

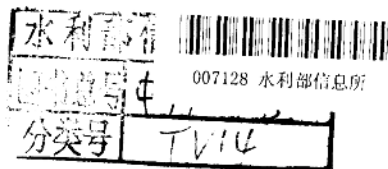
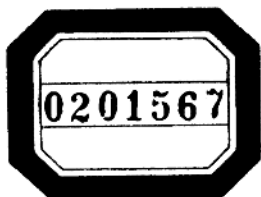
HELIU QIAODU SHEJI

张红武 马继业 张俊华 常国俊 刘有录 著

河流 桥渡 设计

中 国
建材工业出版社





河流桥渡设计

张红武 马继业 刘有录 著
张俊华 常国俊

中国建材工业出版社

EW72/3/11

内 容 提 要

本书对河流桥渡设计学基本原理作了较全面的论述,其中包括河流的水力学特性、河流泥沙运动的基本规律、河流的演变、桥渡壅水及导治建筑物、桥涵孔径设计、桥渡附近的河床变形及冲刷计算、桥渡物理模型试验、桥渡设计实例等,内容新颖,概念清晰,论述简明扼要。可供广大道路、桥梁、河工与水利建筑专业的设计、规划、科研人员以及高等院校师生参考。

河流桥渡设计

张红武 马继业 刘有录 著
张俊华 常国俊
责任编辑 刘捷 青杉 房萌

☆

中国建材工业出版社出版
(北京百万庄国家建材局院内)
黄委会印刷厂印刷

☆

开本: 787×1092 毫米 1/32 印张: 9 字数: 200 千字
1993 年 7 月第 1 版 1993 年 7 月第 1 次印刷
印数: 1—2000 册 定价: 7.50 元
ISBN 7-80090-294-3/TB·31

前 言

桥渡是跨越河流的建筑物。河流桥渡设计学，是时代需要的产物。随着经济建设的发展，对交通运输的要求愈来愈高，而交通线路跨河的主要方法是建桥。桥渡的密度可以反映某地区文明和发达程度。

在千变万化的河流上，兴建桥梁、河滩路堤以及有关导治建筑物，必然使河道中水流状况发生很大变化，导致桥前壅水，并促使河床也作相应调整，不仅影响桥渡所在河段的演变趋势，而且还可能威胁到桥渡建筑物本身的安全与稳定。这种水流、河床与桥渡之间相互作用、相互制约的关系，即是河流桥渡设计学主要研究的内容。

桥渡设计首先需要在认真研究河流特性的基础上，确定桥位和设置桥孔，然后再开展壅水及冲刷计算，必要时还要考虑导治建筑物的布局。本书力求全面介绍桥渡设计过程中所需要的知识，其中包括河流的水力学特性、河流泥沙运动的基本规律、河流的演变、桥渡壅水及导治建筑物、桥涵孔径设计、桥渡附近的河床变形及冲刷计算、桥渡物理模型试验、桥渡设计实例等八章内容。

在科技学术交流领域内广泛参考非正式出版的科技报告，为方便计，本书参考文献中也引用了一些科技报告、学位论文或在内部刊物发表的论文。

本书蒙请李保如教授审阅，中国建材工业出版社为本书

的出版给予了大力支持，谨致谢意。河流桥渡设计学主要涉及河流学及桥渡学两学科，属于基础科学与工程之间的边缘学科，实用性强、涉及面广，而且又随工程实践和科学实验发展不断丰富完善，因此本书在材料取舍、内容阐述等方面，疏漏不当之处一定不少，请读者批评指正。

作者

1993年5月于郑州

• 1 •

目 次

前言

第一章 河流的水力学特性.....	(1)
第一节 二维均匀紊流及其半经验理论.....	(1)
第二节 时均流速分布.....	(5)
第三节 紊动强度的分布	(11)
第四节 水流的能耗图形	(14)
第五节 河湾的水流结构	(22)
第六节 明渠水流的流动状态	(37)
第二章 河流泥沙运动的基本规律	(45)
第一节 泥沙特性	(45)
第二节 推移质运动	(57)
第三节 悬移质运动	(67)
第三章 河流的演变	(94)
第一节 河流形成和演变的概念	(94)
第二节 河床演变的基本原理	(97)
第三节 河型及河相关系.....	(100)
第四节 山区河流的河床演变.....	(117)
第五节 平原河流的河床演变.....	(121)
第六节 桥渡附近的河床演变.....	(131)
第四章 桥渡壅水及导治建筑物.....	(136)
第一节 壅水计算.....	(136)
第二节 丁坝的布设.....	(148)
第三节 导流堤.....	(154)

第五章 桥涵孔径设计	(165)
第一节 桥孔布置原则.....	(165)
第二节 设计洪水.....	(166)
第三节 桥孔径计算.....	(171)
第四节 桥孔计算的其它方法.....	(179)
第五节 涵管孔径计算.....	(181)
第六章 桥渡附近的河床变形及冲刷计算	(184)
第一节 桥渡与河床演变.....	(184)
第二节 桥渡附近的河床冲刷现象.....	(186)
第三节 桥渡一般冲刷计算.....	(189)
第四节 桥墩周围的局部冲刷.....	(197)
第五节 其它类型的冲刷计算及桥墩的防护.....	(204)
第六节 水库下游桥址冲刷计算.....	(209)
第七节 用随机过程计算冲刷坑大小的探讨.....	(212)
第八节 墩台基础埋置深度.....	(218)
第七章 桥渡物理模型试验	(221)
第一节 相似概论.....	(221)
第二节 水流运动的相似性.....	(225)
第三节 桥渡动床模型泥沙运动的相似性.....	(234)
第八章 桥渡设计实例	(256)
第一节 基本资料及模型状况.....	(256)
第二节 河床演变分析.....	(262)
第三节 壅水高度.....	(270)
第四节 桥墩冲深.....	(272)
第五节 桥位比选及导治建筑物的布局.....	(274)
第六节 设计结论.....	(278)

第一章 河流的水力学特性

第一节 二维均匀紊流及其半经验理论

在水力学中,将液流运动区划为紊流与层流两种形态。在紊流中,又视边壁相对粗糙度的大小分为光滑区、粗糙区(或阻力平方区)以及介于三者之间的两个过渡区。实际上,河渠水流一般都是紊流,且多属阻力平方区紊流。其最基本的特征是流场中任一点的运动要素(如流速、压强等)的脉动。例如任一瞬时流速 u , 总可分解为三个分速 u_x, u_y, u_z , 即:

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x$$

$$u_y = \bar{u}_y + u'_y$$

$$u_z = \bar{u}_z + u'_z$$

式中, u_x, u_y, u_z 分别为相对空间坐标 x, y, z 的瞬时流速 u 的三个分量; $\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z$ 为时均^①流速 $\bar{u}$ 相应的三个分量; u'_x, u'_y, u'_z 为脉动流速 u' 相应的三个分量。

由于紊流问题十分复杂,直接求各质点的瞬时运动情况尚不现实,故而,1985年 Reynold 将紊流分成时均流和脉动流两部分,得出紊流时均流动的运动方程,若采用柱坐标,对于恒定流,其表达式为:

① 为简便计,本书除特殊情况外,时均符号一般省去不写。

$$\begin{aligned}
& v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} \\
&= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{A}{\rho r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2A}{\rho r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{A v_r}{\rho r^2} \right] \quad (1-1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r v_\theta}{r} \\
&= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) + \frac{A}{\rho r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{2A}{\rho r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{A}{\rho} \frac{v_\theta}{r^2} \right] \quad (1-2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\
&= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{A}{\rho r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] \quad (1-3)
\end{aligned}$$

此外,连续方程式相应表示为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1-4)$$

以上诸式中, r, θ 和 z 为流场中某点的柱坐标; v_r, v_θ 和 v_z 为相应的流速分量,即法向、切向及垂向分速(习惯上又称法向、切向分别为横向、纵向); p 为压力; ρ 为密度; A 为紊动力粘滞系数(或称紊动力交换系数); ν_r 为紊动运动粘滞系数(又称之为紊动运动交换系数)。其中:

$$A = \rho \nu_r \quad (1-5)$$

显然,以上是假定了沿各个方向的紊动动力系数不变。

由于紊流问题的复杂性,研究时不得不做一些学术上的假定,将水流简化为二维流动。例如,冲积河流的宽深比 B/H 往往很大,其过水断面中间部分的水流特征,与二维区域的水流运动特征相差甚小。藉助于 H. Bazin 的试验资料^[1],可得出二维流区存在的条件为:

$$B/H \geq 5 \quad (1-6)$$

则中间二维流区宽度:

$$B_0 = B - 5H \quad (1-7)$$

根据一些学者的试验研究, $B/H=5$ 基本上可作为二维流区存在的限制条件。不过,这只意味着此时过水断面中心线附近的水流的流动近似符合二维条件,只有当宽深比从 5 增加时,二维流区才随之增加,但无论 B/H 值多大,由于边壁影响而产生的非二维流区总是存在的。文献[2]探讨了边壁对 B_0 的影响,得出如下表达式:

$$B_0 = 4.7H \left(\frac{n_w}{n_b} \right)^2 \quad (1-8)$$

式中, n_b 、 n_w 分别为河底及边壁糙率。

不难看出边壁影响范围将随着比值 n_w/n_b 的减小而减小,随着 n_w/n_b 的增大而增大。由上式可以确定出边壁影响明显的区域在整个过水宽度内所占的比例。

二维均匀流切应力沿垂线呈线性分布,表达式为:

$$\tau = \tau_0(1 - z/h) \quad (1-9)$$

式中, h 为水深; τ_0 为床面切应力,可由下式计算:

$$\tau_0 = \gamma J h \quad (1-10)$$

式中, γ 为水流比重; J 为河床比降。

近代流体力学假定：

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \quad (1-11)$$

式中, τ_1 是由水流粘滞性产生的切应力, 称为粘滞切应力, 其值为:

$$\tau_1 = \mu \frac{du_z}{dz} \quad (1-12)$$

式中, μ 表示水流动力粘滞系数。

式(1-11)中, τ_2 是由水流紊动产生的, 称为紊动切应力, 其值为:

$$\tau_2 = -\rho \overline{u'v'} \quad (1-13)$$

上式负号表示 u' 与 v' 的符号总是相反的。

实际 Reynolds 的时均紊流方程式还未封闭, 尤其是为了确定紊动切应力, 许多学者进行了大量的研究, 提出了一些半经验理论, 其中最为著名的有 Boussinesq 假定、Taylor 涡量传递理论、Karman 相似理论、Prandtl 混合掺长理论及 $k-\epsilon$ 模型等^[3], 其中以 Boussinesq 假定的形式最为简单, 他假定紊流应力与粘性应力类似, 因而比拟水流中:

$$\tau_2 = \rho \nu \frac{du}{dz} \quad (1-13')$$

紊流中的剪应力可写成:

$$\tau_2 = \rho \epsilon \frac{du}{dz} \quad (1-13'')$$

式中, ν 为运动粘滞系数; ϵ 为紊动动量交换系数。

与 Boussinesq 假定略有不同, Prandtl 则把紊流运动与分子扩散运动相类比, 认为紊流是由许多流体质点相结合成的流体团运动。流体团在一定距离内(该距离即为混合长)本身保持整体不变, 即在输运过程中, 它所具有的量不变(如质

量、动量等);流体团到达新的位置后才与当地流体团具有的量相混合。若假设 a 层某液体微团可以自由运移到 b 层,且移动过程中不会碰撞,运输距离为 l_1 ,则 x、z 方向的脉动流速 u'_x, u'_z , 绝对值的时均值,分别可表示为:

$$|\overline{u'_x}| = \overline{l_1} \frac{d\overline{u_z}}{dz} \quad (1-14)$$

$$|\overline{u'_z}| = k_1 \overline{l_1} \frac{d\overline{u_z}}{dz} \quad (1-15)$$

$$|\overline{u'_x \cdot u'_z}| = k_2 |\overline{u'_x}| |\overline{u'_z}| \quad (1-16)$$

将式(1-14)及(1-15)代入上式,紊动切应力的表达式即能由式(1-13)改写成如下形式:

$$\tau_z = k_1 k_2 \rho \overline{l_1^2} \left(\frac{d\overline{u_z}}{dz} \right)^2 \quad (1-17)$$

式中, k_1, k_2 为比例系数,令 $l^2 = k_1 k_2 \overline{l_1^2}$, 则式中掺长:

$$\tau_z = \rho l^2 \left(\frac{d\overline{u_z}}{dz} \right)^2 \quad (1-18)$$

上式即为 Prandtl 掺长模式表示的紊动切应力公式。

由于分子运动与紊流脉动存在着本质上的差别,故而 Prandtl 的掺长理论在物理上隐含着严重的缺陷。但从工程实用观点看,现有模式中唯有 Prandtl 的掺长理论得到了广泛应用。这主要由于该理论提出得较早,积累了丰富的经验,因此一些有实用价值的研究成果多以 Prandtl 掺长理论为基础。

第二节 时均流速分布

流速分布与水流切应力密切相关。紊动流速很小的固体

边壁附近,由脉动流速产生的附加切应力也很小,而流速梯度却很大。故此处粘滞切应力起主导作用,该流层流态属层流,称之为粘性底层。其厚度可用下式表示:

$$\delta_0 = \frac{N\nu}{u_*} \quad (1-19)$$

式中, N 为无量纲常数; u_* 为摩阻流速,与边壁切应力 τ_0 、水力半径 R 及水力坡度 J 的关系式为:

$$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho} = \sqrt{gRJ} \quad (1-20)$$

此外,式(1-19)中 ν 为运动粘滞性系数,对于水, ν 与水温 T (以 $^{\circ}\text{C}$ 计)存在如下经验关系:

$$\nu = \frac{0.01775}{1 + 0.0337T + 0.000221T^2}$$

在远离边壁的流区,流体中微团相互混掺、碰撞,动量发生传递,结果使得流速分布趋于均匀化。

由于紊流理论尚不能直接用来解决实际问题,因此现有的公式都是半经验或经验性的。其中应用最为广泛的是基于 Prandtl 掺长模式的对数型流速分布公式。

由于式(1-18)中 l 仍系未知量,故 Prandtl 进一步假定:

$$l = \kappa z \quad (1-21)$$

式中, κ 为卡门常数,清水试验资料得其值为 0.4。又同时假定边壁附近的粘滞切应力 τ_1 可被忽略,即

$$\tau_0 = \tau_2 \quad (1-22)$$

于是,将式(1-18)代入上式,并引入式(1-21),即能解出:

$$\frac{u_m - u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{h}{z} \quad (1-23)$$

上式即为著名的 Prandtl 时均流速亏值公式,式中 u_m 为水面流速。

由图 1—1 所示的 J. Nikuradze 的实验资料^[4], 不难看出, Prandtl 关于掺长的假设式 (1—21) 仅在近壁区与实测点据

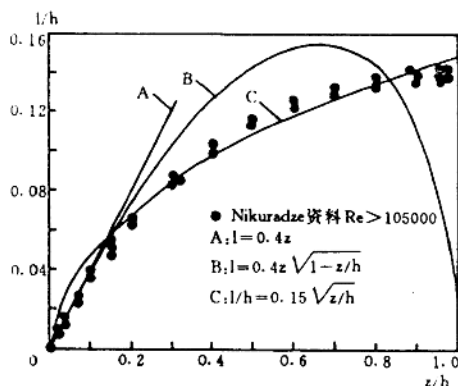


图 1—1 掺长公式与实测资料的比较

符合,而 $\tau_0 = \tau_z$ 的假设在紧靠边壁的流程区又不能成立,因此对数型流速分布公式 (1—23) 的理论推演尚欠严密。其次床面粗糙时由该式计算出的近底流速将会出现负值的错误。此外由式 (1—23) 求得的流速梯度 (一阶导数) 不等于零,从而导出在水面处的流速不是极值的矛盾。

事实上, Prandtl 掺长模型的合理性,在很大程度上取决于对掺长 l 的物理含义的理解。我们认为,掺长主要表征涡体垂向运移过程中能够保持原有流动特征的距离,其大小取决

于所处流场的运动特性^[2]。引入“涡团模式”^[15]，并用能量观点，可以得出如下形式的掺长公式：

$$\frac{l}{h} = c_n \sqrt{z/h} \quad (1-24)$$

其中
$$c_n = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{8k_2 g}{k_1 h}} \quad (1-24')$$

式中， ω 为涡团角速度； k_1 为转动惯量系数； k_2 为比例系数； c_n 可称为涡团参数。由 J. Nikuradze 的实验资料，当取 $c_n = 0.5$ 时，式(1-24)与实测点据吻合较好(见图 1-1)。同时由图 1-1 不难看出，公式 $l = kz$ 及 $l = kz \sqrt{1 - z/h}$ 在广大流区中与实际偏差较大。

将式(1-9)及式(1-24)(取 $c_n = 0.15$)代入式(1-18)，同样忽略 τ_1 影响后，即可求得适用于粘性底层以外流区的二度恒定均匀流的时均流速分布公式：

$$\frac{u_m - u_z}{u_*} = 10.47 - 6.667 \left[\sqrt{\left(1 - \frac{z}{h}\right) \frac{z}{h}} + \arcsin \sqrt{\frac{z}{h}} \right] \quad (1-25)$$

由图 1-2 验证结果表明，式(1-25)与 Nikuradze 的实验点据构成的速度亏损曲线^[4]，几乎完全重合。这说明该式的结构是较为合理的。另外，利用 Donch(1926 年)和 Lanfer(1950 年)的实验资料进行验证的结果也令人满意。

为了进一步将式(1-25)表示为其它形式，并求出水面及河底流速的计算公式，兹引入谢才公式，即：

$$V = C \sqrt{RJ} \quad (1-26)$$

式中， C 为谢才系数，工程界一般采用 Manning 公式计算，

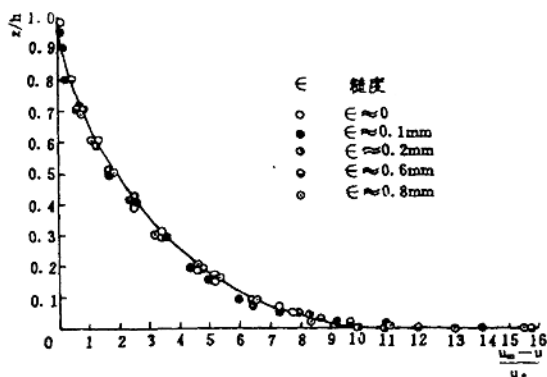


图 1-2 纵向流速公式(1-25)与尼古拉兹实验资料对照

即:

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6} \quad (1-27)$$

式中, n 为糙率系数。

由式(1-26)及(1-20), 不难求出 V 与 u_* 的关系式为:

$$u_* = \frac{\sqrt{g}}{C} V \quad (1-28)$$

将上式代入式(1-25)并沿水深积分, 可求出垂线平均流速 V_{cp} , 进而求出水面最大流速 u_m 及河底流速 u_d 分别为:

$$\begin{cases} u_m = V_{cp} \left(1 + 2.62 \frac{\sqrt{g}}{C} \right) \\ u_d = V_{cp} \left(1 - 7.85 \frac{\sqrt{g}}{C} \right) \end{cases} \quad (1-29)$$

从而进一步将流速分布公式表示为:

$$u_x = V_{cp} \left\{ -7.85 \frac{\sqrt{g}}{C} + 6.67 \frac{\sqrt{g}}{C} \left[\sqrt{\left(1 - \frac{z}{h}\right) \frac{z}{h}} + \arcsin \sqrt{\frac{z}{h}} \right] \right\} \quad (1-30)$$

此外, Prandtl 曾建议紊流流速分布用下式表示:

$$\frac{u_x}{u_m} = \left(\frac{z}{h} \right)^{m_0} \quad (1-31)$$

式中, 指数 m_0 与雷诺数 Re 有关, 当 $Re < 10^5$ 时, $m_0 = \frac{1}{7}$, 即:

$$\frac{u_x}{u_m} = \left(\frac{z}{h} \right)^{1/7} \quad (1-31')$$

上式称为流速分布的七分之一次方定律。沿垂线积分, 将上式改写为如下形式:

$$u = \frac{8}{7} V_{cp} (z/h)^{1/7} \quad (1-31'')$$

指数公式仍和对数公式一样, 水面处的流速梯度不等于零。不过我们采用大量天然测验资料分析后认为, 相对于对数公式, 式(1-31')与天然资料较为接近, 而且该式形式简单, 近壁流区也能近似适用, 具有较大的实用价值。

实际上, 式(1-24)及式(1-23)中的涡团渗数 c_n 及卡门常数 κ 并非常数, 我们采用大量天然河流及一些浑水试验资料进一步分析, 可得出如下形式的 c_n 及 κ 与含沙量 S_v (以体积百分数计) 的关系式:

$$c_n = 0.15 [1 - 4.2 \sqrt{S_v} (0.365 - S_v)] \quad (1-32)$$

$$\kappa = 0.4 - 1.68 \sqrt{S_v} (0.365 - S_v) \quad (1-33)$$

与此相应, 式(1-30)可表示为如下一般形式: