

高等学校教材

(日) 元良诚三 主编

苏兴翹 胡云昌 李吉生 王志国 合译

# 船舶与海洋

# 构造物动力学



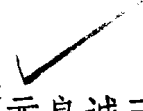
天津大学出版社

U661.3  
Y90-2

425317

高等学校教材

# 船舶与海洋构造物动力学

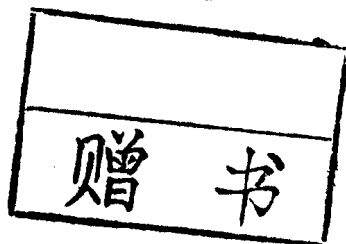
长崎综合科学大学校长  元良诚三 主编  
日本大学教授工学博士

东京大学 教授 小山健夫  
教授 藤野正隆 合著  
教授 前田久明

苏兴翘 胡云昌 合译  
李吉生 王志国



00425317



天津大学出版社

田宝荣

## 内 容 提 要

本书概括介绍了关于船舶与浮动式海上建筑物在静水中的平衡、在波浪上的运动以及航行中的操纵与控制等问题的基本理论及当代一些新的研究成果。在关于船舶运动的切片理论、随机理论、锚泊浮体的锚泊力、两阶波漂力、动力定位及应用最优控制理论于船舶操纵性研究等内容的介绍上具有一定特色。书中特别给出了解决上述工程问题的一些新的实用方法。

本书可作为高校船舶工程和海洋工程专业高年级学生的教材，也可供有关专业工程技术人员参考。

(津)新登字012号

DZ45/15

### 船舶与海洋构造物动力学

苏兴超 胡云昌 等译

\*

天津大学出版社出版

(天津大学内)

河北省邮电印刷厂印刷

新华书店天津发行所发行

\*

开本: 787×1092毫米<sup>1</sup>/<sub>16</sub> 印张: 16 <sup>1</sup>/<sub>2</sub> 字数: 412千字

1992年9月第一版 1992年9月第一次印刷

印数: 1—1000

ISBN 7-5618-0401-6

TV·8

定价: 4.70元

## 出版说明

根据国务院国发〔1978〕23号文件批转试行的“关于高等学校教材编审出版若干问题的暂行规定”，中国船舶工业总公司承担了全国高等学校船舶类专业教材的编审、出版的组织工作。自1978年以来，完成了两轮教材的编审、出版任务，共出版船舶类专业教材116种，对解决教学急需，稳定教学秩序，提高教学质量起到了积极作用。

为了进一步做好这一工作，中国船舶工业总公司成立了“船舶工程”、“船舶动力”两个教材委员会和“船电自动化”、“惯性导航及仪器”、“水声电子工程”、“液压”四个教材小组。船舶类教材委员会（小组）是有关船舶类专业教材建设的研究、指导、规划和评审方面的业务指导机构，其任务是为作好高校船舶类教材的编审工作，并为提高教材质量而努力。

中国船舶工业总公司在总结前两轮教材编审出版工作的基础上，于1986年制订了《1986年——1990年全国高等学校船舶类专业教材选题规划》。列入规划的教材、教学参考书等共166种。本规划在教材的种类和数量上有了很大增长，以适应多层次多规格办学形式的需要。在教材内容方面力求做到两个相适应：一是与教学改革相适应；二是与现代科学技术发展相适应。为此，教材编审除贯彻“打好基础，精选内容，逐步更新，利于教学”的原则以外，还注意了加强实践性教学环节，拓宽知识面，注重能力的培养，以适应社会主义现代化建设的需要。

这批教材由各有关院校推荐，同行专家评阅，教材委员会（小组）评议，完稿后又经主审人审阅，教材委员会（小组）复审。本规划所属教材分别由国防工业出版社、人民交通出版社以及各有关高等学校的出版社出版。

限于水平和经验，这批教材的编审出版工作还会有许多缺点和不足，希望使用教材的单位和广大师生积极提出宝贵意见，以便改进工作。

中国船舶工业总公司教材编审室

1988年3月

## 译 者 前 言

出版具有不同风格、不同特色的教学参考书是高等院校教材建设的一项重要任务。翻译出版本书的目的之一正是为了引进一种与国内常见书籍面貌不同的教学参考书，以开阔国内专业教学的思路。在内容取舍、编排和文字叙述的简练方面，本书都具有明显的特色。

本书是由日本造船界负有盛名的几位教授分工编写的。作者在所分担的学科上都有相当深的造诣。因而能简练、系统、深入浅出地介绍各学科的基本理论及当代的新成果。这无疑会有益于国内广大工程技术人员知识更新，这也正是译者的第二个目的。

承全国高等院校船舶工程教材委员会的支持以及受委员会委托，天津大学王世勤教授主审了译稿，才得以出版这一中译本。译者谨在此表示谢意。

译者的分工是李吉生译第一、三章，王志国译第二章，胡云昌译第四、五章，苏兴翘译第六章，最后由苏兴翘、胡云昌统稿。

限于译者水平，谬误之处在所难免，望读者批评指正。

译 者  
于天津大学  
1992.6

# 序 言

自1955年以来,有关船舶运动的理论得到迅速发展。继而,由于海洋石油钻井平台等浮动结构物的大量建造,有关浮动式海洋构造物的运动及系泊等方面的研究也随之蓬勃发展起来。

然而,在该领域中的专门论著甚少,仅有笔者在25年前写的一本叫做“船舶动力学”(共立出版,已绝版)的小册子和日本造船学会编的“船舶工程手册”第二篇等。所以,长期以来就迫切期望能出版一部教科书或参考书之类的专门著作。

笔者为纪念在东京大学退休,召集了部分过去的学生共同执笔写成本书,他们已经青出于蓝而胜于蓝,在各自的学科领域都卓有建树。这部书可作为大学本科生及公司设计人员的参考书。

笔者所著的“船舶动力学”实为一本入门书。因其以浅显为宗旨,通俗易懂,故曾经获得非专业工作者的好评。而对专业工作者,不可讳言,实感不足。为此,本书汇集了一些最新研究成果,并尽力对其做到准确阐述。作为一部专业参考书,期望能对读者有所裨益。

由于校对整理时间不足,执笔者在各章中所用符号等定有不统一和不妥当之处,恳请鉴谅。

本书由下列各章组成:

第一章是浮体静力学。它属于传统的船舶算法和稳性计算范畴;着重研究浮体在静水中之平衡和稳性等问题。

第二章是船舶在波浪中的运动。讨论运动方程式及其系数、波浪扰动力等具体性质与求解方法等,即所谓耐波性范围的问题。

第三章主要讨论浮动式构造物与船舶在运动方面的不同之处。特别是对系泊问题做了详细论述。

第四章,讨论浮体在不规则波中的运动。由分析海浪的生成、性质及不规则性入手,详尽地论述了浮体在不规则海浪中运动的统计特性。

第五章是讨论船舶操纵性的一般问题。以舵上产生的力和与之对应的船舶响应为主;并对特殊情况下的操纵性进行了论述。

第六章,对于船舶运动的控制问题,从基础理论、自动操纵、横摇控制、海洋构造物的位置控制等方面,通过具体实例进行论述。

在各章末尾列出了编写本书时参考的有关文献。从这些文献中引用了许多宝贵的图表,在此,致以深切的谢意。

以笔者退休为契机而编成的本书,倘若能对从事船舶工程与海洋工程工作的诸位同仁有所帮助,将不胜荣幸。

各章的执笔者分别为:

第一、五章	藤野正隆
第二、三、四章	前田久明
第六章	小山健夫

元良诚三

1982年11月

# 目 录

<b>第一章 浮体静力学</b> .....	( 1 )
1. 浮体的平衡.....	( 1 )
2. 平衡的稳定性.....	( 4 )
3. 浮体的稳性.....	( 12 )
<b>第二章 船舶在波浪中的运动</b> .....	( 27 )
1. 船舶在波浪中的运动方程式.....	( 27 )
2. 船舶运动方程式中的系数.....	( 44 )
3. 船舶在波浪中运动的估算.....	( 78 )
<b>第三章 浮动式海洋构造物的运动</b> .....	( 92 )
1. 浮动式海洋构造物的种类.....	( 92 )
2. 运动方程式.....	( 93 )
3. 单元浮体和整个浮体的辐射流体动力和波浪扰动力.....	( 95 )
4. 其它流体动力.....	( 102 )
5. 整个流体的运动.....	( 123 )
<b>第四章 浮体在不规则波中的运动</b> .....	( 127 )
1. 海浪.....	( 127 )
2. 浮体在不规则波中的运动.....	( 144 )
<b>第五章 操纵性</b> .....	( 166 )
1. 操纵运动方程式.....	( 166 )
2. 作用于船舶的流体动力.....	( 171 )
3. 操纵性能.....	( 182 )
4. 对操舵的响应.....	( 188 )
5. 各种特殊情况下的操纵性.....	( 197 )
<b>第六章 船舶运动的控制</b> .....	( 216 )
1. 控制理论概述.....	( 216 )
2. 各种控制装置的讨论.....	( 240 )

# 第一章 浮体静力学

为了充分发挥船舶及浮动式海洋构造物在海洋上的功能，首先必须使其能安全地漂浮。所以在本章第一节，将分析这类浮体在静水面上保持静平衡所必须满足的条件。在第二节，将进一步讨论静平衡状态的稳定性。很显然，浮体的稳定性是由重心和稳心的相对位置关系决定的。为了抵抗风、浪等作用于浮体的倾斜力矩，保证浮体安全，就必须具有足够的复原力。但是，对复原力，有必要将其分为抵抗倾斜力矩的静复原力和抵抗倾斜力矩所作功的动复原力来讨论，这些内容在第三章将加以阐述。如果知道了浮体的形状和浮态，就能准确地求得其复原力。至于船舶的复原力，即使在其形状尚未详细确定的情况下，也可通过估算说明复原力的概况。最后，再简单说明关于浮动式海洋构造物的稳性问题。

## 1. 浮体的平衡

### 1.1 浮力

如图1.1所示，设浮体浮于静水面，保持静平衡。过浮体重心 $G$ 垂直向下取为 $z$ 轴，将 $z$ 轴与静水面之交点定作 $O$ 点。以 $O$ 为原点，在静水面上取正交的 $x$ 、 $y$ 轴。

设水面上的大气压为常数 $p_0$ ，则水面下 $z$ 处的水压为

$$p = p_0 + \rho g z \quad (1.1)$$

式中， $\rho$ 为流体密度； $g$ 为重力加速度。

因此，作用于浮体表面上某一点 $Q(x, y, z)$ 的压强 $p$ ，随该点所处的位置是在水面上的 $S_1$ 点还是在水面下 $S_2$ 点而变化。

$$p = \begin{cases} p_0, & \text{当} Q \text{点在} S_1 \text{上时;} \\ p_0 + \rho g z, & \text{当} Q \text{点在} S_2 \text{上时} \end{cases} \quad (1.2)$$

设物体表面上的单位外法线向量大小为 $n$ 时，周围压强 $p$ 对浮体的作用力 $F_w$ 和力矩 $M_w$ 可表示为

$$F_w = - \iint_{S_1 + S_2} p n dS \quad (1.3)$$

$$M_w = - \iint_{S_1 + S_2} r \times p \cdot n dS \quad (1.4)$$

其中 $r$ 是由原点 $O$ 到浮体表面上 $Q$ 点的位置向量。当把 $n$ 和 $r$ 表示成

$$n = (l, m, n) \quad (1.5)$$

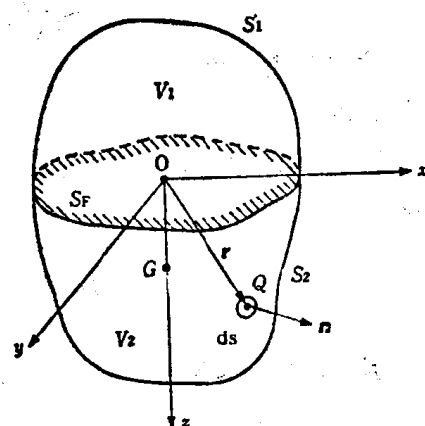


图1.1 坐标系



$$\mathbf{r} = (x, y, z) \quad (1.6)$$

时, 则  $\mathbf{F}_w$  及  $\mathbf{M}_w$  在  $x, y, z$  方向的分量分别为

$$F_{wx} = - \iint_{S_1+S_2} p l dS \quad (1.7)$$

$$F_{wy} = - \iint_{S_1+S_2} p m dS \quad (1.8)$$

$$F_{wz} = - \iint_{S_1+S_2} p n dS \quad (1.9)$$

$$M_{wx} = - \iint_{S_1+S_2} p (yn - zm) dS \quad (1.10)$$

$$M_{wy} = - \iint_{S_1+S_2} p (zl - xn) dS \quad (1.11)$$

$$M_{wz} = - \iint_{S_1+S_2} p (xm - yl) dS \quad (1.12)$$

这些公式中的  $p$  是由式(1.2)表示的, 也可按如下方法考虑: 浮体总表面  $S_1 + S_2$  受相同的压强  $p_0$  作用, 只是在水下表面  $S_2$  上另外计入  $\rho g z$  压强的作用。

设最初作用于总表面上的压强为  $p_0$ , 求浮体承受的力和力矩。例如: 力在  $x$  方向的分量  $F_x^0$  为

$$F_x^0 = - \iint_{S_1+S_2} p_0 l dS \quad (1.13)$$

但是, 如果按照把面积分换算为体积分的高斯定理<sup>[1]</sup>, 就变成

$$F_x^0 = - \iiint_{V_1+V_2} \frac{\partial p_0}{\partial x} dV \quad (1.14)$$

其中,  $V_1$  和  $V_2$  分别是浮体水面上、下两部分的体积。

但是, 由于  $p_0$  是常量, 则式(1.14)右面的值为零。同理, 力在  $y$  和  $z$  方向上的分量也为零。

$$F_x^0 = F_y^0 = F_z^0 = 0 \quad (1.15)$$

下面研究力矩在  $x$  方向的分量。如果使用高斯定理, 则

$$\begin{aligned} M_x^0 &= - \iint_{S_1+S_2} p_0 (yn - zm) dS \\ &= - \iiint_{V_1+V_2} \left\{ \frac{\partial (p_0 y)}{\partial z} - \frac{\partial (p_0 z)}{\partial y} \right\} dV \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.16)$$

同理,  $y$  和  $z$  方向的分量  $M_y^0$  和  $M_z^0$  也为 0, 即

$$M_x^0 = M_y^0 = M_z^0 = 0 \quad (1.17)$$

结论: 当物体表面受相同压强  $p_0$  作用时, 则物体既不受力, 也不受力矩作用。那么只在水面下  $S_2$  部分受  $\rho g z$  的压强作用时又该如何呢?  $x$  方向的分量

$$\begin{aligned} F'_x &= - \iint_{S_2} \rho g z l dS \\ &= - \iint_{S_2 + S_f} \rho g z l dS \\ &= - \rho g \iiint_{V_2} \frac{\partial z}{\partial x} dV \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.18)$$

其中,  $S_f$  为浮体被静水面分开的剖面, 称为水线面。由式(1.18)的第 2 式转到第 3 式时, 对  $S_f$  利用了  $z = 0$ 。同理

$$F'_y = - \iint_{S_2} \rho g z m dS = - \rho g \iiint_{V_2} \frac{\partial z}{\partial y} dV = 0 \quad (1.19)$$

但  $F'_z$  不为零。

$$F'_z = - \rho g \iint_{S_2} z n dS = - \rho g \iiint_{V_2} dV = - \rho g V_2 \quad (1.20)$$

综上所述, 当水面下  $S_2$  处受压强  $\rho g z$  作用时, 作用于浮体的力为

$$\mathbf{F}^1 = (0, 0, -\rho g V_2) \quad (1.21)$$

$\mathbf{F}^1$  的  $z$  向分量, 作用于  $z$  轴的负方向, 即垂直向上, 其大小为  $\rho g V_2$ , 该值  $\rho g V_2$  就是浮体排开液体的重量, 称此力为浮力。式(1.20)作为阿基米德原理已为人所共知。下面试求力矩:

$$\begin{aligned} M_z^1 &= - \rho g \iint_{S_2} Z (y n - z m) dS \\ &= - \rho g \iiint_{V_2} \left\{ \frac{\partial (zy)}{\partial z} - \frac{\partial (z^2)}{\partial y} \right\} dV \\ &= - \rho g \iiint_{V_2} y dV \end{aligned} \quad (1.22)$$

同理,

$$M_x^1 = \rho g \iiint_{V_2} x dV \quad (1.23)$$

$$M_y^1 = 0 \quad (1.24)$$

结论: 由作用于  $S_2$  处的压强  $\rho g z$ , 在浮体上产生的力矩  $\mathbf{M}^1$  为

$$\mathbf{M}^1 = \left( - \rho g \iiint_{V_2} y dV, \rho g \iiint_{V_2} x dV, 0 \right) \quad (1.25)$$

由式(1.15)和式(1.21)可知, 作用于浮体的合力为

$$\mathbf{F}_w = (0, 0, -\rho \cdot g \cdot V_2) \quad (1.26)$$

由式(1.17)和式(1.25)可知, 总力矩为:

$$\mathbf{M}_w = (-\rho g \iiint_{V_2} y dV, \rho g \iiint_{V_2} x dV, 0) \quad (1.27)$$

## 1.2 浮体的静平衡

作用于图1.1所示之浮体的力, 除由前节所求的压强  $p$  产生的力以外, 就只有重力了。因为将  $z$  轴取为垂直向下, 所以重力  $\mathbf{F}_G$  为:

$$\mathbf{F}_G = (0, 0, \rho' g V) \quad (1.28)$$

其中,  $\rho'$  为浮体密度,  $V$  为总体积, 即  $\rho' g V$  是浮体的总重量  $W$ 。很明显, 重力对  $O$  点的力矩为零。

$$\mathbf{M}_G = (0, 0, 0) \quad (1.29)$$

因此, 为使漂浮于水面的浮体处于静平衡, 必须满足下述条件:

$$\mathbf{F}_w + \mathbf{F}_G = 0 \quad (1.30)$$

$$\mathbf{M}_w + \mathbf{M}_G = 0 \quad (1.31)$$

若将式(1.30)和(1.31)写成各坐标的分量, 则必须满足的条件是:

$$W - \rho g V_2 = 0 \quad (1.32)$$

$$\iiint_{V_2} y dV = 0 \quad (1.33)$$

$$\iiint_{V_2} x dV = 0 \quad (1.34)$$

式(1.32)表明浮体的总重量  $W$  必须与作用于浮体的浮力  $\rho g V_2$  相等。另外式(1.33)和(1.34)表明水面下  $V_2$  的体积中心必须在  $z$  轴上。再附带说一句, 要求重心  $G$  和  $V_2$  的体积中心(体积中心称为浮力作用中心, 即浮心)在同一垂线上。

以上给出了漂浮于水面上浮体保持静平衡时所必须满足的条件。然而, 即使满足了这些条件, 也不一定能持续地处于稳定漂浮状态, 在下一节里, 将讨论应该满足怎样的条件, 才能使浮体稳定地漂浮于水面上。

## 2. 平衡的稳定性

### 2.1 面积矩

为讨论浮体的稳定性, 需要知道水线面静面矩和惯性矩, 所以在具体讨论稳性之前, 首先要算出它们的数值。

考虑如图1.2所示的封闭曲线围成的平面  $S$ , 将单位面积  $dS (= dx dy)$  对  $x$  和  $y$  轴的静面矩分别写为  $y dx dy$ ,  $x dx dy$ ; 惯性矩写为  $y^2 dx dy$ ,  $x^2 dx dy$  及惯积写为  $xy dx dy$ , 那么, 面积  $S$  对  $x$  轴及  $y$  轴的静面矩  $S_x$ 、 $S_y$ , 惯性矩  $I_x$ 、 $I_y$ , 惯积  $J_{xy}$ , 即可定义为:

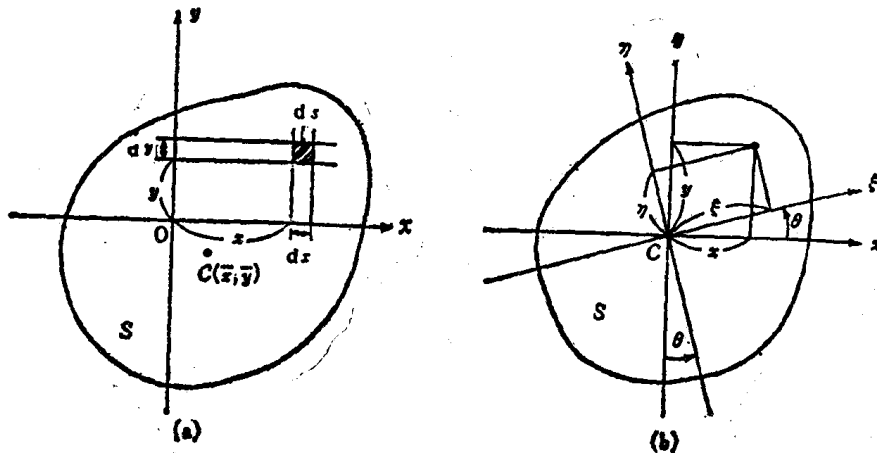


图1.2 形心和坐标变换

$$\left. \begin{aligned}
 S_x &= \iint_S y dx dy & S_y &= \iint_S x dx dy \\
 I_x &= \iint_S y^2 dx dy & I_y &= \iint_S x^2 dx dy \\
 J_{xy} &= \iint_S xy dx dy
 \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

此时, 面积  $S$  的形心  $C(\bar{x}, \bar{y})$  的坐标  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  可按式求得:

$$\bar{x} = \frac{S_y}{S} \quad \bar{y} = \frac{S_x}{S} \quad (2.2)$$

式中,  $S$  是平面  $S$  的总面积,

$$S = \iint_S dx dy \quad (2.3)$$

当平面  $S$  是浮体与静水面之交面, 即是水线面时, 把形心  $C$  称为漂心 (center of flotation), 通常用记号  $F$  表示。

把图1.2(b)的坐标原点取到  $C$  上, 研究两种直角坐标系  $C-xy$ ,  $C-\xi\eta$ , 可以对各坐标系定义同一平面  $S$  的惯性矩。下面就研究它们之间的关系。对于  $C-xy$  坐标系, 惯性矩和惯积已由式(2.1)给出; 而对于  $C-\xi\eta$  坐标系, 同样可定义为:

$$\left. \begin{aligned}
 I_\xi &= \iint_S \eta^2 d\xi d\eta & I_\eta &= \iint_S \xi^2 d\xi d\eta \\
 J_{\xi\eta} &= \iint_S \xi\eta d\xi d\eta
 \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

由于  $x, y$  坐标和  $\xi, \eta$  坐标之间可作如下变换:

$$\left. \begin{aligned}
 \xi &= x \cos \theta + y \sin \theta \\
 \eta &= -x \sin \theta + y \cos \theta
 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

所以把式(2.5)代入式(2.4)可得;

$$\left. \begin{aligned} I_{\xi} &= I_x \cos^2 \theta + I_y \sin^2 \theta - J_{xy} \sin 2\theta \\ I_{\eta} &= I_x \sin^2 \theta + I_y \cos^2 \theta + J_{xy} \sin 2\theta \\ J_{\xi\eta} &= \frac{1}{2} (I_x - I_y) \sin 2\theta + J_{xy} \cos 2\theta \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

即可用  $I_x, I_y, J_{xy}$  表示  $I_{\xi}, I_{\eta}, J_{\xi\eta}$ 。由式(2.6)可知, 惯性矩的和  $I_{\xi} + I_{\eta}$  与坐标轴的方向无关。

$$I_{\xi} + I_{\eta} = I_x + I_y = \text{定值} \quad (2.7)$$

下面研究一下惯性矩  $I_{\xi}, I_{\eta}$  取极值的方向  $\theta$ 。如把  $I_{\xi}, I_{\eta}$  对  $\theta$  进行微分, 则

$$\frac{dI_{\xi}}{d\theta} = -\frac{dI_{\eta}}{d\theta} = -2J_{\xi\eta} \quad (2.8)$$

所以, 当惯积  $J_{\xi\eta}$  为 0 时,  $I_{\xi}$  及  $I_{\eta}$  就有极值存在, 但因

$$\frac{d^2 I_{\xi}}{d\theta^2} = -\frac{d^2 I_{\eta}}{d\theta^2} \quad (2.9)$$

所以, 当  $I_{\xi}$  为极大值时,  $I_{\eta}$  便为极小值; 反之亦成立。  $J_{\xi\eta}$  为 0 时的坐标轴  $\xi, \eta$  称为  $S$  面的主惯性轴。

## 2.2 欧拉定理

将图1.1所示之浮体绕  $y$  轴仅倾斜微小角度  $\phi$ , 初始水线面  $AOB$  移到  $A'O'B'$  (图1.3)。楔形  $OAA'$  在倾斜以前位于水面上, 但倾斜后就变成了淹没在水下的部分, 相反,  $OBB'$  成为露出水面的部分。浮体为了要继续保持静平衡, 就要让倾斜前后浸水部分的体积 (称为排水体积)  $V_2$  保持不变。即  $ACBO$  的体积和  $A'CB'O$  体积必须相等。当水下面积  $S_2$  用  $z = z(x, y)$  给定时, 则

$$ACBO \text{ 的体积} = \iint_{S_F} z(x, y) dx dy \quad (2.10)$$

$$A'CB'O \text{ 的体积} = \iint_{S_F} \{z(x, y) - x\phi\} dx dy \quad (2.11)$$

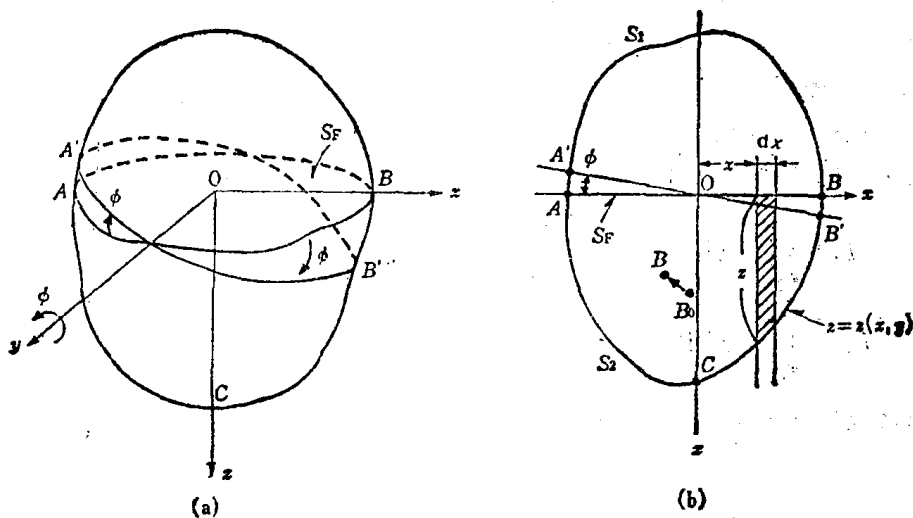


图1.3 浮体的微倾 (绕  $y$  轴)

因为倾斜前后体积 $V_z$ 不变, 所以下式必然成立, 即

$$\iint_{S_F} x dx dy = 0 \quad (2.12)$$

同样, 为保持绕 $x$ 轴微倾前后的排水体积不变, 也必须有

$$\iint_{S_F} y dx dy = 0 \quad (2.13)$$

式(2.12)表示水线面 $S_F$ 的形心即漂心的坐标为0, 由于绕 $y$ 轴倾斜前后的排水体积保持不变, 故漂心 $F$ 必在 $y$ 轴上。同样式(2.13)表明漂心也在倾斜的 $x$ 轴上。以上可概括为: “当浮体绕水线面形心(即漂心)的水平轴作微小旋转时, 倾斜前后的排水体积保持不变。”这结论称为欧拉定理。

### 2.3 倾斜引起的浮心移动

如图1.3(b)所示, 初始水线面为 $AOB$ 的浮体作微小倾斜后, 初始水线面移到 $A'OB'$ 。但是, 由于漂心在倾斜轴 $y$ 上, 且认为倾斜前后排水体积不变。设排水体积为 $V$ , 则倾斜以前的浮心 $B_0(\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0)$ 位置可用下列各式给定:

$$\bar{x}_0 = \frac{1}{V} \iint_{S_F} xz(x, y) dx dy \quad (2.14)$$

$$\bar{y}_0 = \frac{1}{V} \iint_{S_F} yz(x, y) dx dy \quad (2.15)$$

$$\bar{z}_0 = \frac{1}{V} \iint_{S_F} \frac{1}{2} Z^2(x, y) dx dy \quad (2.16)$$

同样, 倾斜后的浮心 $B(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ 的位置则可由下列各式给定:

$$\bar{x} = \frac{1}{V} \iint_{S_F} x \{z(x, y) - x\phi\} dx dy \quad (2.17)$$

$$\bar{y} = \frac{1}{V} \iint_{S_F} y \{z(x, y) - x\phi\} dx dy \quad (2.18)$$

$$\bar{z} = \frac{1}{V} \iint_{S_F} \frac{1}{2} \{z(x, y) + x\phi\} \{z(x, y) - x\phi\} dx dy \quad (2.19)$$

因此, 浮心的移动量 $(\xi, \eta, \zeta)$ 为:

$$\xi = \bar{X} - \bar{X}_0 = -\frac{\phi}{V} \iint_{S_F} x^2 dx dy \quad (2.20)$$

$$\eta = \bar{Y} - \bar{Y}_0 = -\frac{\phi}{V} \iint_{S_F} xy dx dy \quad (2.21)$$

$$\zeta = \bar{Z} - \bar{Z}_0 = -\frac{\phi^2}{2V} \iint_{S_F} x^2 dx dy \quad (2.22)$$

因为式(2.20)~(2.22)右边出现的积分是水线面 $S_F$ 的惯性矩 $I_y$ 和惯积 $I_{xy}$ ，故上述各式可简化为：

$$\xi = -\frac{\phi}{V} I_y \quad (2.23)$$

$$\eta = -\frac{\phi}{V} I_{xy} \quad (2.24)$$

$$\zeta = -\frac{\phi^2}{2V} I_y \quad (2.25)$$

将 $\zeta$ 和 $\xi$ 、 $\eta$ 加以比较可知：当 $\phi$ 很小时， $\zeta$ 是 $\xi$ 或 $\eta$ 的高阶小量。因此可认为：浮心的初始移动方向与水线面是平行的。

另外，由于 $\eta$ 一般不等于0，所以尽管是绕 $y$ 轴倾斜，浮心还是在 $y$ 轴方向上移动。所以，浮体在倾斜力矩作用下，想让它只沿某一轴倾斜——现在是 $y$ 轴，不仅需要绕 $y$ 轴的力矩，而且也需要绕 $x$ 轴的力矩作用。

将浮心的移动曲线投影到与 $y$ 轴垂直的平面——即 $xz$ 平面上时，其形状可从式(2.23)及(2.25)消去 $\phi$ 得到：

$$\zeta = -\frac{V_y}{2I_y} \xi^2 \quad (2.26)$$

可知它是一条抛物线。

对图1.4所示的普通船舶，由于船体形状对称于 $xz$ 平面，所以漂心位于 $x$ 轴上，因此， $x$ 轴也是惯性主轴。由于 $J_{xy} = 0$ ，所以绕 $x$ 轴做微小倾斜（通常将绕 $x$ 轴的倾斜称为横倾）时，浮心在 $x$ 轴方向不产生移动，它只在与通过正浮时的浮心 $B_0$ 的 $yz$ 平面相平行的平面上移动，其移动轨迹为式(2.26)给出的抛物线。

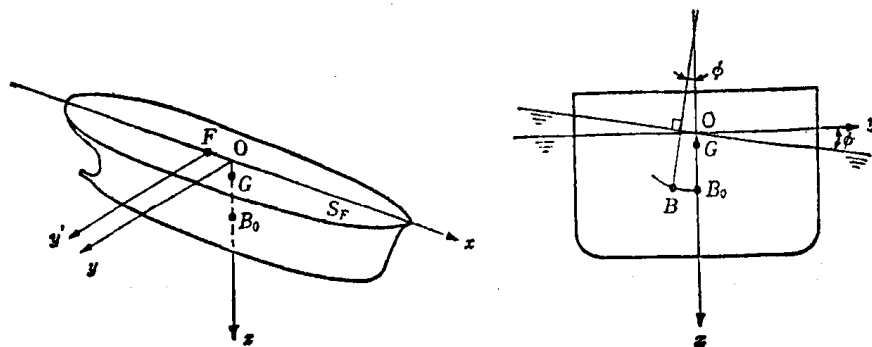


图1.4 船体的微小横倾

## 2.4 微小倾斜的稳定性

让浮体绕通过漂心的某一水平轴作微小倾斜，此时，浮心 $B$ 绘出一条抛物线，同时从正浮时的 $B_0$ 移到 $B_1$ 。作用于浮体的力通过重心 $G$ 和浮心 $B_1$ ，在垂直于倾斜水线 $W_1L_1$ 方向上作用着重量 $W$ 和浮力 $\rho gV$ （ $V$ 为排水体积）。这两个力大小相等，作用方向相反（图1.5）。当 $\phi$ 很小时，图中通过 $B_1$ 的浮力作用线与通过 $B_0$ 的浮力作用线的交点 $M$ 是一固定点，称之为稳心（metacenter）。稳心 $M$ 在几何学上就是浮心曲线在 $\phi = 0$ 时的曲率中心。从正浮时浮心 $B_0$ 到 $M$ 的距离若表示为 $\overline{BM}$ ，那么 $\overline{BM}$ 就是式(2.26)给定的 $\phi = 0$ 时的抛物线的曲率半

径。

$$\overline{BM} = \left. \frac{\left[ 1 + \left( \frac{d\zeta}{d\xi} \right)^2 \right]^{2/3}}{\frac{d^2\zeta}{d\xi^2}} \right|_{\xi=0} = \frac{I}{V} \quad (2.27)$$

其中， $I$  是水线面对通过漂心  $F$  的倾斜轴的惯性矩。由式(2.27)可知，浮心以上的稳心高  $\overline{BM}$  是由浮体的水下形状确定的。

其次，在图1.5的情况下，作用于浮体的重力和浮力将产生让浮体倾角  $\phi$  减少的力矩，在此称之为正复原力矩。由  $G$  向  $B_1M$  引垂线，设垂足为  $z$  时，则该力矩的大小等于浮体重量  $W$ （通常称为排水量）和力臂  $\overline{GZ}$  的乘积。

$$\text{正复原力矩} = W \cdot \overline{GZ} = M \cdot \overline{GM} \sin\phi \quad (2.28)$$

将  $\overline{GZ}$  称之为复原力臂。

另外， $G$  点在  $M$  点以上时，因为重力和浮力构成的力矩是作用于使浮体朝倾斜愈加加剧的方向的，所以称为负复原力矩。负复原力矩也同样用式(2.28)表示，即

$$\text{负复原力矩} = W \cdot \overline{GZ} = W \cdot \overline{GM} \sin\phi \quad (2.29)$$

式(2.28)和(2.29)表示的复原力矩方向不同，这个方向的差异，用  $\overline{GM}$  的正负来判别。重心  $G$  在稳心  $M$  下方时， $\overline{GM}$  为正， $G$  在  $M$  上方时， $\overline{GM}$  为负。

浮体在水面保持静平衡时，如果  $\overline{GM}$  为正，即使有干扰引起微小倾斜，但最终还会回复到原来的平衡状态，在这种情况下，把最初的状态称为稳定平衡。反之，当  $\overline{GM}$  为负时，平衡状态即便受到很小的干扰，由于力矩的作用是使倾斜朝愈加加剧的方向，这时，最初的平衡状态被称为不稳定平衡。

虽然在小倾角时复原力臂  $\overline{GZ}$  可以用  $\overline{GM} \sin\phi$  表示，但是若倾角变大， $\overline{GM} \sin\phi$  的近似程度就恶化，作为倾角  $\phi$  函数的  $\overline{GZ}(\phi)$ ，必须按每个倾角加以确定，关于这一点，将后面阐述。

## 2.5 船舶的横向稳定性和纵向稳定性

在前几节中讨论的是一般浮体，而本节特以船舶为例补充说明其稳定性。在2.3节中曾说明，绕图1.4的  $x$  轴的倾斜叫做横倾，绕与通过漂心  $F$  的  $y$  轴平行的轴 ( $y'$ ) 的倾斜称为纵倾。习惯上称这些倾斜的稳定性为横向稳定性和纵向稳定性。横向稳定性和纵向稳定性两者之间并无本质差异，然而对一般船舶，横向稳定性方面的问题比纵向稳定性要多。纵向稳定性也用浮心上的稳心高表示，对于纵稳心特别附以下标  $l$  区别之（只用  $\overline{BM}$  表示时，通常多是指横稳心高）即

$$\overline{BM}_l = \frac{I'_y}{V} \quad (2.30)$$

其中， $I'_y$  是绕通过漂心  $F$  的  $y'$  轴的水线面惯性矩。

象船舶这样的水平方向细长的浮体，其  $\overline{BM}_l$  和  $\overline{BM}$  相比，相差很大，假设船是长为  $L$ 、宽为  $B$ 、吃水为  $d$  的长方体（图1.6），因为

$$\overline{BM} = \frac{B^2}{12d} \quad (2.31)$$

$$\overline{BM}_l = \frac{L^2}{12d} \quad (2.32)$$



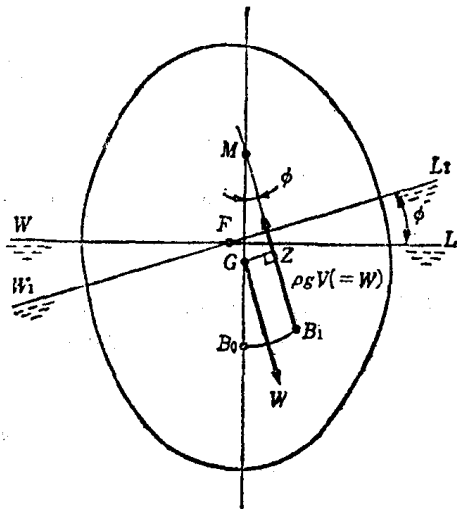


图1.5 稳心

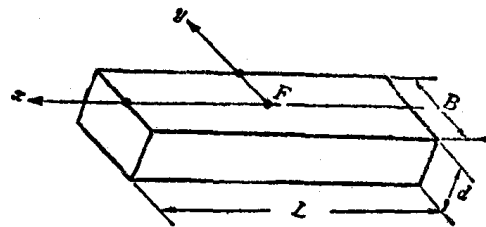


图1.6 箱形船

所以 $\overline{BM}_1$ 和 $\overline{BM}$ 之比为

$$\overline{BM}_1 / \overline{BM} = \left( \frac{L}{B} \right)^2 \quad (2.33)$$

一般船舶的 $L/B$ 为5~7左右,所以 $\overline{BM}_1$ 比 $\overline{BM}$ 要大数十倍。因此就一般漂浮状态而言,横向稳定性的问题总是比纵向稳定性多。

### 2.5.1 浮心以上稳心高度的近似估算方法

当船舶形状详细确定后,同时又给定了吃水, $\overline{BM}$ 和 $\overline{BM}_1$ 可按式(2.27)和(2.30)准确求得。但是,在船舶的初始设计阶段,需要根据船形的粗略资料估算 $\overline{BM}$ 和 $\overline{BM}_1$ 值,为此就产生了各种估算方法。在此介绍用表示船舶肥瘦程度的方形系数 $C_B$  (block coefficient) 和水线面系数 $C_w$  (waterline coefficient) 来近似估算的公式〔2〕。

$$\overline{BM} = \frac{I_x}{V} = \frac{nLB^3}{C_B LBd} = \frac{n}{C_B} \cdot \frac{B^2}{d} \quad (2.34)$$

$$\overline{BM}_1 = \frac{I'_y}{V} = \frac{mL^3B}{C_B LBd} = \frac{m}{C_B} \cdot \frac{L^2}{d} \quad (2.35)$$

式中系数 $n$ 和 $m$ 是 $C_w$ 的函数,表示在图1.7中。

另外,也常采用诺鲁曼多公式〔3〕。

$$\overline{BM}_1 = 0.0224 \frac{A_w^2 L_w}{BV} \quad (\text{m}) \quad (2.36)$$

其中, $L_w$ 、 $B$ 分别为满载水线长度和船宽, $A_w$ 是对应于 $L_w$ 的水线面面积。

### 2.5.2 自由液面的影响

装在船内的液体载荷,在船舶倾斜的同时其表面也将倾斜。将表面可以自由变形的液体称为自由液体。如图1.8所示,由于自由液体随船一起倾斜改变着整体形状,所以自由液体的重心也将随船倾斜而移动。

如图所示,设正浮时自由液体的重心在 $B$ 点(假设自由液体密度是均匀的,重心就是体积中心),倾斜后移到 $g'$ 点,由于自由液体重心移动对船舶产生了新的倾斜力矩,结果,使