

高等水产院校交流讲义

# 渔具理论与 捕鱼技术

第一篇 渔具计算的一般原理

上海水产学院主编

工业捕鱼专业用

农业出版社

高等水产院校交流讲义

# 漁具理論与捕魚技术

第一篇

## 漁具計算的一般原理

上海水产学院主编

工业捕魚专业用

农业出版社

主編者 上海水产学院 張友声等合編

审查单位 水产部高等学校教材工作组

高等水产院校交流讲义  
**漁具理論与捕魚技术**  
第一篇 漁具計算的一般原理  
上海水产学院主編

农业出版社出版  
北京西总布胡同七号

(北京市书刊出版业营业许可证出字第 106 号)

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售

中华书局上海印刷厂印刷装订

統一书号 15144.225

1961 年 7 月上册制型	开本 787×1092 毫米
1961 年 7 月初版	十六分之一
1961 年 7 月上册第一次印刷	字数 116 千字
印数 1—900 册	印张 五又二分之一
	定价 (9) 五角六分

## 前 言

本讲义由上海水产学院張友声等合編，其中漁具計算的一般原理和拖网由乐美龙編写；刺网、圍网和电气捕鱼由張蔭乔編写；定置网具由蔭永堃編写；釣漁具由沈宝楨編写，捕鯨技术由于本楷編写。

在編审过程中，課程小組成員山东海洋学院馬紹先；广东水产专科学校陈兴荣、肖富先等共同参加討論研究，作了部分修改。

初审时，上海市海洋漁业公司兰景阳、薛尧舜两同志对于拖网部分提供了宝贵意見。二审期間山东水产学院許海根同志参加了刺网、圍网部分修改工作。

本讲义分为三篇。第一篇是漁具計算的一般原理，讲解漁具所受外力的分析和計算、漁具水池和风网橫型試驗，以及力学模拟法的基本原理。第二篇是网漁具的理論与捕鱼技术，讲解流刺网、定置网、地曳网、圍网和拖网各类的网結構和理論，并叙述了捕鱼技术在漁船装备上的要求和捕鱼技术上的关键問題。第三篇是釣具、捕鯨和特种捕鱼技术。

本讲义是高等水产院校工业捕鱼专业的教材，亦可供中等水产学校师生、水产企业单位技术人员、行政领导和科研工作者的参考。

編 者 1961.6

# 目 录

## 前 言

第一章 物体在水中运动的阻力	1
§1. 阻力的一般概念	1
§2. 阻力一般公式的分析	2
§3. 平板在水中运动的摩擦阻力	5
§4. 平板和机翼的阻力和升力	11
§5. 圆球和球形浮子阻力	22
§6. 圆柱体和綱索阻力	25
第二章 网片阻力	28
§1. 网片阻力的試驗方法	28
§2. 网片阻力公式	31
§3. 网片結構和形状对阻力的影响	36
§4. 网片阻力測定工作上精确度的估計	41
§5. 水流与波浪对网片阻力的影响	42
第三章 悬索理論在漁具計算上的应用	45
§1. 柔性体的分析計算法	45
§2. 悬索的图解法	54
第四章 漁具模型試驗	59
§1. 力学相似原理	59
§2. 模型試驗和牛頓普通相似定律	63
§3. 雷諾定律和佛洛德定律	64
§4. 网漁具水槽模型試驗定律	67
§5. 网漁具风洞模型試驗定律	75
第五章 力学模拟法	78
§1. 悬索力学模拟法	78
§2. 漁具运动时的力学模拟法	82
参考文献	84

# 第一章 物体在水中运动的阻力

## §1. 阻力的一般概念

物体在水中运动过程中，所产生的一种与物体运动方向相反的反作用力，通称为水的阻力。

作用于物体表面微元面积  $ds$  上的流体动力  $d\vec{R}$ ，是应力  $\vec{p}$  和微元面积  $ds$  的乘积，即

$$d\vec{R} = \vec{p} ds \quad (1-1)$$

因此，物体在流体中运动时的流体动力的总向量为

$$\vec{R} = \int_0^s \vec{p} ds \quad (1-2)$$

现取物体的运动方向为  $OX$  轴，运动方向向右转  $90^\circ$  为  $OY$  轴，垂直向上方向为  $OZ$  轴。流体动力的总向量  $\vec{R}$  投影在  $OX$  轴上的  $\vec{R}_x$ ，称为物体运动时的迎面阻力，简称为阻力；投影在  $OY$  轴上的  $\vec{R}_y$ ，称为扩张力；投影在  $OZ$  轴上的  $\vec{R}_z$ ，称为物体的升力。

物体表面应力  $\vec{p}$  可分解为两个分力，即与物体表面某点相切的分力  $\vec{\tau}$ ，以及与物体表面某点法线一致的分力  $\vec{p}_n$ ，前者称为摩擦力，后者称为流体动压力(如图 1-1 所示)。

将正个物体各分力在  $OX$  轴上的投影相加，即得阻力为

$$R_x = \int_0^s [\tau \cos(\tau, x) + p_n \cos(p_n, x)] ds \quad (1-3)$$

式中： $\cos(\tau, x)$ — $\tau$  力与  $OX$  轴之间夹角的余弦；

$\cos(p_n, x)$ — $p_n$  力与  $OX$  轴之间夹角的余弦。

(1-3)式亦可改写成

$$R_x = \int_0^s \tau \cos(\tau, x) ds + \int_0^s p_n \cos(p_n, x) ds \quad (1-4)$$

由此可见，物体在流体中阻力是由两部分组成，一为流体对物体表面的摩擦力而产生的摩擦阻力，即

$$R_{\text{摩擦}} = \int_0^s \tau \cos(\tau, x) ds;$$

一为流体的动压力而产生的压力阻力，即

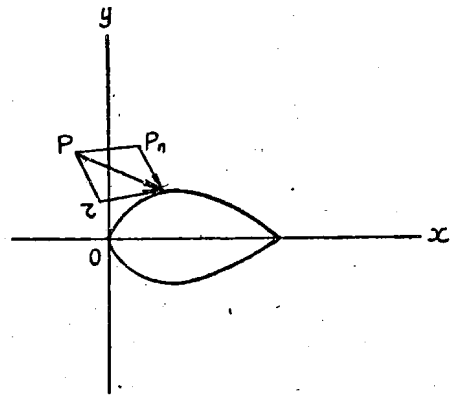


图 1-1

$$R_{\text{動}} = \int_0^s p_n \cos(\phi_n, x) ds$$

根据物体在流体中运动的特性, 压力阻力  $R_{\text{動}}$  是由两部分組成: 一部分是由于沿着物体表面不均匀的流体动压力, 而形成的波浪現象; 这部分阻力称为兴波阻力  $R_{\text{波}}$ ; 另一部分是由于物体受到流体的粘性和物体外形的影响, 使流体离开物体, 产生渦流, 这种阻力称为形状阻力  $R_{\text{形}}$ 。

因此, 物体的迎面阻力包括三个部分, 即

$$R_x = R_{\text{波}} + R_{\text{波}} + R_{\text{形}}$$

物体在水中运动有三种情况, 即物体在深水中运动; 物体在水表面附近的运动; 以及半沉沒的物体运动。这三种运动都有其特征。物体在相对的低速运动时, 对上述三种情况下的水流都均匀地流过物体, 并不使流綫离开物体的表面。当时的阻力主要构成部分是摩擦阻力。但沉沒水中物体在相对的較高速度运动时, 流綫可能离开物体表面, 形成大量渦流, 当时的阻力主要构成部分逐渐轉化为形状阻力。半沉沒物体运动的特征是在流体的表面上发生波浪, 当时的阻力主要构成部分是兴波阻力。

## §2. 阻力一般公式的分析

在研究阻力一般公式之前, 应先了解因次分析的概念。

在力学中基本物理量有长度  $[L]$ 、時間  $[T]$ 、质量  $[M]$  和力  $[F]$  四个因次。以长度、時間和质量三个因次, 作为基本物理量的, 称为理論因次; 以长度, 時間和力三个因次, 作为基本物理量的, 称为实用因次。在理論分析上都采用理論因次。为了与其他符号有所区别, 現規定因次符号如下:

长度—— $[L]$ ;

時間—— $[T]$ ;

质量—— $[M]$ 。

在因次分析中, 一切物理量都可概括为有因次数和无因次数, 也就是实用上的有单位数值和无单位数值。

因次分析的基本理論是因次和諧, 就是說任何完整的物理方程式, 虽則各項的数值可根据选用的单位来改变, 但各項的因次必須相同。

利用物理方程式的因次和諧特性, 便可探討一些复杂現象內在規律中的各变量的函数关系, 柏金安定理就是建筑在这个基础上。

柏金安定理又名  $\pi$  定理, 是由柏金安氏 (Buckingham) 于 1914 年利用数学理論推出的因次分析中的一般理論。

現假設有  $n$  个变量的一項方程式, 其一般形式为:

$$\phi_1(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) = 0 \quad (1-5)$$

$n$  个变量中包含有基本因次有  $m$  个, 将公式(1-5)中的变量組成  $(n-m)$  个的无因次数。在  $n$  个变量中, 又可选择含有  $m$  个的基本变量或独立量, 这  $m$  个基本变量的基本因次也取  $m$  个, 于是把这些基本变量与  $(n-m)$  个变量中的一个相結合一起, 組成  $(n-m)$  个函数, 将基本变量的指数調整之后, 可使那些函数都成为无因次的函数, 并以  $\pi$  代之, 使公式(1-5)成为:

$$\Phi_2(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots, \pi_{n-m}) = 0 \quad (1-6)$$

根据实验所求得的结果, 就可求得以  $\pi$  函数所表示的某项主要变量的公式, 这就是  $\pi$  定理。

现在我们按照这个定理来分析阻力的一般公式。

现设任意物体的阻力  $R_x$  与变量  $l$ ——物体长度,  $V$ ——流速或物体运动速度,  $\rho$ ——流体密度,  $\mu$ ——流体粘性系数和  $g$ ——重力等 5 项有关, 现依一般的函数式表示之为:

$$\Phi_1(R_x, l, V, \rho, \mu, g) = 0 \quad (1-7)$$

公式(1-7)中含有 6 个变量, 现选  $R_x, l, V$  为三个基本因次, 对无因次的  $\pi$  数应当为  $(n-m)$ , 即(6-3)还有 3 个, 将  $R_x, l, V$  与所余的  $\rho, \mu, g$  各别地相結合成三个  $\pi$  函数, 在結合时  $R_x, l, V$  各带有不同的指数, 即

$$\Phi_2(\pi_1, \pi_2, \pi_3) = 0 \quad (1-8)$$

$$\text{式中: } \left. \begin{aligned} \pi_1 &= R_x^{a_1} l^{b_1} V^{c_1} \rho \\ \pi_2 &= R_x^{a_2} l^{b_2} V^{c_2} \mu \\ \pi_3 &= R_x^{a_3} l^{b_3} V^{c_3} g \end{aligned} \right\}$$

现分别来求指数  $a_1, b_1, c_1; a_2, b_2; a_3, b_3, c_3$  的数值。

由于  $\pi$  函数的因次为 1, 则

$$\begin{aligned} \pi_1: [M]^0 [L]^0 [T]^0 &= [MLT^{-2}]^{a_1} [L]^{b_1} [LT^{-1}]^{c_1} [ML^{-3}] \\ &= [M^{a_1+1}] [L^{a_1+b_1+c_1-3}] [T^{-2a_1-c_1}] \end{aligned}$$

由于  $[M][L][T]$  的指数和都等于 0, 则

$$\left. \begin{aligned} [M]: & 0 = a_1 + 1 \\ [L]: & 0 = a_1 + b_1 + c_1 - 3 \\ [T]: & 0 = -2a_1 - c_1 \end{aligned} \right\}$$

解联立方程, 得

$$a_1 = -1; \quad b_1 = 2; \quad c_1 = 2.$$

故

$$\begin{aligned} \pi_1 &= R_x^{-1} l^2 V^2 \rho \\ &= \frac{l^2 V^2 \rho}{R_x} \end{aligned}$$

按照同样方法可求得  $\pi_2$  式中

$$a_2 = -1; \quad b_2 = 1; \quad c_2 = 1.$$

则

$$\pi_2 = R_x^{-1} l V \mu$$



$$\begin{aligned}
 &= \frac{lV\mu}{R_x} \\
 \text{又} & a_3 = 0; \quad b_3 = 1; \quad c_3 = -2. \\
 \text{則} & \pi_3 = lV^{-2}g \\
 &= \frac{lg}{V^2}.
 \end{aligned}$$

將求得的  $\pi_1, \pi_2, \pi_3$  代入公式(1-10):

$$\phi_2\left(\frac{\rho l^2 V^2}{R_x}, \frac{lV}{R_x}, \frac{lg}{V^2}\right) = 0$$

或者也可改写成

$$\frac{R_x}{\rho l^2 V^2} = \phi_3\left(\frac{R_x}{lV\mu}, \frac{V^2}{gl}\right) \quad (1-9)$$

由于公式(1-9)中各数据都是无因次数, 只要不影响各数据的本质, 同时保持其原有的項数, 可以由某些数据来代換公式(1-9)中的某一項, 因此有些項可改写成:

$$\frac{R_x}{lV} = \frac{\rho l^2 V^2}{lV\mu} = \frac{lV}{\mu} = \frac{Vl}{\nu} = R_e \text{ (雷諾数)}$$

$$\frac{V^2}{gl} = F_r \text{ (佛洛德数)}$$

現將上式內容代入公式(1-9)后, 即得

$$\frac{R_x}{\rho l^2 V^2} = \phi_3(R_e, F_r)$$

移項后, 即得

$$R_x = \phi_3(R_e, F_r) \rho l^2 V^2 \quad (1-10)$$

現設  $\phi_3(R_e, F_r) = K_{x_1}$ , 則

$$R_x = K_{x_1} \rho l^2 V^2 \quad (1-11)$$

式中:  $K_{x_1}$ ——迎面阻力系数。由此可見迎面阻力系数是  $F_r$  和  $R_e$  的函数, 同时又是一无因次数。

$\frac{R_x}{\rho V^2 l^2}$  亦称为比阻力, 一般亦有將比阻力分母中的  $l^2$  以物体与流体接触的面积  $S$  代之, 同时又将  $\rho V^2$  以  $\frac{1}{2} \rho V^2$  代之, 由于  $\frac{1}{2} \rho V^2$  有流体速头的物理意义, 这样公式(1-11)可改写成:

$$R_x = \frac{1}{2} K_x \rho S V^2 \quad (1-12)$$

或

$$\frac{R_x}{\frac{1}{2} \rho S V^2} = \phi_4(R_e, F_r)$$

上述(1-12)式就是阻力的一般公式。

这里所研究的任意物体阻力,已考虑了流体的粘性 $\mu$ 和重力 $g$ 对阻力的影响,所以阻力系数为 $F_r$ 和 $R_e$ 的函数,如果只考虑流体粘性对阻力的影响,对重力忽略不计,同样可推导出相类似的结论,但当时的阻力系数 $K_x$ 仅仅是 $R_e$ 数的函数,相反如果只考虑了重力,忽略流体的粘性,则阻力系数 $K_x$ 只是 $F_r$ 数的函数。

虽则从上述的推导结论中,明确了阻力系数是 $F_r$ 和 $R_e$ 的函数,但并没有找出究竟是何种关系。这个问题很复杂,因为除了流体粘性和重力影响之外,物体形状和流綫流态都有决定性的意义。不同形状和同一种形状物体在不同运动速度下的阻力,必须通过理论分析和实验相结合的方法来求得。

由于渔具各构件都在水中运动,因此流体密度 $\rho$ 是一常数,淡水 $\rho=102$ 公斤秒<sup>2</sup>/米<sup>4</sup>,海水 $\rho=104$ 公斤秒<sup>2</sup>/米<sup>4</sup>。为了计算方便起见,取 $\rho=100$ ,则阻力的一般公式应为

$$R_x = \frac{1}{2} 100 K_x \cdot S \cdot V^2,$$

上述公式中的 $\frac{1}{2} 100 K_x$ 由 $K_0$ 代之,则得

$$R_x = K_0 S V^2 \quad (1-13)$$

式中:  $S$ ——物体在水流垂直方向的投影面积,米<sup>2</sup>;

$V$ ——物体运动速度,米/秒。

上述公式同样可计算静止物体在流速 $V$ 的水流中的阻力。如果物体在流水中作相对运动,只要知道水与物体的相对速度,仍可按(1-13)式求出阻力。

### §3. 平板在水中运动的摩擦阻力

柏金安定理只分析了阻力系数的性质,没有求出阻力系数的数值。在渔具中,平板是最简单的构件,将平板顺着水流方向运动又是流体中最简单形式的运动。由于水是粘性流体,所以平板在水中运动必然产生由粘性引起的摩擦阻力。

现设平板迎面来的流速为 $V$ ,由于粘性关系,靠近平板表面区域里流过的水质点受到阻滞,我们可以用某种特殊设备来测出垂直于平板某一剖面 $AB$ 上(如图1-2所示)各点的流速。结果在远距平板一定距离之外的流速,等于平板迎面来未受干扰的流速(即等于 $V$ ),靠近平板相当近的某点 $C$ 起,流速就随着靠近平板程度而渐渐地减少,当接近平板表面时,流速趋向于0。如果在整个平板的各剖面上,都用同样的测量方法测定流速,发现在各剖面上的流速,都有类似

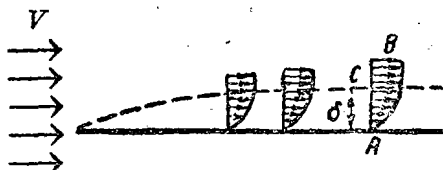


图 1-2

的变化,各剖面流速变化的厚度 $\delta$ 是随着靠近平板前缘程度而降低的。把平板各剖面上的流速变化的厚度连接起来,即可看出,平板的表面上形成一个薄流层,流速在这薄流层中将

发生变化,由平板表面上的流速为零起,变到等于迎面来的流速  $V$ 。这个直接邻近平板表面的薄流层,称为“界层”。

界层是一个假設的表面,在这界层表面上的质点流速等于迎面流速  $V$ 。事实上上层表面是不存在的,界层表面以外的质点流速,只不过是随着远距平板表面的程度,渐渐地趋近于未受干扰的流体流速。在实际测定中,界层厚度的精确度是与测量仪表的精确度有关,一般把与未受干扰的流速相差 1% 起的厚度,作为平板界层的厚度。

因此界层的概念是指直接与物体表面相接触的薄流层,在这薄流层里,流速的大小由未受干扰的流速  $V$  渐渐变成为 0。

界层内外的水质点的运动特性有着根本上的不同,现在界层中取出微素  $A$  来研究(如图 1-3 所示),由于流速差( $u_2 - u_1$ ),使微素  $A$  发生旋轉运动。愈靠近平板表面,流体质点的流速差愈大,质点也旋轉得愈快,质点旋轉的速度是随着质点远离表面的程度而降低。由于在界层内的质点都起漩渦运动,把界层亦称为附面漩渦流层。至于界层以外的质点,只要迎面来的流体质点不起漩渦作用,也不会有旋轉运动。

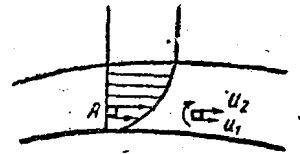


图 1-3

在水力学的管路中已研究过层流与紊流的特性,在平板的界层中同样也存在这个特性,在迎面流速不大时,在界层中的流綫互不相混,平稳地流动,这就称为层流界层(如图 1-4 I 所示),但是必須特別注意的是层流界层只表明流体流动时的分层,成有条不紊而已,并不意味着在这种界层中不起漩渦,质点还是繞着垂直于流体平面的軸綫旋轉,但是没有側向的位移。

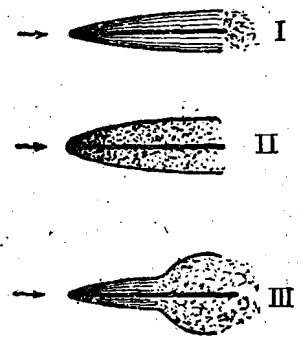


图 1-4

当流速增大后,整个界层都混乱地发生漩渦,质点发生不正規的运动,这就称为紊流界层(如图 1-4 II 所示)。

但是在絕大多数情况下的界层結構都是这样的:在水流流过平板前緣时,形成层流界层。随后,轉变成紊流界层(如图 1-4 III 所示)。这种界层結構称为混合界层。层流界层轉变为紊流界层,并不是突然起变化,而是平板某段  $AB$  上渐渐地进化而成(如图 1-5 所示), $AB$  段称为变流区域, $A$  点为变流区轉变起点, $B$  点为变流区轉变終点。为了使計算上簡便起見,将上述的現象略加簡化,假定层流层到紊流层的轉变,是突然进行的,发生突变的  $T$  点,称为轉捩点(如图 1-6 所示)。根据实验的結果,轉捩点在平板平面上的位置( $x_T$ )是与平板迎面流速  $V$  和流体介质的运动粘性系数  $\nu$  有关。

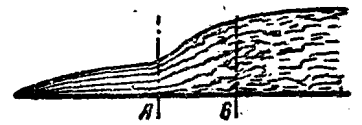


图 1-5

根据德国流体力学家柏兰得(Prandtl)的实验,轉捩点的

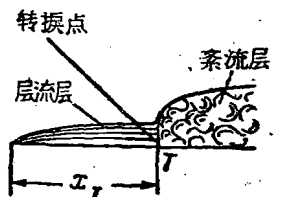


图 1-6

雷诺数  $R_e$  是表征着层流转变为紊流的唯一标志, 把这雷诺数称为临界雷诺数  $R_{e_{\text{临界}}}$ , 并得出

$$R_{e_{\text{临界}}} = \frac{Vx_T}{\nu} = 485,000$$

根据边界结构上的特性, 说明了层流边界与紊流边界之间的区别。现在先研究层流边界问题。

现将一个零冲角的无限宽的平板置于水流中, 在距平板起点  $x$  处, 切离一边界微体, 其长度为  $dx$ , 宽度为 1 (如图 1-7 所示)。

作用于边界微体  $ABCD$  内沿  $Ox$  轴方向的力, 应该是流体在其四周的压力和摩擦力的总和。根据动量变化原理可求得下列著名的卡孟氏边界动量积分方程的普遍形式, 即

$$-\delta \frac{\partial p}{\partial x} - \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta \rho u^2 dy - \rho V \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta u dy \quad (1-14)$$

式中:  $u$ ——边界内的流速;

$V$ ——边界外的流速;

$\delta$ ——边界厚度;

$\rho$ ——流体密度。

根据(1-14)式, 可求解各种物体在流体中运动问题。

由于流体流经零冲角平板时, 沿平板压力不变, 即  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ , 则(1-14)式可简化成为

$$-\mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta \rho u^2 dy - \rho V \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta u dy \quad (1-15)$$

解(1-15)式, 必须确定边界内流速的分布规律。在一般情况下, 边界内的流速分布曲线可用下式来表示, 即

$$u = a(x)y + b(x)y^2 + c(x)y^3 + d(x)y^4 + \dots \quad (1-16)$$

根据实验结果, 认为层流边界内的流速分布曲线为抛物线, 其方程式应为

$$u = a(x)y + b(x)y^2 \quad (1-17)$$

根据边界边界条件, 可求得系数  $a(x)$  和  $b(x)$  的值。这些边界条件为

1. 物体表面上, 当  $y=0$  时, 流速  $u=0$

2. 在边界边界面上, 当  $y=\delta$  时, 流速  $u=V$ , 此外, 根据边界的定义, 流速  $u$  渐渐趋近流速  $V$ ; 因此当

$$y=\delta \text{ 时 } \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 0。$$

根据上述边界条件, 即可求得层流边界内的流速分布曲线方程式为

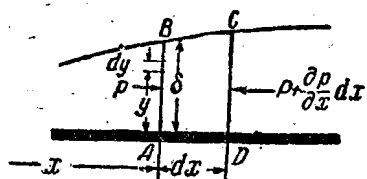


图 1-7

$$u = V \left( 2 \frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \right) \quad (1-18)$$

由此可見,层流界层中流速分布曲綫是一个拋物綫(如图1-8所示)。

将(1-18)式对  $y$  取微分后,代入(1-15)式,进行积分,即可解得层流界层厚度  $\delta$ , 即

$$\delta = 5,477 \sqrt{\frac{\nu x}{V}} \quad (1-19)$$

因此,层流界层的厚度,也是按拋物綫曲綫的特性增长(如图1-9中虛綫所示)。

单位面积上的摩擦阻力应为

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

将(1-18)式对  $y$  的微分方程式和(1-19)式一起代入上式后,即得

$$\tau = 0.365 \sqrt{\frac{\mu \rho V^3}{x}} \quad (1-20)$$

現取横座标为  $x$ , 纵座标为  $\tau$ , 即可作出图1-10的单位面积摩擦阻力的特性曲綫。

在微元面积  $ds_f$  上的摩擦阻力为

$$dR_{xf} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \cdot ds_f = \tau ds_f$$

式中:  $s_f$ ——流体浸潤的表面积。

假設平板长度为  $l$ , 宽度为 1, 則浸潤面积为

$$s_f = 2l$$

而微元面积  $ds_f = 2dx$ 。

面积  $S_f$  上的总摩擦阻力应为

$$R_{xf} = 2 \int_0^l \tau dx。$$

这里之所以加上系数 2 的原因,是由于平板上下两表面都产生摩擦。将  $\tau$  的数值代入后,則

$$R_{xf} = 2 \times 0.365 \sqrt{\mu \rho V^3} \int_0^l \frac{dx}{\sqrt{x}} = 1.46 V^{1.5} \sqrt{\mu \rho l} \quad (1-21)$$

由此可見,在层流界层中,摩擦阻力与流速  $V^{1.5}$ ,  $s_f$  的 0.5 次方成正比。

根据阻力一般公式  $R_x = \frac{1}{2} K_x \rho S V^2$  形式来換算,即可求阻力系数为

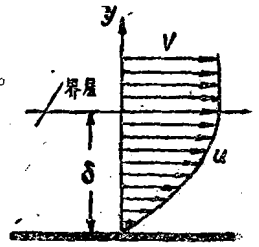


图 1-8

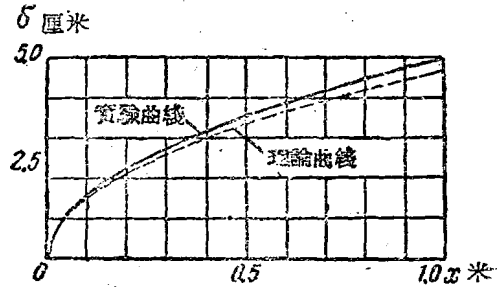


图 1-9

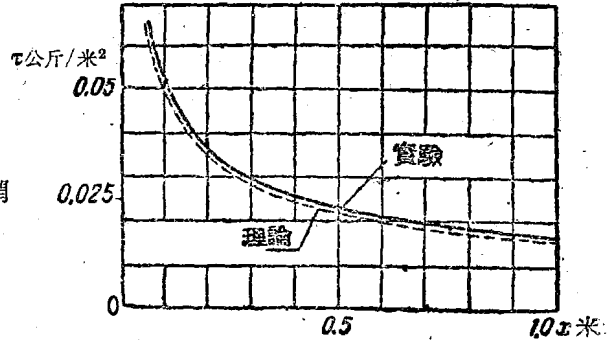


图 1-10

$$K_{xf} = \frac{1.46}{\sqrt{R_c}} \quad (1-22)$$

从公式(1-22)和(1-20)中, 都可看出单位摩擦阻力是随着距离平板前缘的程度按  $\sqrt{x}$  比例减小, 而平板摩擦阻力系数按  $\sqrt{R_c}$  的比例减小。

根据层流边界层实验研究所得的公式, 与理论公式略微不同, 实验公式为:

$$\delta = 5.83 \sqrt{\frac{\nu x}{V}} \quad (1-23)$$

$$\tau = 0.382 \sqrt{\frac{\mu \rho V^3}{x}} \quad (1-24)$$

$$K_{xf} = \frac{1.33}{\sqrt{R_c}} \quad (1-25)$$

但实验公式与理论公式之间的本质并无差别, 仅在系数上略有些不同。

紊流内的平板摩擦阻力同样可根据卡孟氏动量积分方程式来确定。要解决这个问题也必须知道紊流边界层内的流速分布规律。

根据紊流边界层厚度内流速分布实验的结果, 得出了平均流速分布曲线的经验公式为:

$$u = V \left( \frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (1-26)$$

这是著名的柏兰得——卡孟氏七次方根定律。从这公式中也可看出紊流边界层中, 流速是随着离平板表面的距离的增长而增长的, 而且比层流边界层增长得快, 所以流速分布曲线也比较丰满 (如图 1-11 所示)。

根据勃拉齐氏的实验, 认为紊流边界层中单位面积摩擦阻力和紊流边界层厚度为:

$$\tau = 0.0225 \rho V^{\frac{7}{4}} \left( \frac{\nu}{\delta} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1-27)$$

$$\delta = 0.370 \left( \frac{\nu}{V} \right)^{\frac{1}{5}} x^{\frac{4}{5}} \quad (1-28)$$

从公式(1-28)和(1-23)的对比上可以看出, 紊流边界层厚度, 要比层流边界层厚度增长得快 (如图 1-12 所示)。

紊流边界层的摩擦阻力为

$$R_{xf} = 2 \int_0^l \tau dx$$

将(1-27)式代入, 则

$$R_{xf} = 2 \int_0^l 0.0225 \rho V^{\frac{7}{4}} \left( \frac{\nu}{\delta} \right)^{\frac{1}{4}} dx$$

再将(1-28)式中的  $\delta$  代入上式, 则可得

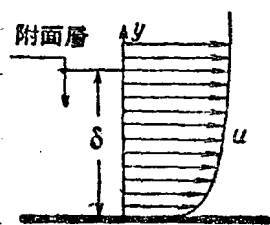


图 1-11

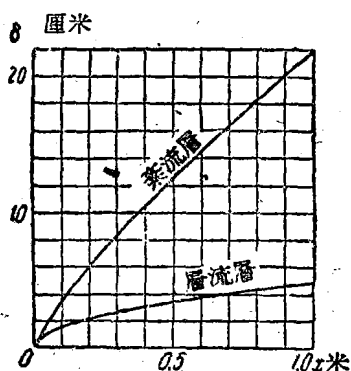


图 1-12

$$\begin{aligned}
 R_{xf} &= 2 \int_0^l 0.0225 \rho V^2 \left[ \frac{\nu}{0.370 \left( \frac{\nu}{V} \right)^{\frac{1}{5}} x^{\frac{4}{5}}} \right]^{0.25} dx \\
 &= 2 \int_0^l \frac{0.0225}{0.370^{0.25}} \rho V^{1.8} \nu^{0.2} x^{-0.2} dx \\
 &= 0.144 \frac{\rho}{2} V^{1.8} \nu^{0.2} l^{0.8}
 \end{aligned} \tag{1-29}$$

从公式(1-29)中可以看出,在紊流界层内的摩擦阻力是与流速的1.8次方和面积的0.8次方成正比。

现以阻力的一般公式来求紊流界层的摩擦阻力系数,因为

$$\begin{aligned}
 R_{xf} &= K_{xf} \rho \frac{V^2}{2} S_f \\
 &= K_{xf} \rho \frac{V^2}{2} \cdot 2l \cdot 1
 \end{aligned}$$

因此

$$K_{xf} \rho \frac{V^2}{2} \cdot 2l \cdot 1 = 0.144 \frac{\rho}{2} V^{1.8} \nu^{0.2} l^{0.8}$$

$$\begin{aligned}
 K_{xf} &= 0.072 \left( \frac{\nu}{Vl} \right)^{\frac{1}{5}} \\
 &= 0.072 R_e^{-\frac{1}{5}}
 \end{aligned} \tag{1-30}$$

在雷诺数  $R_e < 10^7$ , 公式(1-30)是与实验结果基本上一致,当雷诺数  $10^6 < R_e < 10^9$  范围内。应采用另一公式

$$K_{xf} = \frac{0.455}{(\lg R_e)^{2.58}} \tag{1-31}$$

实际上经常碰见的情况是这样的:平板表面前缘为层流界层,大于临界长度  $x_T$  之后,变为紊流界层。这样的界层称为混合界层,现在来确定混合界层的摩擦阻力系数。如果整个界层均为紊流,平板一面(即  $l \times 1$ )的摩擦阻力为

$$R_{fT} = K_{fT} l \frac{\rho V^2}{2}$$

式中:  $R_{fT}$ ——紊流时的摩擦阻力;

$K_{fT}$ ——紊流时的摩擦阻力系数。

但在平板前面部分为层流界层,因而摩擦阻力应该减去  $x_T$  段内紊流和层流阻力之差。

$$\begin{aligned}
 \Delta R_f &= R_{fT} - R_{fL} \\
 &= (K_{fT} - K_{fL}) \frac{\rho V^2}{2} x_{T0}
 \end{aligned}$$

式中:  $\Delta R_f$ ——紊流和层流的摩擦阻力之差;

$R_{fL}$ ——层流时的摩擦阻力;

$K_{fL}$ ——层流时的摩擦阻力系数。

混合界层的摩擦阻力

$$R_{xf} = R_{fT} - \Delta R_f$$

$$= \left[ K_{fT} - (K_{fT} - K_{fi}) \frac{x_T}{l} \right] \frac{\rho V^2}{2} l$$

混合界层的摩擦阻力系数

$$K_{xf} = K_{fT} - (K_{fT} - K_{fi}) \frac{x_T}{l} \tag{1-32}$$

假设  $K_{fT} - K_{fi} = 0.0035$ ,  $Re = 485,000$  时, 混合界层的摩擦阻力系数为

$$K_{fx} = \frac{0.455}{(\lg Re)^{2.58}} - 170 \frac{1}{Re} \tag{1-33}$$

在实用上、摩擦阻力系数  $K_{xf}$  对  $Re$  之间, 作成对数关系曲线(如图 1-13 所示), 在图上的纵轴为  $K_{xf}$ , 横轴为  $Re$  数。这个图在计算上应用很广。

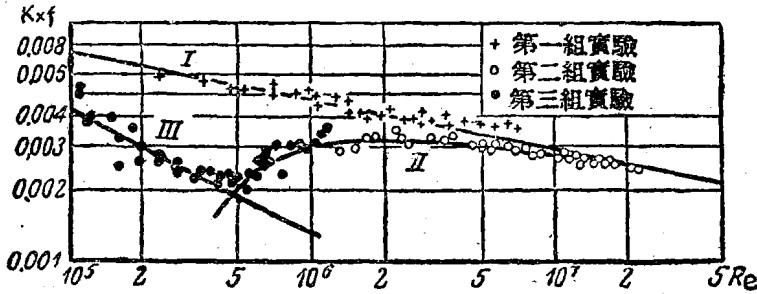


图 1-13

§4. 平板和机翼的阻力和升力

在渔具构件上很多是采用与水流成一定冲角的平板, 象拖网上的网板, 动水力浮子等等。因为这种平板在水流中运动时, 板面上受到水动压力。这些水动压力的合力为  $R$ , 压力中心在  $D$  点(如图 1-14 所示)。现将  $R$  力按水流平行的方向与水流垂直的方向分解, 即得  $R_x$  与  $R_y$  两分力, 前者称为迎面阻力, 后者称为升力或扩张力。在渔具作业过程中, 迎面阻力会消耗主机的功率, 升力能扩张网具, 使网具保持正常形状。

迎面阻力和升力的一般计算式为

$$R_x = \frac{1}{2} K_x \rho S V^2 \tag{1-34}$$

$$R_y = \frac{1}{2} K_y \rho S V^2 \tag{1-35}$$

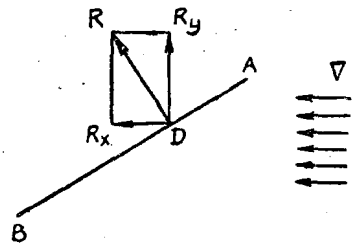


图 1-14



式中： $R_x$ ——迎面阻力(公斤)；  
 $R_y$ ——升力(公斤)；  
 $K_x$ ——迎面阻力系数(无因次数)；  
 $K_y$ ——升力系数(无因次数)；  
 $\rho$ ——流体密度(公斤秒<sup>2</sup>/米<sup>4</sup>)；  
 $S$ ——物体对水流垂直方向的投影面积(米<sup>2</sup>)；  
 $V$ ——水与物体的相对速度(米/秒)。

由此可見，水动总压力

$$R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2}$$

或

$$R = \frac{1}{2} \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \rho S V^2$$

$$= \frac{1}{2} K \rho S V^2 \quad (1-36)$$

式中： $K$ ——水动总压力系数(无因次数)。

判別平板的性能經常是根据升力系数与阻力系数的比值大小来决定，这个比值称为“升阻比”，即

$$K_r = \frac{K_y}{K_x}$$

在空气动力学上称为“空气动力效率”。这个比值愈大，标志着升力愈大，阻力愈小，亦就是平板的效率愈高；反之，这个比值愈小，标志了效率愈低，相应的阻力大，升力小。

如果将与水流成一定交角的平板，稍加弯曲，它的阻力不但没有增加，反有减小的可能，升力却大大地增加，由于飞机翅膀上普遍采用这种弯曲的板，所以通称为机翼，它的横剖面称为翼型。由于机翼的升阻比大大地超过平板，所以最近在漁具上亦在逐步地采用。

机翼的水动力特性是决定于机翼的翼型和其平面的形状。

机翼平面有很多形状，常用的有矩形、椭圆形、卵形、梯形等等(如图 1-15 所示)。它的特征标志是尖削比，即翼根处的弦长与翼尖处的弦长之比(如图 1-16 所示)。机翼平面上最重要特征是“展弦比”，即翼展( $l$ )的平方与机翼平面的面积( $S$ )之比；若是机翼平面为矩形，其展弦比相当于翼展与翼弦之比：

$$\lambda = \frac{l^2}{S}$$

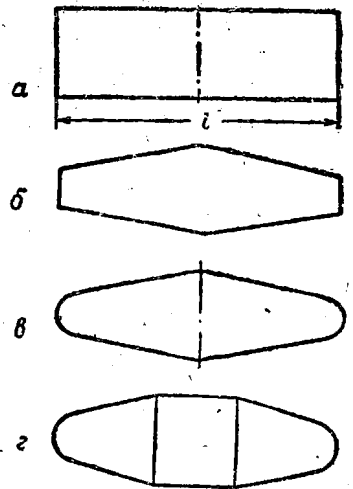


图 1-15



图 1-16