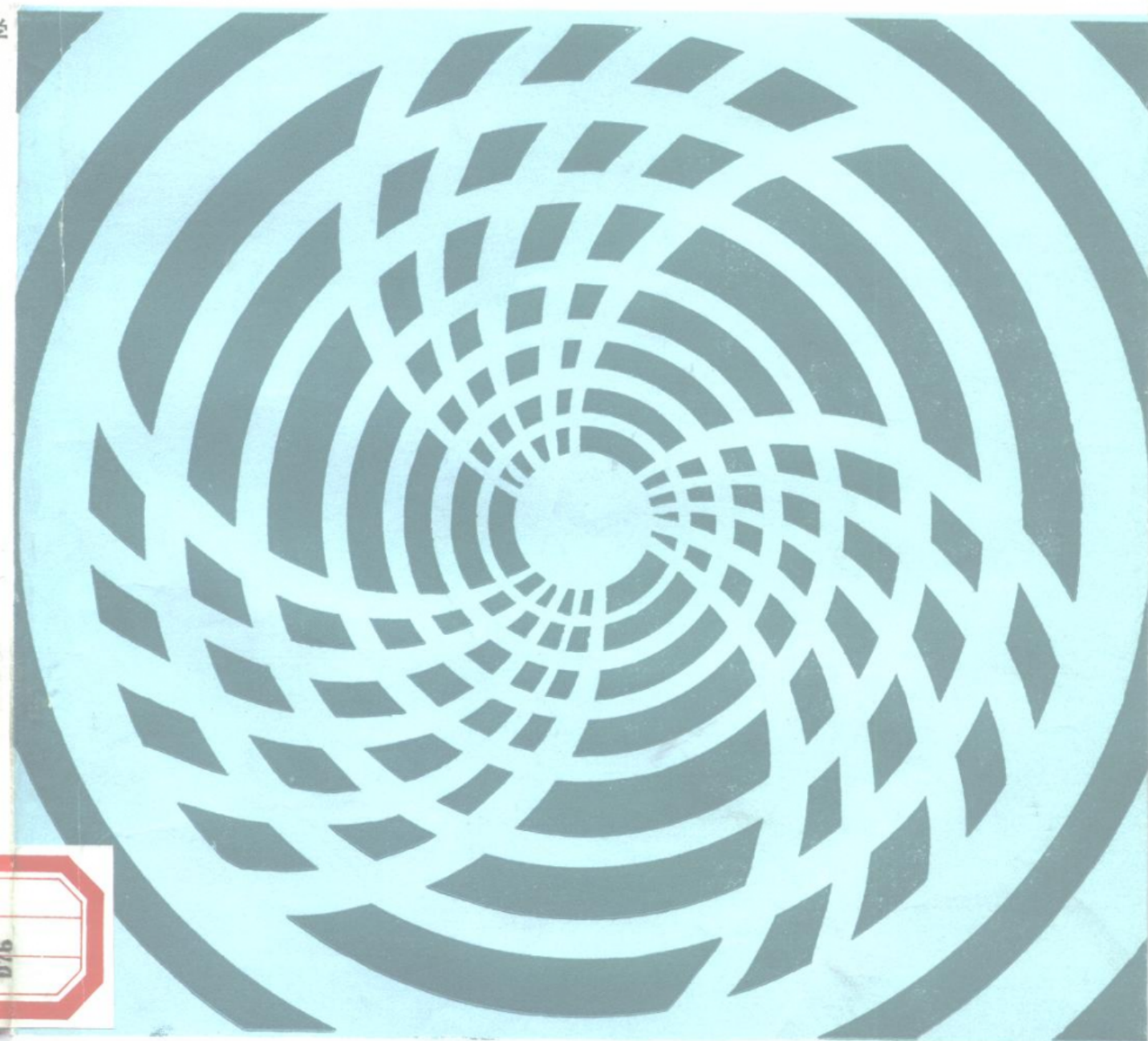


高等学校教材

快艇动力学

董祖舜



华中理工大学出版社

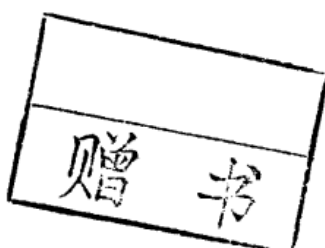
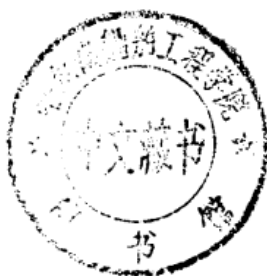
U661.3
D76

425350

高 等 学 校 教 材

快艇动力学

董 祖 舜



华中理工大学出版社

田宝荣

内 容 简 介

本书包括滑艇、水翼艇、气垫船的基本原理及其动力学的内容。全书共分十一章：绪论；滑艇基本原理；滑艇阻力；滑艇航海性能；半滑艇的特点；水翼基本理论（Ⅰ）——机翼理论概述；水翼基本理论（Ⅱ）——自由表面影响及空泡；水翼艇的性能；气垫基本原理；气垫船阻力；气垫船航海性能；气垫船的柔性围裙。

本书可作为大、专院校船舶工程专业师生的教材；亦可作为有关专业技术人员、设计人员的参考书。

快艇动力学

董祖舜

责任编辑 叶见欣

*

华中理工大学出版社出版发行

（武昌喻家山）

新华书店湖北发行所经销

华中理工大学出版社沔阳印刷厂印刷

*

开本：787×1092 1/16印张：13.25字数：310 000

1991年4月第1版 1991年4月第1次印刷

印数：1—1 000

ISBN 7-5609-0480-7/U·4

定价：3.50元

（鄂）出字第1111号

前 言

由于高速艇在各个领域中的使用日益广泛,因此,在高等院校船舶工程专业中开设快艇动力学这门课程就显得越来越必要。但由于各院校的具体情况 & 传统作法上的差别,该课程至今尚无统一的教学大纲,在课程的安排上也很不一致。笔者力图使本教材能适合各院校有关专业的教学需要,因此,将全书分为三大部分(滑行艇、水翼艇和 气垫船),并使它们尽量相互独立,这样,本书可以作为独立的三门选修课教材使用,相应的教学时数分别为30、30 和 20学时;也可以根据不同需要,在内容上作某些删节,合成一门40~60学时的教材。

本课程应安排在船舶原理的各门课程之后。本课程涉及的知识面很宽,内容很多,作为一本教材很难包罗万象,只能着重讲清有关的基本理论,基本概念,在此基础上介绍一些当前工程上实用的方法,给以后解决工程实际问题打下基础。对于和常规船舶无明显差别的内容,本教材中不再阐述;对于高速艇中的其他一些新艇型,如冲翼艇,高速双体船,小水线面双体船等,因受篇幅限制也未涉及。

另外,本教材在内容上力图反映本学科发展的现有水平,在文字上尽可能便于阅读,以利于学生学习,或工程技术人员作自学参考书使用。

当然以上仅是笔者的主观愿望,限于水平,上述思路很可能并未能在书中充分体现。此外,在对内容的理解和选择上也难免有错误或不当之处,恳请读者批评指正。

在本书编写过程中,得到了很多单位和同行的帮助和支持,中船总公司 701 所一室李慧敏高工和708所七室恽良高工等提供了不少宝贵的资料;海军工程学院唐志拔副教授提供了他所收集到的有关资料;武汉水运工程学院李世谟教授和周俊麟副教授曾仔细地审阅了本书的第一稿,提出了宝贵的意见;海军工程学院瞿守恒教授和邵中立副教授也在本书的编写过程中提出了不少有益的意见和建议,在此一并表示深切的谢意。

编 者

于海军工程学院

一九八八年九月

目 录

绪论	(1)
§ 0-1 动力航行与快艇	(1)
§ 0-2 快艇的性能特点	(2)
§ 0-3 基本方程与边界条件	(3)

第一篇 滑 行 艇

第一章 滑行基本原理	(8)
§ 1-1 二元滑行面在理想流体中的受力	(8)
§ 1-2 有限宽度滑行面的机翼比拟	(11)
§ 1-3 细长滑行面理论——滑行面的细长翼比拟	(13)
§ 1-4 滑行面在实际流体中的受力	(20)
§ 1-5 滑行面形状对流体动力性能的影响	(25)
第二章 滑行艇阻力	(30)
§ 2-1 各种半理论半经验阻力计算方法	(30)
§ 2-2 利用系列试验图谱估算阻力	(38)
§ 2-3 滑行艇船模试验	(39)
§ 2-4 滑行艇阻力的近似估算	(41)
§ 2-5 断级艇阻力特点	(43)
§ 2-6 附体阻力及空气阻力	(45)
§ 2-7 滑行艇的浅水阻力	(48)
第三章 滑行艇航海性能	(53)
§ 3-1 滑行艇的横稳性	(53)
§ 3-2 滑行艇运动纵向稳定性及海豚运动	(55)
§ 3-3 滑行艇的操纵性	(62)
§ 3-4 滑行艇的耐波性	(64)
§ 3-5 滑行艇的艇形特点	(78)
第四章 半滑行艇的特点	(81)
§ 4-1 半滑行艇的阻力及船形特点	(81)
§ 4-2 半滑行艇航行时的横稳性	(85)
§ 4-3 半滑行艇的耐波性	(85)

第二篇 水 翼 艇

第五章 水翼基本理论 (I) ——机翼理论概述	(90)
§ 5-1 二元薄翼理论	(90)
§ 5-2 有限展长翼——三元薄翼	(93)
§ 5-3 机翼形状对流体动力性能的影响	(97)
§ 5-4 粘性影响及机翼剖面风洞试验资料	(101)
第六章 水翼基本理论 (I) ——自由表面影响及空泡	(105)

§ 6-1	自由表面的影响及其实质	(105)
§ 6-2	利用映像涡系模型计算自由水面影响	(107)
§ 6-3	自由水面影响的近似估算	(111)
§ 6-4	水翼空泡的产生、检验和避免空泡的措施	(115)
§ 6-5	空泡水翼的流体动力特性	(120)
§ 6-6	超空泡水翼型	(127)
第七章	水翼艇的性能	(130)
§ 7-1	水翼的配置及形式	(130)
§ 7-2	水翼艇阻力	(133)
§ 7-3	水翼艇的稳性	(138)
§ 7-4	水翼艇的耐波性	(144)
§ 7-5	水翼艇的操纵性	(150)
§ 7-6	水翼的自动控制简介	(152)

第三篇 气垫船

第八章	气垫基本原理	(158)
§ 8-1	气垫的形成与维持	(158)
§ 8-2	基本参数及其相互关系	(158)
§ 8-3	气垫周围的流动及飞升特性	(162)
§ 8-4	飞升功率的确定	(167)
第九章	气垫船阻力	(171)
§ 9-1	气动阻力	(172)
§ 9-2	水动阻力	(175)
§ 9-3	气垫船的模型试验	(181)
第十章	气垫船航海性能	(183)
§ 10-1	气垫船的稳性	(183)
§ 10-2	气垫船的操纵性	(188)
§ 10-3	气垫船的耐波性	(190)
第十一章	气垫船的柔性围裙	(194)
§ 11-1	柔性围裙的发展及要求	(194)
§ 11-2	几种典型的围裙形式	(196)
主要符号		(201)
参考文献		(203)

绪 论

§ 0-1 动力航行与快艇

随着生产的发展和“时间”价值的不断提高,对各种运输工具速度的要求也相应地提高了。对船舶来说,航速的提高意味着货物周转周期的缩短,意味着人员在流动中无效时间的减少,从这个意义上讲,航速就意味着生产效率。

对军用舰艇来说,情况就更明显了,航速是军舰战斗力的重要组成部分。随着各种军事装备性能的提高,对舰艇航速的要求也相应地提高了。例如核动力的采用,使潜艇的水下航速提高到30kn左右,相应地就要求与之对抗的水面舰艇也要有更高的航速,尤其是猎潜艇,必须有超过30kn的速度才有可能对核潜艇进行攻击。

“航速”大小的意义诚然是如此之大,然而达到该“航速”的代价却十分高昂。由舰船的阻力规律知道,舰船的阻力随速度的提高而迅猛增加。粘性阻力约正比于速度的二次方,而兴波阻力约正比于速度的六次方。阻力相应于航速的这种增长率使航速的提高受到了很大限制,这是因为它要求主机必须有很大的功率,这无论从经济上或技术上来说都将是不可行的。

然而人们注意到,随着航速的不断加,船体周围流体的压力场会发生急剧变化。如果能够采用合适的船形来充分利用这一流体动压力场,使船体周围的压力具有足够大的铅垂向上分量,来支持部分甚至全部船重,减少船体与水的接触面积,就可以降低高速时的阻力。这种依靠船体水下部分产生的流体动压力来支持船的体重的航行通常就称为“动力航行”、或“滑行”,而把那种由水的静浮力支持船重的航行称为“静力航行”或“排水航行”。凡实现“动力航行”的舰艇称为快艇。

对于这种“动力航行”的船舶,其阻力虽然比相应的排水航行船的阻力显著降低了,然而在高速时它所需的主机功率仍然是如此巨大,以致于迄今为止它还只能限于小型船舶,这就是“快艇”之所以用“艇”字的缘由。

艇在航行时产生的流体动压力在铅垂方向分量的总和称为动浮力。当然快艇在静止或低速航行时,静浮力仍然是支持艇重的主要部分。随着航速的提高,动浮力的比重越来越大,艇逐渐从水中抬起,直至动浮力成为主要成分,艇就进入滑行状态。

通常按艇的容积佛氏数 F_v 来划分艇的运动状态,

$$F_v = \frac{V}{\sqrt{g \lambda^3 \nabla}}$$

按容积佛氏数的大小,艇的运动状态可分为: $F_v < 1.0$ ——排水航行状态(航行级); $1.0 < F_v < 3.0$ ——过渡航行状态(过渡级); $F_v > 3.0$ ——滑行状态(滑行级)。

用 F_v 来划分艇的运动级,是因为 F_v 值反映了惯性力与重力的比值。惯性力与动浮力是相当的,它们都取决于艇速,故 F_v 也就反映了动浮力与艇重的相对大小。当然,这是很粗略的,动压力与惯性力虽然直接相关,但并非是完全的一一对应关系,因此,上述给出的划

分运动级的 F_v 值只是一个大概的数据。对于不同的艇形, F_v 值会有所不同。如一般滑 行 艇进入滑行状态的界线约为 $F_v \approx 3.0$, 对于设计优良的艇形, 其 F_v 值可能还要小一些, 但对于圆艏型艇, 即使其 $F_v > 3.0$ 也不一定能进入滑行状态。

需要强调指出的是, F_v 值的大小只是反映了动浮力与艇重的相对大小, 而不能反映不同排水量艇在进入滑行状态时的艇速大小。例如排水量为50t的艇, 只要有约35kn的速度就可以滑行, 而一条1000t的船, 则需要有约58kn的航速才能进入滑行状态。由此, 也可以看出要建造大吨位的滑行舰是十分困难的。

滑行艇是最早出现的动力航行艇, 但并不是唯一靠动浮力航行的快艇。用水翼来提供流体动升力要比滑行面有更高的效率, 因而水翼艇是比滑行艇更先进的一种快艇。虽然水翼艇已有近百年的历史了, 但由于水翼理论的不完善及生产技术水平限制, 长期以来发展缓慢, 直至二次大战以后才迅速发展起来, 并在军用和民用方面都得到了比较广泛 的 应用。在水翼实现了自动控制以后, 大大改善了艇的耐波性, 使水翼艇成为在风浪中航行的佼佼者, 这方面的优越性似乎已经超过了水翼艇在降低阻力方面的收益, 这成为当前水翼艇发展的主要依据。

气垫船也不依靠静浮力支持艇重, 这是它与滑行艇和水翼艇的共性, 但它并不是靠运动时的流体动升力, 而是靠压缩空气支持艇重, 故它不能称为“动力航行艇”。然而它毕竟是一种高速艇, 所以也划归为“快艇”的范畴。气垫船不会象水翼艇那样受到水翼空泡的限制, 可以有更高的航速, 而且其吨位也不象水翼艇那样受到严格限制, 加之又具有两栖性和大甲板面积等优点, 故其发展速度有超过水翼艇的趋势。

“冲翼艇”虽然也靠动升力支持, 但与其说它是一种船还不如说它更象水上飞机, 不过目前暂时还把它看作一种“艇”。

此外, 当前还把小水线面船和快速双体船列入快艇之列, 当然这两种船对排水量的限制并不严格, 不一定非称之为“艇”。有人把以上几种艇统称为“高性能艇”。

本书主要从流体动力性能的角度来介绍滑行艇(包括半滑行艇)、水翼艇和气垫船。对于冲翼艇, 由于它似乎有点超出“艇”的范围, 另方面目前它还很不完善, 离实际应用尚有一段距离, 故暂不列入。至于小水线面船和高速双体船, 在流体动力特点方面除了“干扰”问题外, 它们与排水船更为接近, 因而也不在此涉及。

§ 0-2 快艇的性能特点

由于快艇是艇体抬起在水面上航行的, 因此, 它在流体动力性能上具有一系列与排水船不同的特点。

首先其静水航行阻力成分发生了变化, 其相应的阻力规律也发生变化。在高速时艇体与水的接触面大大减小, 使兴波阻力与粘性阻力均大幅度下降, 与此同时出现了新的阻力成分, 如滑行艇的飞沫阻力, 水翼艇水翼的诱导阻力, 气垫船的动量阻力、围裙阻力等等。因为动升力是随航速增加而增大的, 故随航速的增加艇体上抬, 相应的浸湿面积减小, 因而阻力随速度的增大而增大的程度要比排水船缓和。图0-1所示的是排水船、滑行艇和水翼艇的阻力曲线。在低速排水航行时, 由于滑行艇艇形肥短, 又具有尖艏, 故比排水船有较大的阻力, 水翼艇由于加上水翼及支柱等大量附体, 低速阻力就更大。但在高速时, 其阻力就比排水船的小得多, 这一点水翼艇更为明显。

由于艇体所受到的静浮力很小甚至为零，故在一般的船舶运动方程中取消了与静浮力有关的项，而代之以各种流体动压力（气垫船为气垫压力）项。这一改变将影响其航海性能：作为保证静稳性的扶正力矩不再由静浮力构成，而由动压力构成；出现了垂直平面内的纵向运动稳定性问题；流体动压力的作用使艇在风浪中的耐波性有很大变化；艇体水下部分的减少及其他因素改变了艇的操纵性能，等等。这些都是快艇动力学所要研究的课题。

快艇的艇形比较简单，滑行艇艇底接近于平板或带斜升角的楔形板，水翼艇的水下部分只有水翼和支柱；气垫船的底部则几乎完全是平的，与复杂的排水船船形相比，更便于运用解析法来处理动力学方面的问题。但对于非定常的操纵运动及在波浪中运动的问题，由于其仍相当复杂，故用解析法处理还有不少困难。本书对各种航海性能问题，视其复杂程度，分别介绍了一些理论解析处理方法、半理论半经验处理方法、纯经验的或试验的处理方法。

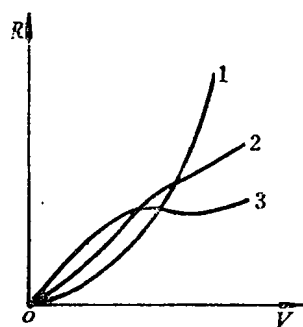


图0-1 排水船、滑行艇和水翼艇的阻力曲线 $R = f(V)$ 比较
1—排水船 2—滑行艇 3—水翼艇

§ 0-3 基本方程与边界条件

研究快艇在水中航行时的各种性能，关键是求快艇在水中运动时与水的相互作用力，从流体力学的观点看，这就是求绕体在流体中的受力问题。

一、基本方程与边界条件

先建立右手坐标系，使 y 轴铅垂向上， xoz 平面平行于水平面。假设流体是连续且不可压缩的，并且不考虑热交换，则流动应满足两个基本方程：运动学方程（即连续性方程）和动力学方程（即纳维-斯托克斯方程）。基于用纳维-斯托克斯方程求解十分困难，故通常假设粘性项力与非粘性项力是相互独立的，粘性项力用边界层理论处理，用势流理论来讨论非粘性项力。

对于势流，上述两个基本方程变为拉普拉斯方程和欧拉动力学方程：

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (0-1)$$

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p \quad (0-2)$$

欧拉方程也可用其积分形式（拉格朗日-柯西积分）表示：

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (V_x^2 + V_y^2 + V_z^2) + U + \frac{p}{\rho} = f(t) \quad (0-3)$$

式中， U ——质量力的势， $\vec{F} = -\nabla U$ ，在重力场中 $U = gy$ 。

连续性方程式 (0-1) 中的 Φ 随边界条件的确定而唯一地确定。通常所用的边界条件为：

1. 物面边界条件

它是流体不穿透物面条件。即物面上某点速度的法向分量等于在该点的流体质点在法向上的速度，即

$$V_n = \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_{\text{物面}} = - \frac{\partial F}{\partial t} / \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2} \quad (0-4)$$

式中, $F(x, y, z, t) = 0$ —— 物面方程。

2. 自由表面边界条件

在无穷远处扰动速度为零, 而在该处自由表面压力为大气压, 即 $p = p_*$, 当坐标原点建立在自由表面上时在自由表面上,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (V_x^2 + V_y^2 + V_z^2) + g\eta_{\text{自}}(x, z) = 0 \quad (0-5)$$

式中, $\eta_{\text{自}}(x, z)$ —— 自由表面在 y 方向的坐标。

3. 空泡边界条件

$$p = p_* \quad (\text{空泡边界上})$$

$$\text{或} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\eta_{\text{空}}(x, z) = \frac{p_* - p_*}{\rho} \quad (0-6)$$

式中, $\eta_{\text{空}}(x, z)$ —— 空泡边界在 y 方向的坐标。

4. 固壁边界条件

$$V_n|_{\text{固壁}} = 0$$

二、方程与边界条件的简化

拉格朗日-柯西积分是非线性的, 这给求解带来很大困难。考虑到快艇的运动速度很高, 绕体往往很薄, 扰动速度远比物体运动速度小, 故可以将问题简化。

1. 高速小扰动情况

绕体的特征线尺度佛氏数 $F_n > 4$ 或 5, 表示速度很高, 惯性力很大, 可略去方程中的重力项。所谓特征线尺度是指滑行面的浸湿长度、水翼的弦长等能表示绕体尺度特征的线尺度。

小扰动是指绕体很薄, 绕体对流场的扰动速度远远小于本身的运动速度, 即

$$v_x, v_y, v_z \ll V_\infty$$

根据以上条件, 可以忽略扰动速度的二阶以上各项。

这样基本方程和边界条件都可以线性化, 基本方程简化为:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= 0 \\ \partial \Phi / \partial t &= - (p - p_*) / \rho \end{aligned} \right\} \quad (0-7)$$

在小扰动情况下, 可以假设自由表面条件在水平面 ($y = 0$) 上满足, 故自由面边界条件简化为:

$$\partial \Phi / \partial t|_{y=0} = 0$$

物面条件与固壁条件仍不变。

这类简化可用于水翼运动及速度很高的小攻角滑行面。一般无断级军用 (或民用) 滑行艇的速度通常达不到如此之高, 故往往还需要计及重力影响。

2. 低速小扰动情况——微波理论

由于速度不够高, 重力影响不可忽略, 此时基本方程可简化为:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi &= 0 \\ \partial \Phi / \partial t + gy &= (p - p_*) / \rho \end{aligned} \right\} \quad (0-8)$$

若 $\eta_{\text{自}} = \eta_{\text{自}}(x, y, z)$ 为自由表面方程, 则自由面条件:

$$\partial\Phi/\partial t + g\eta_{\text{自}} = 0$$

一般小攻角的滑行面应采用这类简化。

3. 高速大扰动情况

速度足够大, 可以忽略重力项, 但扰动相当大, 以致不能忽略扰动速度的二阶项。此时基本方程仍是非线性的:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2\Phi &= 0 \\ \partial\Phi/\partial t + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)^2\right] &= -\frac{p-p_*}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (0-9)$$

自由表面边界条件也是非线性的:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)^2\right] = 0$$

在 $\eta_{\text{自}}(x, y, z)$ 上满足。

这类问题显然要比前面两类复杂得多, 大攻角时的高速滑行面或高速射流属于此类。

三、匀速直线运动的情况

对于匀速直线运动的特殊情况, 取相对坐标系固定于绕体上, 则流场变为定常运动, 设固定坐标系 $o_1x_1y_1z_1$, 运动坐标系 $oxyz$, 在初始时刻, $t=0$, 两坐标系重合, 物体以均匀速度 V_∞ 沿 x 轴运动 (见图0-2), 相对于坐标系 $oxyz$ 而言, 流体以匀速 V_∞ 流向绕体。经时间 t 后, 两坐标系间的转换关系为:

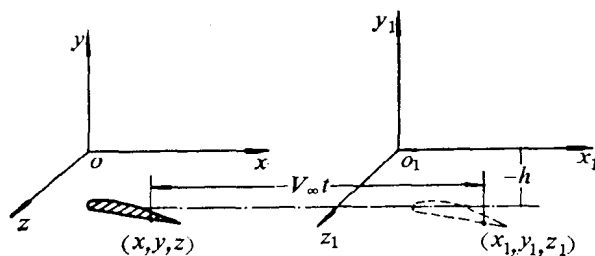


图0-2 坐标系的转换

$$x_1 = x - V_\infty t; \quad y_1 = y; \quad z_1 = z$$

对于两坐标系, 时间 t 是相同的, 即 $t_1 = t$, 因而有

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} &= \frac{\partial}{\partial x}; \quad \frac{\partial}{\partial y_1} = \frac{\partial}{\partial y}; \quad \frac{\partial}{\partial z_1} = \frac{\partial}{\partial z}; \\ \frac{\partial}{\partial t_1} &= \frac{\partial}{\partial t} + V_\infty \frac{\partial}{\partial x}. \end{aligned}$$

此时, 令相对于运动坐标系的扰动速度势为 φ , 则 $v_x = \frac{\partial\varphi}{\partial x}$, $v_y = \frac{\partial\varphi}{\partial y}$, $v_z =$

$\frac{\partial\varphi}{\partial z}$, 而流体相对于运动坐标系的相对速度为: $V_\infty + v_x$; v_y ; v_z 。其相应的速度势 $\Phi =$

$\varphi + V_\infty x$ 。

对运动坐标系而言, 物体运动的基本方程为:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= 0 \\ V_{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] + gy &= - \frac{p - p_{\infty}}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (0-10)$$

边界条件为：

$$\text{物面边界} \quad v_n = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{\text{物面}} = -V_{\infty} \cos(n, x) \quad (0-11)$$

$$\text{自由表面} \quad V_{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\eta_{\text{自}} = 0 \quad (0-12)$$

$$\text{空泡边界} \quad V_{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\eta_{\text{空}} = \frac{V_{\infty}^2}{2} \sigma \quad (0-13)$$

若按高速小扰动简化，则基本方程和边界条件分别变为：

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= 0 \\ V_{\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= \frac{p_{\infty} - p}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (0-14)$$

$$\text{物面边界} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial n} = -V_{\infty} \cos(n, x) \quad (\text{在平均深度上满足})$$

$$\text{自由表面} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (\text{在 } y = 0 \text{ 上满足})$$

$$\text{空泡边界} \quad \sigma = 2 \frac{v_n}{V_{\infty}} \quad (\text{在空泡表面满足})$$

对低速小扰动及高速大扰动的简化，读者可自行推导。

四、实际问题的求解途径

基本方程与边界条件虽然经过多次简化，但要直接求解仍然是相当困难的。对于高速小扰动或低速小扰动情形，方程和边界条件都退化为线性，因此，可以应用线性叠加原理，把绕流分解成若干个或无数个简单流动的叠加，即将许多单个奇点分布在边界上，通过边界条件找出奇点强度，继而求得整个流动，此即常用的“奇点法”。

对于二元问题，速度势 φ 是调和函数，与流函数 ψ 构成解析函数——复势 $W = \varphi + i\psi$ ，然后用保角变换的方法找出物理平面与复势平面上“流动图案”间的转换函数，即得复势表达式。这种方法可使解非线性问题大大简化。作为射流问题的大攻角滑行问题和空泡流的非线性问题等的求解都采用这种方法。

如果不要整个流场的速度和压力分布，只求绕体上的作用力，则可方便地用动量定理求解。

第一篇 滑 行 艇

滑行艇船体形状比排水船的要简单一些，这有利于流体力学的解析方法在滑行艇上的应用，但这并不说明流体力学解析方法处理快艇动力学的问题已经解决得很完善了。迄今为止，虽然在这方面已取得了不少成效，但仍有许多不足之处。在大多数场合，还要将从理论上得出的结论用试验得到的结果进行修正。有些问题也还仍然依赖试验的方法去处理。

本篇首先介绍滑行基本原理，然后讨论滑行艇的阻力及其他航行性能，最后把各种性能对船形的要求做一归纳，并介绍滑行艇的艇形特点。

对于处于排水航行和滑行状态之间的过渡级艇，在讨论滑行问题以前有些问题难以完全说清，所以把它作为一章放在本篇末尾介绍。

第一章 滑行基本原理

首先讨论在理想流体中的滑行理论，从简到繁，先二元流动，再三元流动，然后讨论在实际流体中的滑行面及各种影响修正。

§ 1-1 二元滑行面在理想流体中的受力

一、二元滑行面的薄翼比拟

先讨论无拱度滑行面，即滑行平板的情况。当二元平板以攻角 α 、速度 V_∞ 向前运动时，可以利用运动转换原理，看作与平板夹角为 α 的水流以匀速 V_∞ 流向平板。其周围流动情况如图1-1所示，水流流经平板底部，绝大部分流向后方，在尾部形成凹槽；一小部分水流在前部反折向前喷出，形成喷溅；驻点在前缘稍后，是向前和向后两股水流的分界点，此处速度为零，压力最大。

当水流速度很高，攻角 α 很小时，可以采用高速小扰动简化，此时边界条件：

板面边界，当 $y = 0$ ， $-\frac{1}{2} \leq x \leq \frac{1}{2}$ 时

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} \approx -\frac{\partial \varphi}{\partial y} = V_\infty \sin \alpha \approx V_\infty \alpha \quad (1-1)$$

自由面边界，当 $y = 0$ ， $x \leq -\frac{1}{2}$ 及 $x \geq \frac{1}{2}$ 时

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0 \quad (1-2)$$

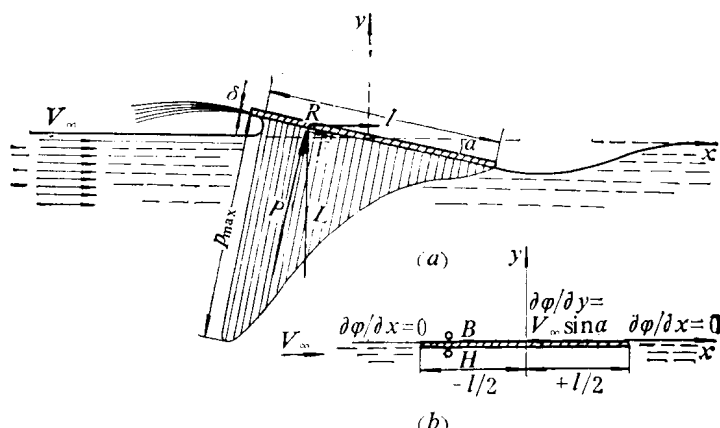


图1-1 二元滑行板的流动、受力情况及边界条件

由于这是小攻角小扰动，故上述边界条件可认为在 x 轴上满足，而且近似地认为前驻点就在前缘。这与薄翼理论的处理方法类似。如果把薄翼的边界条件与此相比（见图1-2），可以发现，其差别只在于薄翼的势函数在除翼面割缝外的全平面解析，而滑行板的速度势 φ 只是在下半平面的解析函数。

由于滑行板在物理平面上满足式 (1-2), 即它对应于复速度平面上的虚轴, 因而可以此为轴解析开拓至物理平面的上半平面上去, 使复速度成为在沿板面有裂痕的全物理平面上的解析函数。这时, 板上、下表面对称点的速度有下列关系:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{\text{上}} &= \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{\text{下}} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{\text{上}} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{\text{下}} \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

式 (1-3) 正好是薄翼的边界条件。可见二元滑行板下表面的流动及受力情况与在无限介质中的二元平板翼的下表面是相同的, 因而可以将薄翼的结论应用到滑行板上来, 这称为滑行板的“薄翼比拟”。

为了从薄翼的受力公式中直接得出滑行板的受力公式, 先来看薄翼上、下表面的压力分布。对其上表面上任一点与无限远处一点, 应用伯努里方程, 有

$$p_0 + \frac{\rho V_\infty^2}{2} = p_{\text{上}} + \frac{\rho}{2} \left[\left(V_\infty + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{\text{上}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{\text{上}} \right)^2 \right]$$

下标为“上”者表示上表面的物理量, 下标为“下”者表示下表面的物理量。为书写简便, 令

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{\text{上}} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{\text{下}} = v_x \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{\text{上}} &= \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{\text{下}} = v_y \end{aligned}$$

则上表面上任一点的表压

$$p_{\text{上}} - p_0 = -\rho V_\infty v_x - \frac{\rho}{2} (v_x^2 + v_y^2) \approx -\rho V_\infty v_x$$

同样, 与此点对称的下表面点的表压

$$p_{\text{下}} - p_0 \approx +\rho V_\infty v_x$$

可见薄翼上、下表面的表压大小相等, 符号相反。上表面的是吸力, 下表面的是压力。滑行板与薄翼下表面情况相同, 所以, 其所受的流体动压力正好是平板薄翼的一半, 而平板薄翼的升力系数

$$C_L = 2\pi\alpha$$

故滑行板的总压力系数

$$C_p = \pi\alpha \quad (1-4)$$

其压力中心位置与平板薄翼的亦相同, 即在离尾缘 $3l/4$ 处, 这里 l 是滑行板的浸湿长度。

滑行板与全绕流平板薄翼唯一的差别是在导缘处的流动情况不同。对全绕流平板薄翼而言, 其前驻点在下表面导缘后某处, 当流体绕过导缘时, 有很大的速度, 引起导缘处产生“吸力”, 这一吸力使平板薄翼上的升力垂直于来流, 而不是垂直于翼的表面, 故在理想流体中全绕流薄翼不受阻力作用。对于滑行平板, 流体不绕过其导缘, 而在驻点前, 以反向飞

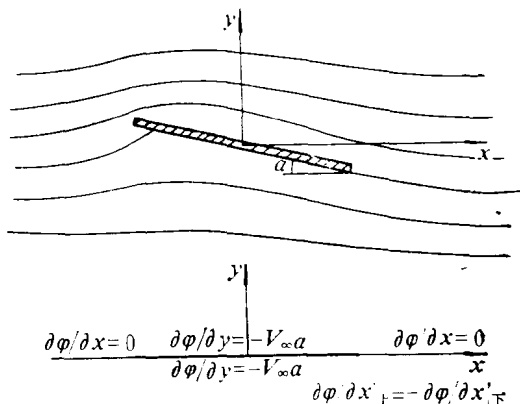


图1-2 二元平板翼的流动情况及边界条件

沫的形式喷出，导缘处不存在“吸力”，板面上总压力 P 的方向与板垂直，其在运动方向存在分量 $P\sin\alpha$ ，构成阻力，因此滑行板在理想流体中运动时也存在阻力，通常称为飞沫阻力，其大小为

$$R_d = P\sin\alpha \approx Pa = \frac{\pi}{2}\rho V_\infty^2 a^2 l$$

阻力系数

$$C_R = \frac{R_d}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 l} = \pi a^2 \quad (1-5)$$

当滑行面有纵向弯曲时，相当于薄翼有拱度的情况，这时薄翼的升力系数

$$C_L = 2\pi\sin(\alpha - \alpha_0)$$

式中， $\alpha_0 = -2f/c$ 。

滑行面的总压力系数仍为薄翼的一半，即

$$C_p = \pi\sin(\alpha - \alpha_0) \approx \pi(\alpha - \alpha_0) \quad (1-6)$$

总之，当作高速小扰动简化时，可以用薄翼比拟的方法，将滑行面看成薄翼的一半，可全部应用薄翼的结论，只是其中要扣除导缘吸力而已。

二、考虑重力影响的谢多夫 (Л.И.Седов) 近似解

当 $F_n > 4$ (或5) 时，重力影响才可以忽略，但一般的滑行艇往往达不到这么高的速度，因此，必须考虑重力影响，此时方程及边界条件采用低速小扰动简化仍然是线性的，但由于考虑了兴波影响，自由面边界条件要在波面上满足，而波面是事先不知道的，因此，求解仍然很复杂。谢多夫对这个问题进行了研究，得出在较大 F_n 值下考虑重力影响时滑行平板升力与阻力的近似公式，即

$$C_L = \pi a \left[1 - \frac{1}{F_n^2} \left(\frac{\pi^2 + 4}{2\pi} \right) \right] \quad (1-7)$$

$$C_D = \pi a^2 \left[1 - \frac{1}{F_n^2} \left(\frac{\pi^2 + 4}{2\pi} \right) \right] \quad (1-8)$$

式 (1-7) 和式 (1-8) 中的第二项表示重力影响。当 $F_n \rightarrow \infty$ 时，重力影响消失。此式只适用于 $F_n > 2.8$ 的情况，当 $F_n < 2.8$ 时公式将很复杂。

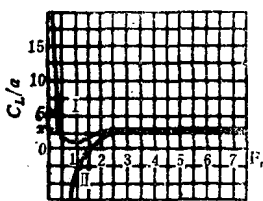


图1-3 谢多夫公式
与数值解之比较

以后恰普雷金 (Ю.С.Чаплыгин) 对低速小扰动情况进行了数值计算求解，得到了精确值，并将结果与谢多夫的近似公式 (1-7) 进行了比较，其结果如图1-3所示。图中，实线为数值解，虚线为按式 (1-7) 计算的结果。由图可见，当 $F_n > 2.8$ 时，式 (1-7) 是适用的，而在 $F_n < 2.8$ 时，式 (1-7) 就不适用了。

以上计算都是针对小扰动的情况，当攻角较大时，小扰动假设无效，方程及边界条件将是非线性的。

三、二元滑行平板在理想流体中的非线性理论

当滑行板处在大攻角的状态时，认为流速很高，忽略重力影响，可以用射流理论来求解。由于流动是二元的，故其复势 $W = \varphi + i\psi$ 为流动平面上的解析函数。通过保角变换的办法找出物理平面与复势平面之间的转换函数，即可得到复势的表达式。这样可避免解非线性方程。

用射流理论求解任意攻角滑行板问题的保角变换方法, 可参看流体力学教程^[11]或有关专著^[1]。最后得到的压力系数

$$C_p = \frac{2\pi}{\cot \frac{\alpha}{2} + \pi + \tan \frac{\pi}{2} \ln \left(\cot^2 \frac{\alpha}{2} - 1 \right)} \quad (1-9)$$

压力中心距导缘的相对位置

$$\frac{l_p}{l} = \frac{1 + \frac{1}{2} \cos \alpha + 2(1 - \cos \alpha) \ln 2 + \frac{\pi}{2} \sin \alpha}{(1 - \cos \alpha) \ln \frac{2 \cos \alpha}{1 - \cos \alpha} + 1 + \cos \alpha + \pi \sin \alpha} \quad (1-10)$$

当攻角很小时, 可略去 α 的高阶小量, 这样仍得到高速小扰动假设下的结果。

§ 1-2 有限宽度滑行面的机翼比拟

当滑行面的宽度为有限时, 流动为三元流动。对于三元滑行面的问题, 可用机翼比拟的方法, 将机翼理论中有限展长翼的结论直接用于滑行面。

一、大展弦比滑行面的薄翼比拟

对于大展弦比的有限展长薄翼, 可以通过对翼端自由涡的下洗影响计算, 得到其升力系数

$$C_L = \frac{2\pi \sin \alpha_0}{1 + \frac{2}{A}} \approx \frac{2\pi \alpha_0}{1 + \frac{2}{A}} \quad (1-11)$$

由于小攻角滑行平板相当于平板翼的一半, 且对滑行板习惯于用浸湿长宽比 λ 而不用展弦比 A (两者互为倒数), 故滑行平板的总压力系数

$$C_p \approx \frac{\pi \alpha}{1 + 2\lambda} \quad (1-12)$$

由于滑行板前缘不存在吸力, 故三元滑行板的总压力亦是垂直于板面。总压力可分解为垂直来流的升力和沿来流方向的阻力两部分。它们的系数分别为

$$\left. \begin{aligned} C_L &= \frac{\pi \alpha}{1 + 2\lambda} \cos \alpha \approx \frac{\pi \alpha}{1 + 2\lambda} \\ C_D &= \frac{\pi \alpha}{1 + 2\lambda} \sin \alpha \approx \frac{\pi \alpha^2}{1 + 2\lambda} \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

如果滑行面是有拱度的, 则可将拱度计入无升力攻角 $\alpha_0 = -2f/l$ 进行计算, 即

$$C_p = \frac{\pi}{1 + 2\lambda} (\alpha - \alpha_0) \quad (1-14)$$

需要说明的是, 虽然滑行面有限宽度的影响修正可采用薄翼比拟的方法, 但是, 从物理意义上来说两者是不尽相同的。当机翼展长为有限时, 附着在机翼上的涡层沿展长以自由涡的方式落下, 在翼端尤为明显, 这种自由涡的下洗作用使翼上的升力下降, 并产生诱导阻力。滑行面不存在涡层, 因而也不存在自由涡, 只是两端直接与大气相通, 使端部附近的底面压力有所损失。这种压力损失造成两端水花向上翻起, 形成侧向喷溅, 这多少有点象机翼两端的自由涡流动, 但它并不引起升力方向的改变, 也不产生诱导阻力。