty^2) \quad (4.1.2)$$

其中: Q_A : 气体流量率;

ρ : 水的密度;

d : 气泡注入口处的水深;

C_p : 气泡注入口处局部压力系数。

船舶阻力用如下无量纲形式给出:

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S C_T \\ &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S (C_F + C_W) \\ &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S [(1+K)C_{F_0} + C_W] \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

其中: S : 船舶的湿表面积;

C_T : 总阻力系数;

C_F : 摩擦阻力系数;

C_W : 兴波阻力系数;

C_{F_0} : 相当平板(与船舶相同面积和长度)摩擦阻力系数;

K : 船体的形状因子。

相当平板的摩擦阻力用如下桑海公式得出:

$$\log(R_e C_{F_0}) = \frac{0.242 \log 10}{\sqrt{C_{F_0}}} \quad (4.1.4)$$

有气泡注入情况下船舶的阻力系数 \bar{D} 用下式表示:

$$\begin{aligned} \bar{D} &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S \bar{C}_T \\ &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S (\bar{C}_F + C_W) \\ &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S [(1+K)\bar{C}_{F_0} + C_W] \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

这里假设 C_W 、 K 在注入气泡情况下不改变。

将公式 4.1.2-5 代入公式 4.1.1, 得出:

$$\begin{aligned} r_W &= \frac{\bar{D}}{D} + \frac{W_{pump}}{DU_{\infty}} \\ &= \frac{\frac{\bar{C}_{F_0}}{C_{F_0}} + r_D}{1+r_D} + \frac{Q_A}{U_{\infty} S (1+K)C_{F_0} (1+r_D)} \left(\frac{2}{F_d^2} + C_p \right) \end{aligned} \quad (4.1.6)$$

其中: $r_D \equiv \frac{C_W}{(1+K)C_{F_0}}$: 兴波阻力与粘性阻力比值;

$F_d \equiv \frac{U_{\infty}}{\sqrt{gd}}$: 基于水深的弗汝德数。

从公式 4.1.6 可以看出,以下五个参数对于增加减阻效果和减小 r_w 非常重要:

- (1) 减小 r_D : 选取兴波阻力较小的船型;
- (2) 减小 $\frac{\bar{C}_{F_0}}{C_{F_0}}$: 通过微气泡增加摩擦阻力减小效果;
- (3) 减小 $\frac{Q_A}{U_\infty S}$: 减小注入气体流量率;
- (4) 增加 $F_d \equiv \frac{U_\infty}{\sqrt{gd}}$: 增大速度或降低吃水 (这是因为能量损失与速度无关,而摩擦阻力的减小量与速度平方成正比);
- (5) 减小 C_p : 在压力较低的位置注入气泡。

下面给出一条长 300 m, 航速 14 节的油船的计算实例, 主要参数如下:

船长 $L = 300 \text{ m}$, 吃水 $d = 20 \text{ m}$ (满载),

$S = 0.24 L^2$, $U_\infty = 7 \text{ m/s}$, $K = 0.35$, $F_d^2 = 0.25$,

$r_D = 0.25$, $C_p = 0$, $R_e = 2.1 \times 10^9$, $C_{F_0} = 0.0014$ 。

Q_A 和 \bar{C}_{F_0}/C_{F_0} 用 Takahashi (2001) 试验的数据粗略估计:

$\bar{C}_{F_0}/C_{F_0} = 0.77$;

$Q_A = Q_{Am} * (S_s/S_m) = (0.04 \times 0.05 \times 7) (21600 / (0.5 \times 50)) = 864$

将以上参数代入公式 4.1.6 中, 得到 $r_w = 1.078$, 没有获得减阻; 当压载航行 (空载) 时, 吃水 $d = 12 \text{ m}$, $r_w = 0.979$, 获得大约 2% 减阻。也就是, 按照现有的技术, 油轮航行仅单程能获得减阻。如果通过提高技术使消耗的气体流量减半, 即使在满载情况下, $r_w = 0.952$ 。考虑计算误差, 也能获得至少 5% 的减阻, 这已经非常可观了。

从以上粗略的实船估算可以看出, 为了将微气泡减阻应用于实船, 必须将减阻率提高两倍或改良成适合微气泡减阻的船型 (浅吃水和非常宽的平底), 还必须同时考虑污底、噪音和振动的影响。

4.2 微气泡减阻在实船上的应用

微气泡减阻应用还集中在高速滑艇和驳船或江河船的船底喷射气膜减阻上。据有关文献^[44], 在高速滑艇和滑行双体艇的艇底喷射气体可使速度提高 7-12 节; 在驳船和江河货船的船底喷射气体, 模型试验可达到减阻 15-18%, 实船试验可达到减阻 10-12%。虽然在船底安装气膜喷射装置增加了附加阻力, 但如果使用合适的气流量, 还是能得到船体阻力的减少。

主要微气泡减阻的实船试验如表 5-2 所示。

表 4-2 主要微气泡减阻的实船试验

Year	DevelopmentPhase	Vessel (Type)	Air System	Drag Reduction	Operating F_v Range	Ref.
1965	DH-First	River Barge	Compressor-Bottom slots	8-10%	0.26-0.46	Latorre (1997)
1967	DH-Second	River Ship	Compressor Bottom slots	8-10%	0.3-0.40	Latorre (1997)
1999	DH-Third	Fishing Vessel	Diesel Engine Exhaust	5%	1.7-2.4	Takahashi (1999)
1978	HSC-First	Planing Cat	Venturi using Bottom step	10-12%	2.5-4.6	Latorre (1997)
1988	HSC-Second	Planing Hull	Bottom slots	10%	3.4-4.6	Latorre (1997)
2001	HSC-Third	SES Planing Cat	Compressor Micro-bubble Side screens	10-15%	2.9-5.3	Present paper

Note 1: DH - Displacement Hull, HSC - High Speed Craft

早期驳船或江河船试验的气体喷射系统布置如图 4-2 所示。试验结果表明，增加了较小的吹气动力（2-3%），得到了船体减阻 10-12%。决定船体总阻力减

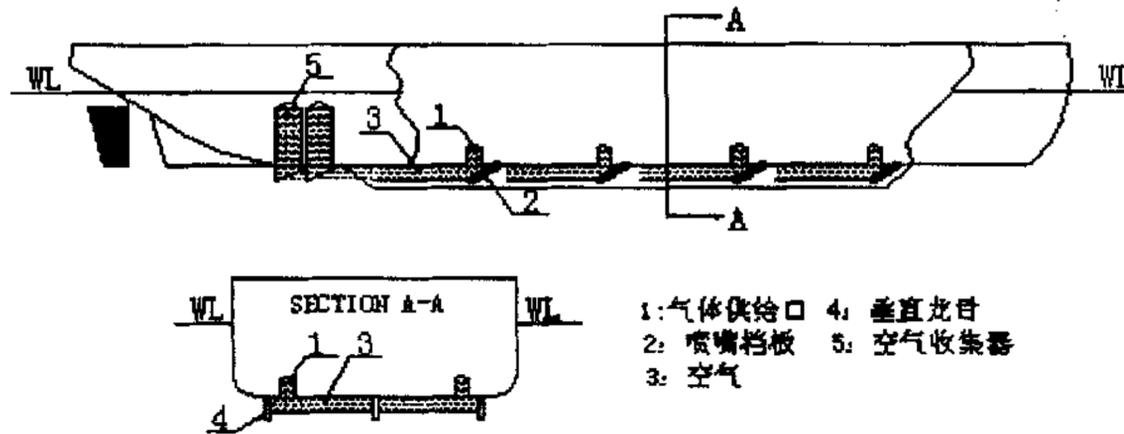


图 4-2 气体喷射系统布置图 (Titov 1977)

小的主要参数是：表面减阻比 α ($\alpha = R_f'/R_f$, R_f' : 无气体喷射下船体摩擦阻力, R_f : 气体喷射下船体摩擦阻力)、在设计航速 V_0 下气体喷射率 β ($\beta = Q/V_0 b^2$, Q : 气流量, b : 型宽) 和气体喷射表面比 ε ($\varepsilon = S_1/S$, S_1 : 气膜覆盖的船体表面积, S : 船体总湿表面积)。

最近试验是 Latorre(2001)^[45]进行的双体高速艇微气泡减阻试验。试验分两部分，首先进行 2.3 m 双体船模试验，然后进行 16.6 m 双体实船进行试验。试验在以下 4 个方面进行尝试：

- (1)艇速达到 40—50 节；
- (2)微气泡从艇垂直舷侧注入，而不是象排水量船在船底注入；

- (3)装设独立的微气泡减阻系统(MBDR), 在试验中可以任意开启或关闭;
- (4)进行相关的阻力减小或航速提高分析。

模型试验和实船试验的主要参数如表 4-3 所示, 试验装置如图 5-3 所示。

表 4-3 MBDR 系统主要参数

MBDR 系统	2.3m 船模	16.6m 双体船
1.供气装置	氮气瓶	空压机
流量 (m ³ /min)	1.13	34.0
气泡直径	20 微米	0.046cm
2.供气管管径 (cm)	1.25	10.16
3.喷射器数量 (单侧/总数)	2/8	2/8
型式	滤网	多孔板
孔径 (cm)	0.0025	0.3175
孔占面积 (%)	10%	40%

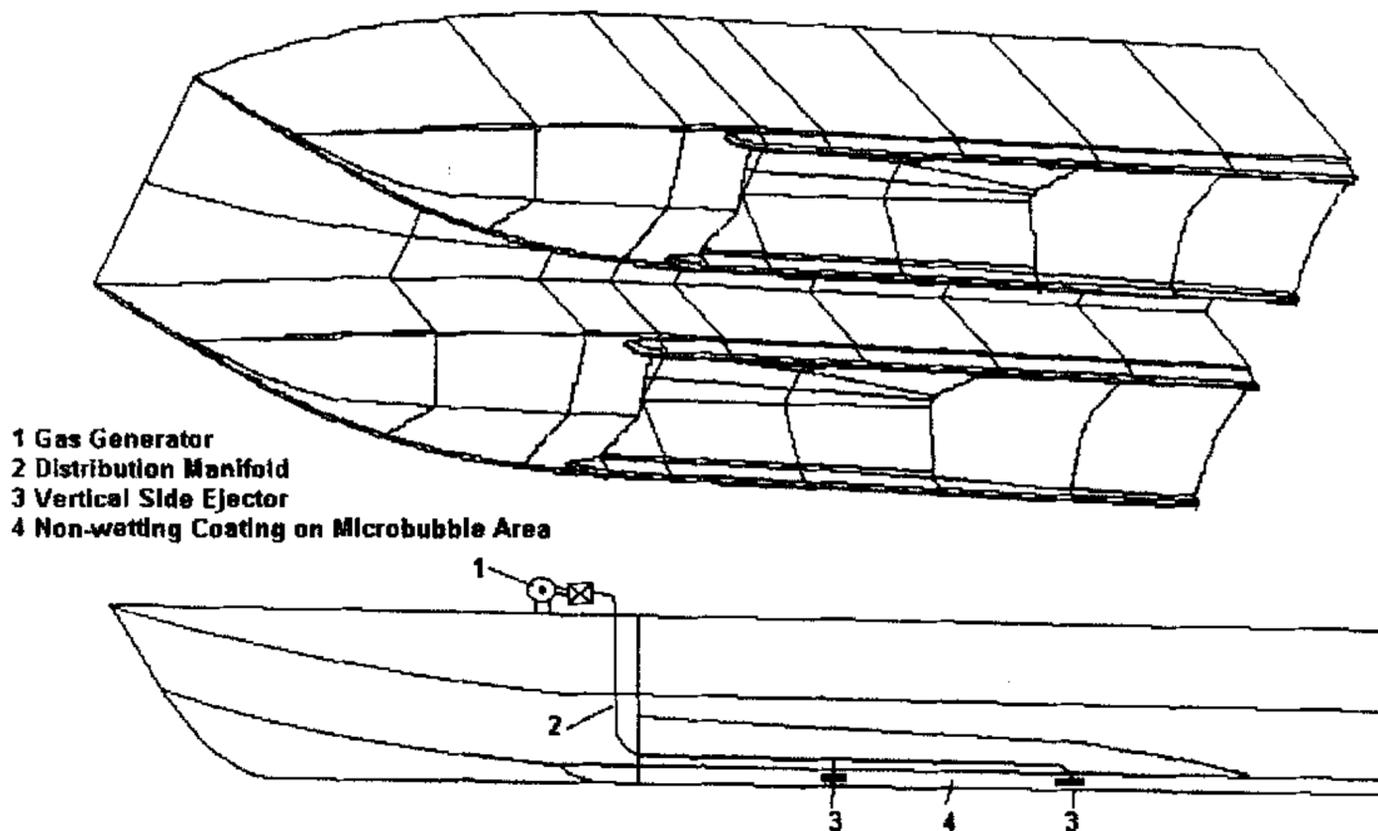


图 4-3 MBDR 系统装置图

2.3 m 船模摩擦阻力系数减小估算

假设: (1) 水的盐度 16.5-18ppt, 温度 6° C;

$$(2) C_{f0} = \frac{0.075}{(\lg R_e - 2)^2} ;$$

$$(3) R_T = R_p + R_f \quad (V = \text{constant});$$

(4) 有无气泡情况下纵倾没有改变;

$$(5) \beta = S_c / S;$$

$$(6) R_f = C_f \times \frac{1}{2} \rho V^2 S$$

(7) 粘压阻力不受气泡影响, 即 $R_p = R_{p0}$;

无气泡注入情况下 ($V = \text{Constant}$):

$$R_{T0} = R_{p0} + R_{f0}$$

有气泡注入情况下 ($V = \text{Constant}$):

$$R_T = R_{p0} + (1 - \beta)R_{f0} + \beta R_f$$

则: $R_{T0} - R_T = (R_{p0} - R_p) + R_{f0} - [(1 - \beta)R_{f0} + \beta R_f]$

将假定 (2)、(6) 及 $\alpha = C_f / C_{f0}$ 代入上式, 并整理, 得到:

$$\alpha\beta = \beta - \frac{R_{T0} - R_T}{C_{f0} S \frac{1}{2} \rho V^2}$$

$$\text{所以: } \alpha = C_f / C_{f0} = 1 - \frac{1}{\beta} \left[\frac{R_{T0} - R_T}{C_{f0} S \frac{1}{2} \rho V^2} \right] \quad (4.2.1)$$

16.6m 实船摩擦阻力减小估算

假设: (1) 水的盐度 7—10wppt

$$(2) \beta = S_c / S$$

(3) 有无气泡情况下纵倾和湿表面积保持不变;

(4) 实船在固定马力下航行;

$$(5) C_{f0} = \frac{0.075}{(\lg R_e - 2)^2}$$

无气泡情况下摩擦阻力:

$$R_{f0} = \frac{1}{2} \rho V^2 S_0 C_{f0}$$

有气泡情况下摩擦阻力:

$$R'_f = \frac{1}{2} \rho (V + \Delta V)^2 \beta S'_0 C'_f + \frac{1}{2} \rho (V + \Delta V)^2 (1 - \beta) C_{f0}$$

根据假设 (4), 所以:

$$1 = \frac{R'_f}{R_f} = \frac{\frac{1}{2} \rho (V + \Delta V)^2 \beta S'_0 C'_f + \frac{1}{2} \rho (V + \Delta V)^2 (1 - \beta) C_{f0}}{\frac{1}{2} \rho V^2 S_0 C_{f0}}$$

$$\alpha = \frac{C'_f}{C_{f0}} = \frac{V^2}{\beta (V + \Delta V)^2} - \frac{1 - \beta}{\beta} \quad (4.2.2)$$

根据 2.3m 船模试验结果 α 估算得出 16.6m 实船的航速变化, 结果如图 4-4

所示，在 35 和 45 节速度下结果较好的吻合。

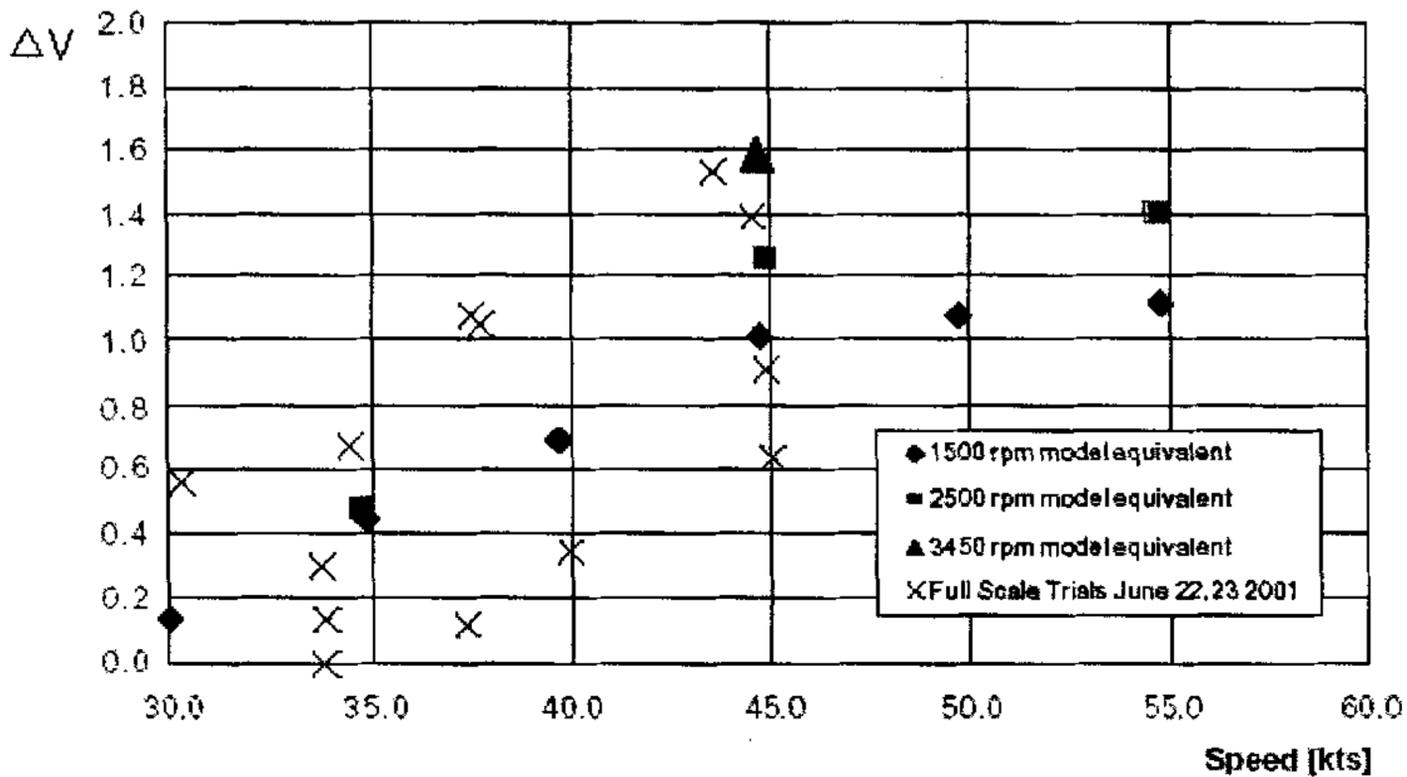


图 4-4 使用 2.3 m 双体船模型试验值 α 估算 16.6 m 双体船速度变化 ΔV

试验得出以下主要结论：

- (1) 船体边界层中 $Q_{air} = 0.666Q_{water}$ 时，出现最大减阻；
- (2) 速度超过 40 节，气泡在垂直舷侧的上浮可以忽略，并且可以假定气泡附着在船体表面；
- (3) 使用非浸润涂层可以增大减阻效果；
- (4) 注入微气泡时模型阻力减小 10—15%，局部摩擦阻力系数减小 12—15%；
- (5) 注入微气泡时，16.6 m 实船的航速在 35—45 节范围内提高 1—3%。

在韩国，Kim 等在半滑行艇上进行了喷气减阻试验研究，Seok 等对断阶滑行艇模型进行了喷气减阻试验研究。Seok 的模型及试验情况如下：垂线间长 1.275 m，型宽 0.25 m，型吃水 0.0575 m，方形系数为 0.39，排水体积为 0.00715 m³，艏部（9.5 站）设 10 mm 的激流丝，拖车速度为 1.16—2.99 m/s，喷气流量为 0—250 l/min，气压为 0—2 个大气压。其结果表明：喷气使粘性阻力和压差阻力都得到减少，总阻力减少了 23%。与其它微气泡减阻不同的是，Kim 和 Seok 的滑行艇减阻并不强调要求使用微气泡，尽管他们的试验表明艇底微气泡的存在可使阻力减少 3—4%。对滑行艇而言，若在艇的底部形成空穴，就会减少浸湿面积，从而减少阻力。艇的底部形成空穴是滑行艇减阻的一个重要途径。由于断阶对空穴的形成是有利的，故喷气减阻在断阶滑行艇上的效果比无断阶的滑行艇的效果好。喷气流量率增大，减阻效果提高，但过大的喷气流量会使气泡从艇底两侧逸出，使减阻效果下降，为了抑制气泡的逸出，Seok 在艇的舷侧设置压浪条，其效果是明显的。

微气泡减阻在这些实船上成功的应用，使微气泡减阻在油船、散货船、双体

船及其它有大的水下面积的船舶上应用成为可能。但必须采用特殊技术减少进入湍流边界层的气体流的需求量，能否使一个薄气泡层沿表面“滚动”并且使航行体和水边界层流分离？或者为了减少气体消耗量，能否使用其它物理化学技术，如表面活性剂，改变气泡的发展和气泡的动力学？这些问题的答案还需要更深入的研究。目前尚未发现微气泡减阻在水下潜体的应用，这也是今后应用研究的方向。

第五章 结论

微气泡注入法是通过改变湍流边界层的内部结构,亦即改变附壁区流动的运动学和动力学特性,达到减少摩擦阻力目的。水下航行体的阻力主要来自流体的粘性效应,摩擦阻力又是其主要部分。因此,利用微气泡注入法减少潜体摩擦阻力是一项国防建设和科技发展的重要课题。

本文首先对国外关于微气泡减阻试验的主要成果进行了回顾,试验研究的覆盖面已经很广,并已经开始向实际应用的试验研究转化。试验类型主要分为三大类:平板试验、轴对称体试验和长尺度船模试验。气泡通过电解作用或多孔板产生。现有的主要成果是:微气泡的注入对减阻的效果非常明显,减阻效果达到10%—85%;关于微气泡和流体运动的参数是影响减阻效果的主要因素,特别是靠近壁面的空隙率和气泡尺寸的影响;现有的理论分析指出微气泡控制湍流边界层减阻和微气泡在两相流中分布有关,而且与微气泡和湍流边界层的相互作用也有关,而且后者更为重要,这也是以后研究的重点。

其次,本文对微气泡减阻的机理进行初步探讨,提出密度效应和湍流抑制效应两种可能的减阻机理。本文对早期及近期的理论研究成果进行总结并采用简单的气液两相流动模型进行平板减阻的计算,计算结果得到较大的减阻。总的看来,微气泡减阻的理论研究都具有试验先行、理论滞后的特征,较成熟的理论分析还仅限于平板和管道流。在今后的理论分析过程中,应当注意到,微气泡减阻的难题是包括在流体动力的边界层流中扩散的聚集(饱和)的悬浮气泡。不考虑它们对边界层中湍流的影响,高浓度气泡的存在意味着跨过边界层的密度变化,这和真实的剪力和体积粘度影响一样。因此,全面的湍流模型需考虑两个基本的部分:(1)平均密度和分子输送特性;(2)湍流输送特性。

最后,分析了微气泡减阻在实船上应用可能性和现状,讨论了考虑产生微气泡的能量消耗情况下微气泡减阻的净值,给出了国外微气泡减阻在驳船和双体高速艇应用的实例。为了使微气泡减阻成为减少水面船舶和水下航行体表面粘性阻力的一项应用技术,减小摩擦阻力而剩余的能量必须要大于克服船底水压力而产生气泡使用的能量。

总之,本文对微气泡减阻试验、理论和应用做了较详尽的介绍,对于微气泡减阻的研究者有较大的参考价值。国内的首次微气泡减阻试验对于深入研究具有指导意义。然而,由于微气泡减阻内在机理的复杂性,本文还存在许多不完善的地方,比如:数学模型尚未考虑轴对称体,这也将是进一步研究的重点。

参考文献

- [1] Larsson, L., Baba, E., Ship Resistance and Flow Computation, Advances in Marine Hydrodynamics, Ed. M. Ohkusu, Computational Mechanics Publications, 1996, Chap 1, pp.1-75.
- [2] McCormick, M.E., Bhattacharyya, R., Drag Reduction of a Submersible Hull by Electrolysis, Naval Engineers Journal, 1973, Vol.85, No.2, pp. 11-16.
- [3] Bogdevich, V.G., Evesv A.R., Malyuga, A.G. et al., Gas-Saturated Effect on Near-Wall Turbulence Characteristics, Second International Conference on Drag Reduction, Cambridge, England, BHRA, 1977, pp. 25-37.
- [4] Madavan, N.K., Deutsch, S., Merkle C.L., Reduction of Turbulent Skin Friction in Microbubbles, Phys. Fluids, 1984, Vol. 27, pp.356-363.
- [5] Madavan, N.K., Deutsch, S., Merkle C.L., Measurements of Local Skin Friction in a Microbubble-Modified Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., 1985, Vol. 156, pp. 237-256.
- [6] Merkle, C.L., Deutsch S., Pal, S. et al., Microbubble Drag Reduction, 16th Symp. On Naval Hydrodynamics, Berkeley, U.S.A., 1986, pp.199-215.
- [7] Tokunaga, K., Reduction of Frictional Resistance of a Flat Plate by Microbubbles, Trans. West-Japan Society of Naval Architects, 1987, Vol. 73, pp. 79-82.
- [8] Kato, H., Miyanaga, M., Haramoto, Y., et al. Frictional Drag Reduction by Injecting Bubbly Water into a Turbulent Boundary Layer, Cavitation and Gas-Liquid Flow in Fluid Machinery and Devices, FED,1994, Vol. 190, ASME, pp. 185-194.
- [9] Guin M.M., Kato, H., Maeda, M., and Miyanaga, M., Reduction of Skin Friction by Microbubbles and Its Relation with Near-Wall Bubble Concentration in a Channel, Journal of Marine Science and Technology, 1996, Vol. 1, No. 5, pp. 241-254.
- [10] Takahashi, T., Kakugawa, A., Kodama, Y., Streamwise Distribution of the Skin Friction Reduction by Microbubbles, J. Soc. Naval Architects of Japan, 1997, Vol. 182, pp.1-8.
- [11] 渡边修, 增子章, 白势康, 长尺度模型船を用いた微小気泡吹き出しによる摩擦抵抗低減実験, 日本造船学会论文集, 1998, Vol.183, pp.53-63.
- [12] Kodama, Y., Kakugawa, A., Takahashi, T., et al., Experimental Study on Microbubbles and Their Applicability to Ships for Skin Friction Reduction, 1st Int. Symp. On Turbulent Shear Flow Phenomena, Santa Barbara, U.S.A., 1999, pp.1-6.

- [13] Kodama, Y., Kakugawa, A., and Takahashi, T., Preliminary Experiments on Microbubbles for Drag Reduction Using a Long Flat Plate Ship, ONR Workshop on Gas Based Surface Ship Drag Reduction, Newport, U.S.A., 1999A, pp. 1-4.
- [14] Legner, H.H., A Simple Model for Gas Bubble Drag Reduction, *Phys. Fluids*, 1984, Vol. 27, No.12, pp. 2788-2790.
- [15] Madavan, N.K., Deutsch, S., Merkle C.L., Numerical Investigation into the Mechanisms of Microbubble Drag Reduction, *J. Fluids Eng., ASME*, 1985A, Vol. 107, pp. 370-377.
- [16] Marie, J. L., Modelling of the Skin Friction and Heat Transfer in Turbulent Two-Component Bubbly Flows in Pipes, *Int. J. Multiphase Flow* 1987, Vol.13, No.3, pp. 309-325.
- [17] Yoshida, Y., Takahashi, Y., Kato, H., et al. Simple Lagrangian Formulation of Bubbly Flow in a Turbulent Boundary Layer (Bubbly Boundary Flow), *Journal of Marine Science and Technology*, 1997, Vol. 2, No. 1, pp. 1-11.
- [18] Yoshida, Y., Takahashi, Y., Kato, H., et al., Distribution of Void Fraction in Bubbly Flow Through a Horizontal Channel: Bubbly Boundary Layer Flow, 2nd Report, *Journal of Marine Science and Technology*, 1998, Vol.3, No.1, pp.30-36.
- [19] Yoshida, Y., Takahashi, Y., Kato, H., et al. 1998A, "Study on the Mechanism of Resistance Reduction by Means of Micro-Bubble Sheet and on Applicability of the Method to Full-Scale Ship", 22nd ONR Symp. on Ship Hydrodynamics, pp.1-16.
- [20] Sugiyama, K., Kawamura, T., Takagi, S., et al., Numerical Simulations on Drag Reduction Mechanism by Microbubble
- [21] G.S. Migirenko and A.R. Evseev, *Problems of Thermophysics and Physical Hydrodynamics*, Novosibirsk, Nauka, 1974, in Russian
- [22] Yu. N. Dubnishchev, E.R. Evseev, V. S. Sobolev, and E. N. Utkin, *Zhur. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.* 1, 147(1975)[*J. Appl. Mech. Tech, Phys.* 16, 114 (1975)]
- [23] V.G. Bogdevich and A.R. Evseev, in *Investigations of Boundary Layer Control*, edited by S.S. Kutateladze and G.S. Migerenko, Thermophysics Institute, Novosibirsk, 1976, in Russian, P49
- [24] S. Deutsch and J. Castano, Microbubble skin friction reduction on an axisymmetric body, *Phy. Fluids*, 1986, Vol.29, pp. 3590-3597
- [25] 土井康明, 茂里一宏, 微小気泡による摩擦抵抗の抵減, *日本造船学会論文集*, Vol.170, pp. 55-63.
- [26] T.Takahashi et al., Experimental Skin Friction Reduction by Microbubbles Using a

- Ship with a Flat Bottom, 31st Turbulence symposium, Proc. of Japan Society of Fluid Dynamics meeting 1999, pp.237-238,
- [27] T. Takahashi et al., Experimental Study on Drag Reduction by Microbubbles Using a 50m-long Flat Plate Ship, 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-2), June 2001.
- [28] Hartmut H. Legner, Turbulent Drag Control By Gas Bubbles: A Review, Physical Sciences Inc. Research Park Andover, MA 01810, P39-1, 39-8
- [29] Merkle, C., Deutsch, S., Drag Reduction in Liquid Boundary Layer by Gas Injection, Progress in Astronautics and Aeronautics 1990, Vol.123, AIAA, pp.351-412.
- [30] Y. Kodama, et al., Experimental study on microbubbles and their applicability to ships for skin friction reduction, International Journal of Heat and Fluid Flow, 2000, Vol.21, pp.582-588.
- [31] Kato, H., Iwashina, T., Miyanaga, M. et al., Effect of Microbubbles on the Structure of Turbulence in a Turbulent Boundary Layer, J. of marine science and technology Vol.4, pp. 155-162.
- [32] Kato, H., Miyanaga, M., Haramoto, Y., et al., Frictional Drag Reduction by Injecting Bubbly Water into a Turbulent Boundary Layer, Cavitation and Gas-Liquid Flow in Fluid Machinery and Devices, FED, 1994, Vol. 190, ASME, pp. 185-194.
- [33] Kato, H., Miyanaga, M., Yamaguchi, H, et al., Frictional Drag Reduction by Injecting Bubbly Water into a Turbulent Boundary Layer and the Effect of Plate Orientation, Advances in Multiphase Flow, Elsevier, Amsterdam, 1994A, pp. 85-96.
- [34] 宋保维、黄景泉, 微气泡降低平板阻力的研究, 水动力学研究与进展, A辑, 1989.
- [35] 梁志勇, 陈池等, 用伪谱矩阵方法计算平板湍流边界层, 船舶力学, 2002, Vol.6, No.1, P1-10.
- [36] 梁志勇, 陈池, 微气泡对平板摩擦阻力影响的分析, 上海大学学报, 2002, Vol.8, No.3, P267-272.
- [37] 吉田有希, 高桥义明, 加藤洋治, 增子章; 船舶の摩擦抵抗低減に関する研究—乱流境界層における気泡の挙動に関する研究—, 石川島播磨技報, 1997年5月, 第37卷第3号, pp.235-239.
- [38] Yoshida Y., Takahashi Y. et al., Reduction of skin friction by microbubbles and its relation with near-wall bubble concentration in a channel, J. of marine science and technology, 1997, Vol.2, pp.1-11.
- [39] 吉田有希, 高桥义明, 加藤洋治, 增子章, 船舶の摩擦抵抗低減に関する研

- 究—二次元チャンネル内流れの場合,石川島播磨技報, 1999, Vol.39, No.1, P5-9.
- [40] Guin M.M., Kato H. et al., Simple Lagrangian formulation of bubbly flow in a turbulent boundary layer, J. of marine science and technology 1996, Vol.1, pp.241-254.
- [41] Akihiro K., Hideaki M., Direct numerical simulation of wall turbulent flows with microbubbles, Int. J. Numer. Meth. Fluids, 2001, Vol.35, pp. 593-615.
- [42] Sparrow E.M., Jonsson V.K., Eckert E.R., A Two-Phase Boundary Layer and Its Drag-Reduction Characteristics, Journal of Applied Mechanics, Trans. ASME, ser. E, 1962, Vol.29, Vyp.2.
- [43] Y. Kodama et al., Drag Reduction of Ships by Microbubbles
- [44] Robert Latorre, Ship hull drag reduction using bottom air injection. Ocean engng. 1997, 24(2) 161-175.
- [45] Robert Latorre, Araon Miller, Richard Philips, Micro-Bubble Resistance Reduction for High-Speed Craft

附录

本论文中 3.2.2 和 3.2.3 节中的主要参数含义如下:

B : 湍流区卡门常数;	λ_1 : 比例常数(m);
C_f : 局部摩擦阻力系数;	λ_m : 湍流度(m);
C_{f0} : 无气泡时局部摩擦阻力系数;	μ : 粘性系数($Pa \cdot s$);
d_b : 气泡直径(m);	ν : 动力粘性系数(m^2/s);
$k_1 \sim k_4$: 比例常数;	ρ : 密度(kg/m^3);
l_m : 液相混合长度(m);	$2R$: 管道高度(m);
l_b : 气相混合长度(m);	q_g : 气泡上升速度(m/s);
l_{mb} : 液相混合长度减小值(m);	y : 距管道上壁的距离(m);
m_A : 气泡的附连质量(kg);	V : 气泡体积(m^3);
m_b : 气泡的质量(kg);	j_g : 浮力引起的气相流束(通量) (m/s);
Q_G : 空气流量(l/min);	j_l : 湍流引起的气相流束(通量) (m/s);
T_L : 液相的积分时间(s);	U_T : 剪切速度(m/s);
U : 主流速;	U_m : 管道内流体平均流速(m/s);
\bar{u} 、 \bar{v} 、 \bar{w} : 平均流速(m/s);	脚标:
u' 、 v' 、 w' : 湍流速度(m/s);	G : 气体;
\hat{u} 、 \hat{v} 、 \hat{w} : 液相的湍流流速的均方值 (m/s);	L : 液体;
X 、 Y 、 Z : 气泡的位移(m);	0 : 无气泡。
\hat{Y} : 相对于湍流流速气泡在 Y 方向位移的均方值(m);	
α : 局部空隙率;	
α_m : 平均空隙率;	
ΔR_v : 作用于单个气泡的水平分力的增量(N);	
$\Delta \tau_t$: 湍流应力的减少量(N/m^2);	
η_m : 系数;	
κ : 无气泡湍流区的卡门常数;	
κ_1 : 有气泡湍流区的卡门常数;	
κ_2 : 气相卡门常数;	
λ : 泰勒湍流度(m);	

发表论文和参加科研情况说明

发表论文:

- 1、黄衍顺、王震、李红涛, 船舶在横风横浪中的倾覆概率计算, 天津大学学报, 2001, Vol. 34, p651-654;
- 2、黄衍顺、李红涛、王震, 随机横浪中船舶倾覆概率计算, 船舶力学, 2001, Vol. 5, p15-20;
- 3、黄衍顺、王震, 通过微气泡控制湍流边界层减阻的研究与进展, 船舶工程, 2003;

参加科研项目:

- 1、通过微气泡注入法减小航行体摩擦阻力, 2001. 10;
- 2、3000 吨甲板驳船和 2000 吨甲板驳船设计, 2002. 3;

致谢

本文的研究工作是在导师黄衍顺教授的亲切关怀和悉心指导下完成的。两年多来，黄衍顺教授严谨的治学态度、精深的学术造诣、丰富的工程经验以及认真负责的敬业精神都给我留下深刻的印象，并将使我受益终生。在学习之外，黄教授还在生活上给予了我很多的关心和帮助。在此，对黄教授致以最衷心的感谢！

本研究工作还得到沈国光教授和船模实验室孙宝善老师的热情支持和帮助，在此表示衷心的感谢。

最后，向多年来对我关怀备至的父母、哥哥、姐姐以及所有帮助过我的老师和同学表示最深切的感谢。