

高等學校試用教材

港口工程學

下冊

華東水利學院港工教研組 主編



人民交通出版社

高等學校試用教材

港口工程學

下冊

(水道及港口水工建築專業用)

華東水利學院港工教研組 主編

人民交通出版社

本書編写系以水道及港口水工建筑专业五年制“港口工程学”教学大纲（草案）为准。内容主要取材于华东水利学院“港口工程学”讲义、天津大学“港及港工建筑物”讲义及大连工学院所编“港及港工建筑物”各书。本书包括外堤、船台滑道及船坞二篇。

本书作为高等学院水道及港口水工建筑专业试用教材，亦可供交通部门有关专业人员工作或学习的参考。

希望使用本书的单位或个人多多提出改进意见，逕寄南京华东水利学院，以便再版时修改。

(用业管章類工水口港及海)

編者：金長鏡 工業部學林出版社

外 國 經 濟 文 學

目 录

第四篇 外堤及护岸

第一章 概 论	3
§ 1—1 外堤的作用及类型	3
§ 1—2 作用外力	4
§ 1—3 波浪对直墙式建筑物的作用	5
§ 1—4 波浪对斜坡式建筑物的作用	20
§ 1—5 波浪对孤立建筑物的作用	26
第二章 斜坡式外堤	30
§ 2—1 斜坡式外堤的结构型式	30
§ 2—2 斜坡式外堤的断面设计	36
§ 2—3 潜堤	50
第三章 直立式外堤和混合式外堤	52
§ 3—1 直立式外堤的结构型式	52
§ 3—2 直立式外堤的断面设计	59
§ 3—3 混合式外堤	67
§ 3—4 外堤的纵断面及堤头堤根	70
§ 3—5 直立式外堤的修复和加固	73
第四章 新型结构的外堤	77
§ 4—1 概述	77
§ 4—2 透空式外堤	78
§ 4—3 浮式外堤	81
§ 4—4 气压式外堤	87
第五章 护 岸	89
§ 5—1 概述	89
§ 5—2 直接护岸方法及相应的建筑物	90
§ 5—3 间接护岸方法及相应的建筑物	95

第五篇 船台、滑道及船坞

第一章 概 论	102
§ 1—1 概述	102

§ 1—2	船舶的建造和修理	102
§ 1—3	船舶下水及上墩的方法和設備	104
§ 1—4	船厂水工建筑物的布置	109
第二章	造船台	113
§ 2—1	造船台的构造	113
§ 2—2	縱向造船台的主要尺度	117
§ 2—3	造船台的結構型式	119
§ 2—4	縱向造船台上的荷重	122
§ 2—5	造船台基础結構的計算	124
第三章	船台及滑道	128
§ 3—1	概述	128
§ 3—2	木滑道	137
§ 3—3	縱向机械化滑道	141
§ 3—4	橫向机械化滑道	146
§ 3—5	船台和滑道的主要尺度	154
§ 3—6	滑道基础的結構型式	156
§ 3—7	作用在軌道上的荷載	162
§ 3—8	船台及滑道基础結構的計算	167
第四章	船 塢	174
§ 4—1	概述	174
§ 4—2	干船塢的布置与組成	174
§ 4—3	干船塢主要尺度的決定	176
§ 4—4	干船塢的灌水及排水系統	178
§ 4—5	干船塢的附屬設備	184
§ 4—6	塢室的結構型式与构造	188
§ 4—7	塢室的結構計算	194
§ 4—8	塢門、塢首的构造与計算	200
§ 4—9	灌水船塢	206
§ 4—10	浮船塢	208

試讀結束，需要全本請在**www.ertongbook.com**購買

第四篇 外堤及护岸

第一章 概 論

§ 1-1 外堤的作用及类型

外堤及护岸是港口的防护建筑物。外堤的主要作用是围护水域，防御港外波浪、泥沙及冰凌的侵入，保证港内具有平稳的水面或水深，以满足船舶出入航行、停泊和进行装卸作业的要求。有时，外堤内侧也可兼作码头或安设锚系设备，以供船只停泊。此外，在军港或有军事价值的港口，堤上往往由于军事要求而进行适当的布置。但就大多数的情况而论，一般外堤的作用是以防御波浪为主。

护岸的作用主要是保护港内外的岸坡，使在波浪、水流的作用下能保持稳定，防止岸坡遭受侵蚀。岸坡的大量坍塌，常会危及陆上建筑物的安全，造成巨大损失。

从上述外堤及护岸的作用，说明它们是港口进行正常工作的卫护者，在港口工程中占有重要的地位。它们的重要性表现在两方面，其一是它们的建造费用十分昂贵，特别是外堤的建造，有时可能达到港口工程总投资的一半左右。因此合理地布置外堤的轴线，合理地设计外堤断面，最大限度地降低其造价，具有很大的经济意义。其二是防护建筑物破坏后，其后果甚为严重。世界上不乏因外堤破坏而使港内受到巨大损失的事例。如意大利热那亚港于1955年受到猛烈风暴的袭击，数段外堤被打垮，形成巨大缺口，波浪进入港内致使系靠在码头及系泊于锚泊地的船舶沉没或受到严重的损毁。由此可见合理地设计外堤断面，保证外堤在任何情况下的安全是港口工程中的首要问题。

此外，外堤在技术上也是一项比较复杂的工程。首先是由于外堤单位面积上所承受的波浪压力很大，且是脉动压力，而我们对于波压力的研究还较缺乏，特别是关于强制波方面。其次，一般较常见的淤泥地基或细沙海岸的地质条件较差，因而给地基处理带来了一些问题。最后，外堤的施工条件也较差，在开敞的海边施工时，对突然来袭的风浪必须给以充分的估计，不然将使正在进行的工程遭受到巨大损失。

为保护岸坡免受波浪破坏，并保证沿海农田不受海水侵入，我国劳动人民在很久以来已积累下丰富的经验，著名的钱塘江海塘工程就是我国劳动人民在向潮波作斗争中的智慧结晶。解放以来在党的领导下，为保障沿海人民生活，进行了巨大的沿海护岸工程的修建和加固。在沿海港口的修复及扩建工程中，也进行了很多外堤的修复和新建工作，取得了巨大的成绩。

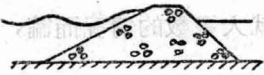
外堤按其平面的位置，可分为两端均不与岸相连的防波堤或称岛堤，及一端突入海中一端接岸的突堤，这在前面已曾述及。由于突堤一端与岸连接，便于交通联系，故其内侧常可兼做码头用，这时堤顶需有足够宽度以供设置仓库、交通线路和装卸设备等等。这种断面较宽的突堤即为宽突堤。不兼作码头用的突堤，其宽度主要决定于建筑物的稳定条件，其堤顶

宽度一般在10~15米以内，这种突堤为窄突堤。

突堤与陆地相接的一端称为堤根，伸入深水而构成口门的另一端称为堤头。而防波堤（岛堤）的两端都是堤头。两端之间的中间段称为堤身。堤身是外堤中最长的主要部分，决定外堤的造价。堤头的长度短，但由于离岸最远，位于最深地点，受到三面的最大波浪，而堤头的破坏必将引起堤身段的继续破坏。此外，堤头上一般还设有灯塔或灯标，故对于堤头要求具有更高的强度和稳定性。堤根是突堤和陆地联系的一段，堤根长度一般可认为从岸边最低水位线开始到相当于堤根顶标高的陆地处，此段长度视当地地形而定。

外堤按其断面形状及主要结构特征，可分为下列六类：

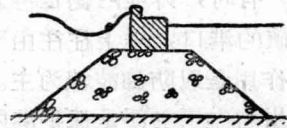
1. 斜坡式：其断面为斜坡形，边坡一般为1:1~1:6或更坦（图四1-1）。
2. 直立式：临海及临港二面均为直立墙（图四1-2）。
3. 混合式：上部为直立式，下部为斜坡式（图四1-3）。



图四1-1 斜坡式外堤

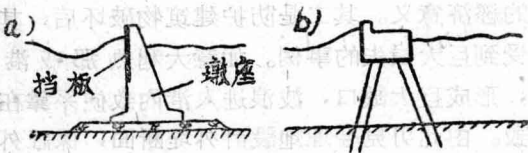


图四1-2 直立式外堤

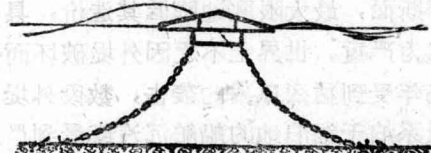


图四1-3 混合式外堤

4. 透空式：在水的上面一层用挡波结构（屏板或箱函）来阻止波浪入港，而挡波结构则支承在桩上或墩柱上（图四1-4）。
5. 浮式：由一系列或几列系在锚鍊上的浮体构成用以削弱上层水中的波浪（图四1-5）。



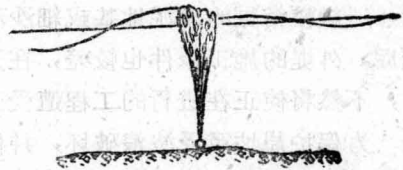
图四1-4 透空式外堤



图四1-5 浮式外堤

6. 气压式：将压缩空气自水底的管中之小孔放出，用空气泡幕来削弱进入港内的波浪（图四1-6）。

上述六种型式，前三种是目前海港中得到广泛应用的型式；后三种是新的结构型式，目前在世界上虽应用不多，经验不够，但很适用于在湖泊水库中波浪较小、水深又大的地方。随着我国大量水库的兴建，无疑地这类结构型式将有一定的发展前途。

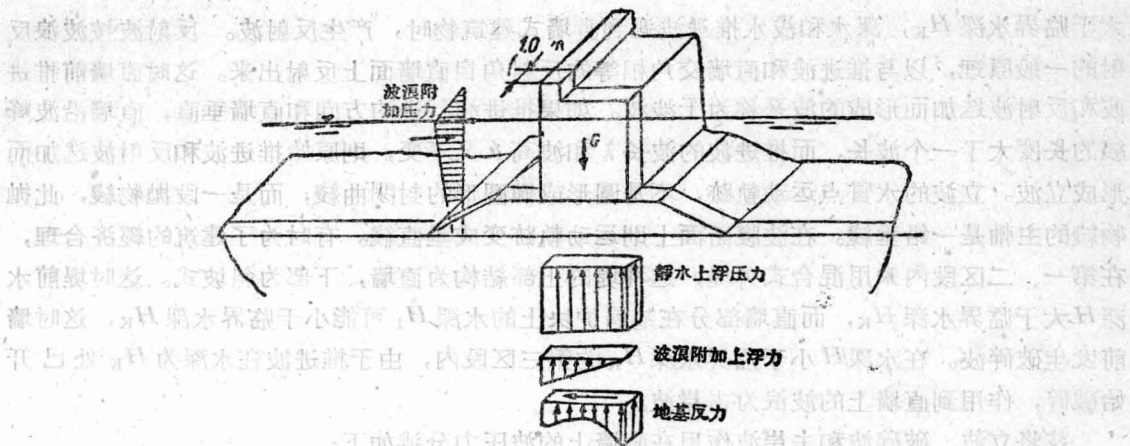


图四1-6 气压式外堤

§ 1-2 作用外力

作用于外堤上的外力，以直立式外堤为例，计有以下几种（图四1-7所示在一般情况下作用于直立式外堤上的外力）。

1. 结构自重：计算方法和码头结构相同。
2. 静水压力：结构物水下部分所受到的静水上浮力等于结构自重减去水的容重。水平静水压力则由于外堤靠海及靠港的两边，在绝大多数情况下水位齐平，故互相抵消，计算中可



图四1-7 外堤上的作用力

不致考虑。但对很长的两条平行于河口的导堤，当涨潮波传播时，及排洩大量河水会产生水位壅高现象时，则应计算水位壅高时的静水压力增加部分。

3. 动水压力：即波压力，也分为水平力和竖直力，水平力是作用在建筑物竖直面上的各种性质的波压力；竖直力或上浮力是渗入基床透水材料或平砌石块的水平缝中作用在上层建筑物的底部上的动水压力。按其性质来说，上浮波压力与坝及其他有压水工建筑物的渗透上浮力有些相似。

4. 冰压力：只有在冰层很厚（>10~15厘米），且历时很长时，冰压力才作为计算荷重。又因为冰压力和波压力不能同时存在，所以只有在它大于波压力的情况下，才将它列入计算中。冰压力分为冰盖撞击建筑物的动压力，冰盖因受水流及风的作用而挤压建筑物的静压力，以及温度变化时由于冰体膨胀而产生的静压力（对于海水冰盖，后者往往不加考虑）。由于我国多数港口结冰情况不严重，故对冰压力在此不加研究。关于冰压力的计算方法可参看有关规范及文献。

5. 当外堤兼作码头使用时，还需考虑其使用荷重。

6. 地震力：在地震区作为特殊荷载予以考虑。其计算方法可参看本书上册218页。

7. 建筑物的地基反力：一般情况下均近似地按直线分布计算，但对于沉箱及其它轻型结构的外堤，在计算底部弯矩时，地基反力需按弹性理论方法计算。并推荐采用葛尔布诺夫—伯沙道夫的列表法，比较方便。

8. 墙前底流速对地基的冲刷：底流速不是直接作用在堤上的外力，但它的冲刷作用会引起墙前地基土壤的淘空，使建筑物失去稳定，故也应充分重视。

兹将波压力及其底流速的计算分别阐述于下面各节中。

§ 1-3 波浪对直墙式建筑物的作用

我们知道，当波浪行近岸边时，随着水深 H 的改变，波动水体的运动规律也随着发生变化。因此，在不同水深的区段中，波浪遇到直墙式建筑物时，在建筑物前的波动水体的运动

规律也各不相同。在水深 $H > \frac{\lambda}{2}$ 及 $\frac{\lambda}{2} > H > H_R$ 的第一、二区段中（ λ —波长），水深 H

大于临界水深 H_K ，深水和浅水推进波遇到直墙式建筑物时，产生反射波。反射波按波浪反射的一般原理，以与推进波和直墙交角相等的反射角自直墙面上反射出来。这时直墙前推进波和反射波迭加而形成的波系称为干涉波。如果推进波行进的方向和直墙垂直，直墙沿波峰綫的长度大于一个波长，而推进波的波长 λ 和波高 h 又不变，则原始推进波和反射波迭加而形成立波。立波的水质点运动軌跡，不是圆形或椭圆形的封閉曲綫，而是一段抛物綫，此抛物綫的主軸是一鉛垂綫。在波腹断面上則运动軌跡变成垂直綫。有时为了建筑的經濟合理，在第一、二区段内采用混合式外堤，这种堤的上部結構为直墙，下部为斜坡式。这时堤前水深 H 大于临界水深 H_K ，而直墙部分在基肩护块上的水深 H_1 可能小于临界水深 H_K ，这时堤前发生破碎波。在水深 H 小于临界水深 H_K 的第三区段内，由于推进波在水深为 H_K 处已开始破碎，作用到直墙上的波浪为击岸波。

兹将立波、破碎波和击岸波作用在直墙上的波压力分述如下：

一、立 波

和推进波相对应，立波分深水立波和浅水立波。深水立波发生在直墙式外堤前的水深 H 大于半波长 $\left(H > \frac{\lambda}{2}\right)$ ，即当外堤处于第一区段内。浅水立波发生于直墙式外堤前的水深 H 小于半波长而大于临界水深 $\left(\frac{\lambda}{2} > H > H_K\right)$ ，即当外堤处于第二区段内。深水立波与浅水立波的主要区别之一在于水质点的运动方程不同。深水立波水质点的运动方程为深水推进波的水质点轉动半径 r 的函数，而浅水立波水质点的运动方程为浅水推进波的水质点运动軌跡椭圆的半长短轴 a 及 b 的函数。现分述如下：

1. 深水立波：

鮑辛耐司克给出当水深为无限时，深水立波水质点的运动可以下列关系式表示：

$$\left. \begin{aligned} X &= X_0 + 2r \sin \sigma t \cos Kx_0 \\ Z &= Z_0 - 2r \sin \sigma t \sin Kx_0 - 2Kr^2 \sin^2 \sigma t \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

式中： $r = r_0 \cdot e^{-Kz_0}$ ， r_0 ——表面水质点的运动半径。

$$K = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\sigma = \frac{2\pi}{\tau}, \quad \tau \text{——波浪的周期。}$$

X_0 及 Z_0 是采取静止时水质点的原始座标值，而不是深水推进波的水质点波动中心。

鮑辛耐司克的理論是近似的，只有当波高和波长的比值 $\frac{h}{\lambda}$ 极微小时才能成立。

深水立波的瞬时中綫超高 h'_0 为：

$$h'_0 = \frac{4\pi r_0^2}{\lambda} \sin^2 \sigma t \quad (1-2)$$

它是时间的函数，静水面处超高的最大值 h_0 为：

$$h_0 = \frac{4\pi h^2}{\lambda} \quad (1-3)$$

直墙面上各点的净波压也是时间的函数当墙前波峰和波谷为最大值时($t = \frac{1}{4}\tau, \frac{3}{4}\tau$)

的波压为:

$$\frac{p}{\gamma} = z_0 \pm \frac{4\pi}{\lambda} (r^2 - r_0^2) \quad (1-4)$$

从上式可知,深水立波和深水推进波一样,当水深 $H = \frac{\lambda}{2}$ 处波压实际上已趋近于零。

为计算简便计,可假定波压沿水深的变化为直线关系(偏于安全),如图四1-8所示,当墙前波峰为最大值时,直墙面上的总净波压为:

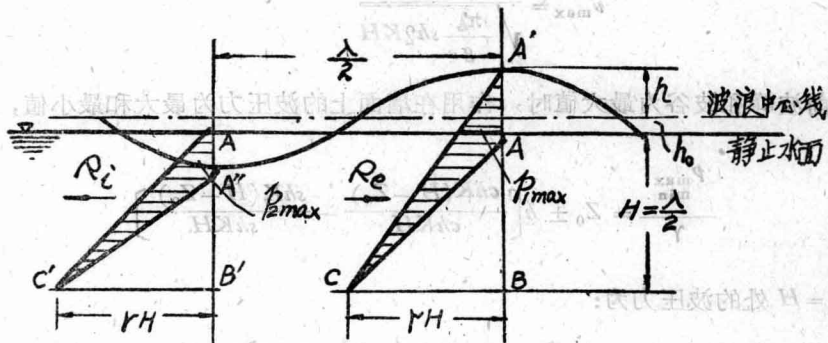
$$R_e = \frac{1}{2} \gamma H (h + h_0) = \frac{1}{4} \gamma h (\lambda + \pi h) \quad (1-5)$$

这时最大净波压 p_{1max} 发生在静水面 A 处:

$$p_{1max} = \frac{1}{2} \gamma \lambda \left(\frac{h + h_0}{h + h_0 + \frac{\lambda}{2}} \right) \quad (1-6)$$

当墙前波谷为最大值时,直墙面上的总净波压为:

$$R_i = \frac{1}{2} \gamma H (h - h_0) = \frac{1}{4} \gamma h (\lambda - \pi h) \quad (1-7)$$



图四1-8 深水立波的波压力

这时最大净波压 p_{2max} 发生在波底 A'' 点:

$$p_{2max} = \gamma (h - h_0) \quad (1-8)$$

以上各式中 h 为原始推进波的波高。

2. 浅水立波

森弗罗采取近似解答,提出了浅水立波的运动方程和波压力计算方法,三十多年来在工程计算中曾被广泛采用,他从线性波浪理论出发,提出的浅水立波的运动关系式如下:

$$\left. \begin{aligned} X &= X_0 + 2a \sin \sigma t \cos K x_0 \\ Z &= Z_0 - 2b \sin \sigma t \sin K x_0 - 2Kab \sin^2 \sigma t \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

式中 a 和 b 是相应的原始浅水推进波水质点运动轨迹椭圆的半长轴和半短轴:

(8-1)

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{h}{2} \cdot \frac{chK(H-Z_0)}{shKH} \\ b &= \frac{h}{2} \cdot \frac{shK(H-Z_0)}{shKH} \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

X_0 和 Z_0 也是采取静止时水质点的原始座标值，而不是推进波的水质点波动中心。同前述鮑辛耐司克的深水立波水质点的运动关系式一样，这个假定只有当波高和波长的比值 $\frac{h}{\lambda}$ 很小时才能成立。

浅水立波的瞬时中綫超高 h'_0 为：

$$h'_0 = \frac{4\pi ab}{\lambda} \sin^2 \sigma t \quad (1-11)$$

它也是时间的函数，其静水面处超高最大值 h_0 为：

$$h_0 = \frac{4\pi ab}{\lambda} = \frac{\pi h^2}{\lambda} cthKH \quad (1-12)$$

波浪周期

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g} cthKH} \quad (1-13)$$

最大底速发生在波节处：

$$v_{\max} = \frac{2\pi h}{\tau} = \sqrt{\frac{\pi\lambda}{g} sh2KH} \quad (1-14)$$

当墙前波峰和波谷为最大值时，作用在墙面上的波压力为最大和最小值，按下式计算：

$$\frac{p_{\max}}{\gamma} = Z_0 \pm h \left[\frac{chK(H-Z_0)}{chKH} - \frac{shK(H-Z_0)}{shKH} \right] \quad (1-15)$$

在水底 $Z_0 = H$ 处的波压力为：

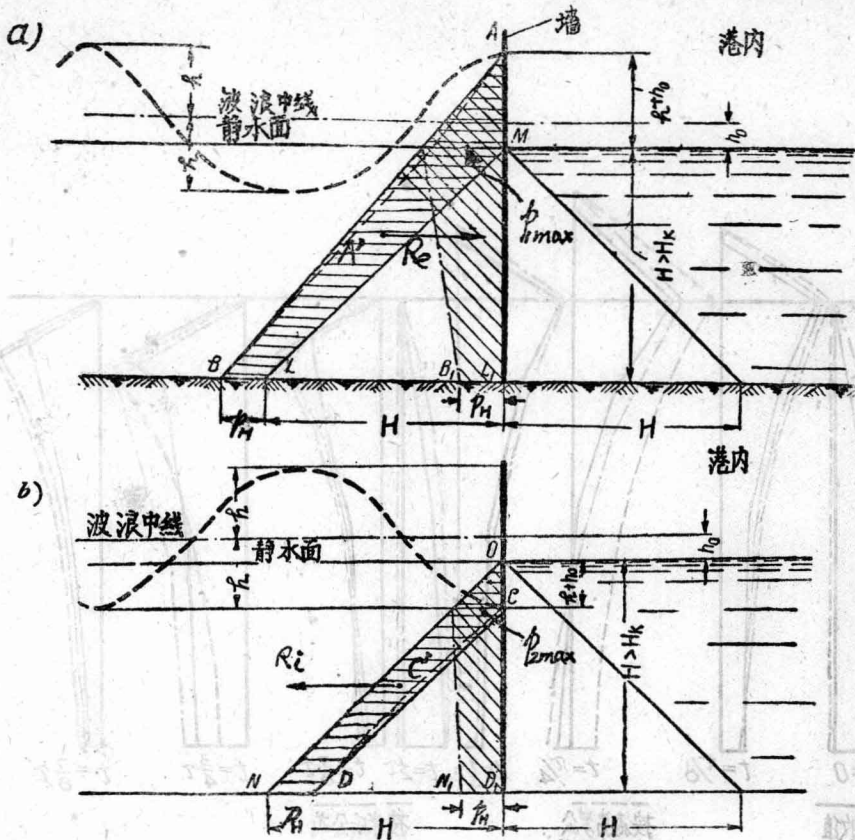
$$\frac{p}{\gamma} = H \pm \frac{h}{chKH} = H \pm \frac{p_H}{\gamma} \quad (1-16)$$

式中 $\frac{p_H}{\gamma}$ 表示水底 $Z_0 = H$ 处的净波压力。

当墙前波峰和波谷为最大值时，直墙面上波压力分布如图四 1-9 所示。这时直墙面上波压力分布曲线分别为图(a)及(b)中的虚线 $AA'B$ 和 $CC'D$ 。

为了计算方便，在实用时假定沿水深波压是按直线分布，于是分别取波压力分布如图中的直线(实线) AB 和 CD ，图中加阴影线部分即为简化后的净波压力，在一定的波陡及相对水深时，简化图式的误差不很显著。这一简化的计算方法，曾广泛地为工程界所采用。

当墙前波峰为最大值时，直墙面上的总净波压力为：



图四1-9 浅水立波的波压力

a) 波峰为最大值时的波压力; b) 波谷为最大值时的波压力

$$R_e = \frac{1}{2} \gamma (H + h + h_0) (H + p_H) - \frac{1}{2} \gamma H^2 \quad (1-17)$$

这时最大净波压发生在静水面 M 处:

$$p_{1\max} = \frac{\gamma (h + h_0) (H + p_H)}{H + h + h_0} \quad (1-18)$$

当墙前波谷为最大值时, 直墙面上的总净波压力为:

$$R_i = \frac{1}{2} \gamma H^2 - \frac{1}{2} \gamma (H - h + h_0) (H - p_H) \quad (1-19)$$

这时最大净波压发生在波谷 C 点

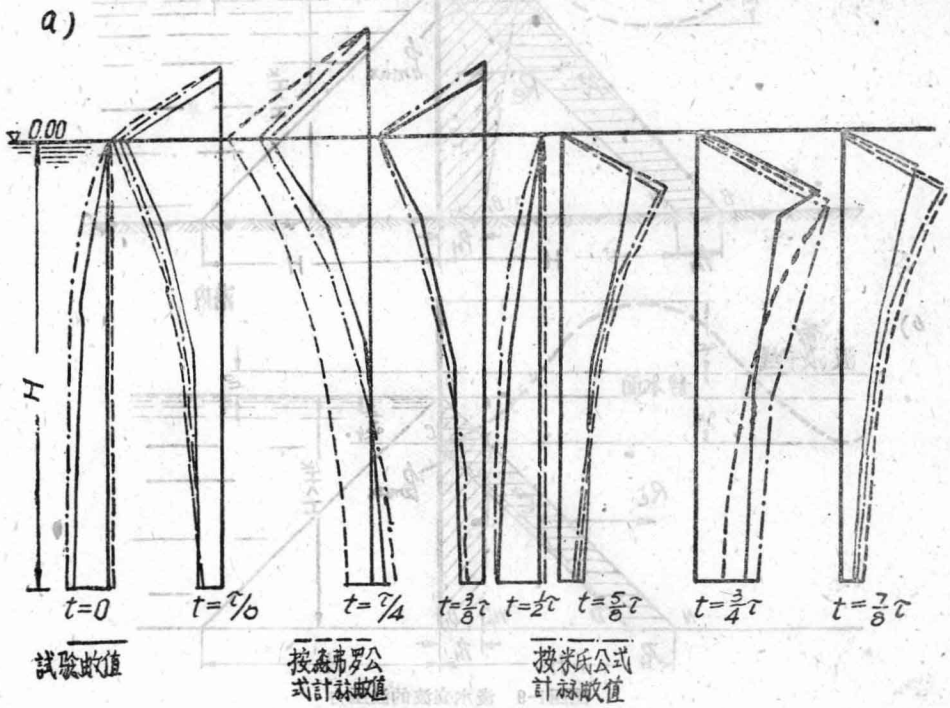
$$p_{2\max} = \gamma (h - h_0) \quad (1-20)$$

上列各式中 h 均为原始推进波的波高。

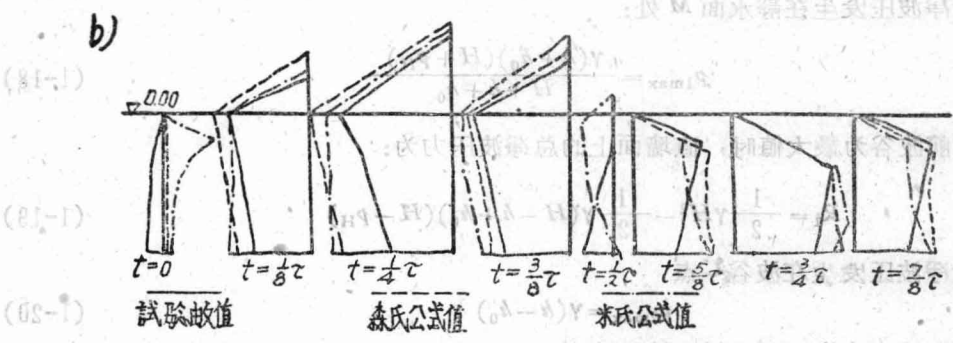
这样, 波浪的豎直作用力即上浮力的合力:

$$W = \frac{1}{2} p_H \cdot B \quad (1-21)$$

式中: B 为直墙的底宽。



(17-1) $\frac{\lambda}{H} = 2.5$ $\frac{\lambda}{h} = 12.5$ $h = 12 \text{ cm}$



(18-1) $\frac{\lambda}{H} = 7$ $\frac{\lambda}{h} = 17.4$ $h = 11.5 \text{ cm}$

图四1-10 各种情况下立波波压力的变化及分布

森弗罗方法的基础并不严格，按其公式的最后结果，立波是有涡运动；但实际上在假定的理想液体情况下，它是无涡运动。另外，森弗罗以线性理论为基础，他在推导波压力计算公式时，假定波高与波长的比值 $\frac{h}{\lambda}$ （即波陡）为极微小，从而略去了含有 $\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$ 的二次及二次以上各项。这样实际上是认为立波水质点在波动时，只沿着抛物线轨迹中的一小段距离作极微小的往复摆动，因此视之为直线运动。这显然不符合通常在工程中所遇到的实际情况。自然界中常有的波浪陡度 $\frac{h}{\lambda}$ 多为 $\frac{1}{10}$ 至 $\frac{1}{30}$ ，这是森弗罗立波理论的一个重要缺点。实测结果指出：

1. 当墙前为波峰时，水深愈大，实际的波压力比计算值小得愈多；并且，当水深大至某一限度时，墙前的下部出现负压现象（图四1-10a）。

2. 当墙前为波谷时，按森弗罗方法求出的波压力分布图式压力均为负值尚比较正确。附加压力的绝对值有时会大于波峰时的附加波压力。

3. 直立墙前的最大波压力并不像森弗罗指出那样永远发生在墙上最大波峰作用的时候。实际上波压力随时间的变化曲线呈一驼峰形如图四1-11所示。只有当波陡很小而在水面以下不深之处，最大波压才与波峰时间 $\left(t = \frac{\tau}{4}\right)$ 重合。当水深和波浪陡度增加时，最大波压力

可能发生在 $t=0$ 及 $t = \frac{\tau}{4}$ 之间。这种现象称为最大波压力与波峰的相位差。

4. 在所有水深及波陡情况下，直墙前最小波压力永远发生在墙上波谷为最大值的时候。

根据 H·H·钟攷夫斯基的分析：在水深情况， $\frac{H}{\lambda}$

$= 0.2 \sim 0.35$ 且波陡较大 $\left(\frac{h}{\lambda} \approx \frac{1}{10}\right)$ 时，森弗罗立

波波压公式计算所得的结果偏大 60~80%；一般港

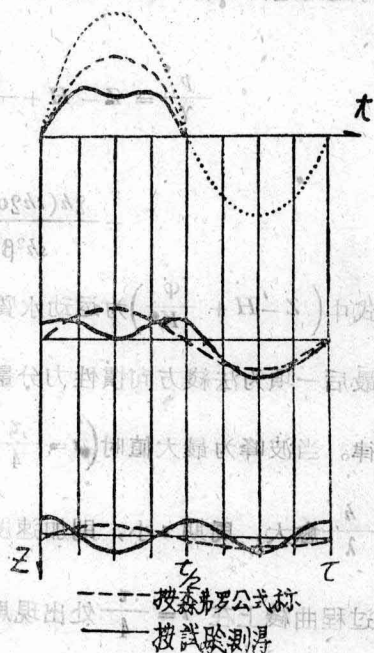
工建筑物前的水深常为 $\frac{H}{\lambda} = 0.1 \sim 0.2$ ，在此情况，

当波陡较大时 $\left(\frac{h}{\lambda} \approx \frac{1}{10}\right)$ ，其误差也还达 30% 以

上。只有当建筑物前水深较小 $\left(\frac{H}{\lambda} = 0.1 \sim 0.15\right)$ 和

波陡也较小 $\left(\frac{h}{\lambda} \leq \frac{1}{20}\right)$ 时，森弗罗方法的结果才

比较接近于实际情况。



图四1-11 直墙上波压力变化示意图

基于实验研究，在用式 (1-17) 计算最大波峰作用的总波压力时，应乘以修正系数 K ，

即 $R_e^1 = KR_e$, K 值見表四1-1。

森弗罗立波波压的修正系数 K 值

表四1-1

h/λ	$\frac{1}{12.5}$	$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{25}$	$\frac{1}{30}$
0.10	0.88	0.94	1.01	1.07	1.13
0.15	0.79	0.83	0.88	0.95	1.00
0.20	0.73	0.75	0.82	0.87	0.93
0.25	0.72	0.73	0.79	0.84	0.88
0.30	0.71	0.71	0.76	0.80	0.84
0.35	0.70	0.70	0.74	0.77	0.80
0.40	0.69	0.69	0.70	0.74	0.77

庫茲涅佐夫从森弗罗的水質点运动关系〔即(式1-9)〕出发, 按立波波动水質点的运动軌跡, 考虑此軌跡的曲率, 并以原始点 $X=X_0$ 处的軌跡曲率来代替其他各点的曲率, 采用欧拉变数, 由理想液体的运动方程, 推导水質点的运动速度及加速度, 从而得出直墙上任意一点 Z 在任何時間 t 的波压力:

$$\frac{p}{\gamma} = Z - H + \frac{\varphi}{K} - k_T \frac{h \sin \sigma t}{ch\beta} - k_N \frac{2\alpha h \cos^2 \sigma t}{sh^2 \beta e^{4\alpha \sin \sigma t}} [sh^2 \varphi - sh^2 K(H-Z)] \quad (1-22)$$

式中: $\alpha = Kh$;

$\beta = KH$;

φ 为波面波动方程;

$\varphi = \beta + 2\alpha^2 ct h \beta \sin^2 \sigma t + 2\alpha \sin \sigma t$ 。

k_T 和 k_N 是修正系数。由于森弗罗的水質点运动关系式并不能完全满足液流連續方程和波面等压的边界条件, 为了使上式 (1-22) 满足这些条件, 故引入該系数。以之代入上式, 得:

$$\frac{p}{\gamma} = Z - H + \frac{\varphi}{K} - \frac{h \sin \sigma t [ch\varphi - chK(H-Z)]}{e^{(2\alpha^2 - \frac{0.125}{\beta})} \cdot ch\beta ch^2 \alpha} + \frac{2h(t h^2 \alpha - \alpha) \cos^2 \sigma t}{sh^2 \beta e^{4\alpha \sin \sigma t}} [sh^2 \varphi - sh^2 K(H-Z)] \quad (1-23)$$

式中 $(Z - H + \frac{\varphi}{K})$ 为运动水質点的体积力分量, 其后之次一项为其切綫方向慣性力分量, 最后一项为法綫方向慣性力分量; 因此, 庫茲涅佐夫的立波理論更符合立波水質点的运动規律。当波峰为最大值时 ($t = \frac{\tau}{4}$), 切綫方向慣性力分量为負的最大值; 而波高相等时, 波陡 $\frac{h}{\lambda}$ 愈大, 周期 τ 小, 則加速度 $\frac{dv}{dt}$ 愈大。所以当波陡較大时 ($\frac{h}{\lambda} > \frac{1}{15}$), 立波波压時間过程曲綫上在 $t = \frac{\tau}{4}$ 处出現馬鞍形。当波动面通过靜水面时, 虽体积力分量与靜止状态相同 (即 $t=0, \frac{\tau}{2}$ 及 τ 时, $\frac{\varphi}{K} = H$, 体积力分量为 Z), 但此时速度 V 为最大值,

所以法綫方向慣性力分量不等于零而为最大值；因此当波面通过靜水面时（ $t=0, \frac{\tau}{2}$ 及 τ ），

淨波压力不为零。立波的这些重要特性在庫氏方法中均得到較圓滿的解釋。

自波面至水底对式 (1-23) 进行积分，可得直牆上的总波压 R 。

$$R = \frac{\varphi^2}{2K^2} - \frac{h \sin \sigma t (\varphi \cosh \varphi - sh \varphi)}{K e^{(2\alpha^2 - \frac{0.125}{\beta})} \cdot ch \beta ch 2\alpha} + \frac{h(t/2\alpha - \alpha) \cos^2 \sigma t}{2Ksh^2 \beta e^{4\alpha \sin \sigma t}} (2\varphi \cosh 2\varphi - sh 2\varphi) \quad (1-24)$$

按庫氏理論，最大正波压力并不一定发生在波峰为最大值时，其发生時間 t 可从 $\frac{dR}{dt} =$

0 推算，将 t 值代入式 (1-23)，即得 p_{1max} 。至于最大負波压力則发生在最低波谷时。

直牆面上沿水深各点的最大正波压力不是同时发生。沿水深 Z 值增加，則該点发生最大波压的时间提前；当水深 H 較大时，在水底处发生最大波压的时间可能較水面处提前 $\frac{\tau}{4}$ 。

因此，要求得到直牆面上最大总波压，应令 $\frac{dR}{dt} = 0$ ；解此式可求得发生最大总波压的时间

t 。这个 t 值也可以从图四1-12中的曲綫上查得。

然后以 t 值代入式 (1-24)，即得作用于直牆的最大总波压力 R_{max} 。

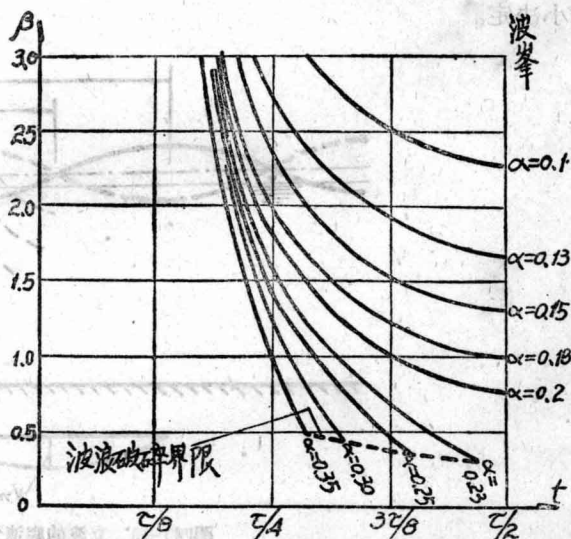
式 (1-23) 及 (1-24) 的演算較为繁瑣，在苏联1960年规范“波浪对海洋和河道上的水工建筑物及岸滩的作用”中給出了一整套的計算图表，实际应用甚为便捷。在分析比較大量的計算結果和实測資料之后，該规范建議采用庫氏法計算波压时，应乘以校正系数1.1。

按庫氏法正負最大波压合力都可能是控制直牆稳定的条件。因此进行技术設計时，两种情况都需計算。

当直立式外堤的内外兩側都有波浪作用时，波压的总合力 ΣR 为一側正的正总波压 R 与另一側負的总波压 R' 之和：

$$\Sigma R = R + R' \quad (1-25)$$

若堤的外側正波压是控制直牆稳定的条件，則 R 应根据堤外波浪要素計算， R' 根据堤内波浪要素計算。若堤外的負波压是控制外堤稳定的条件，則 R' 应根据堤外波浪要素計算，而 R 根据堤内波浪要素計算。



图四1-12 發生最大总波压的时间 t 值的計算曲綫

当墙前波峰为最大值时，波浪上浮力 W 为：

$$W = \frac{1}{2} B p_1 \quad (1-26)$$

当墙前波谷为最大值时，波浪上浮力 W' 为：

$$W' = -\frac{1}{2} B p_2 \quad (1-27)$$

W' 为负值，其方向向下。式中 p_1 和 p_2 分别为波峰或波谷为最大值时，直墙和基床交接处的净波压强度。

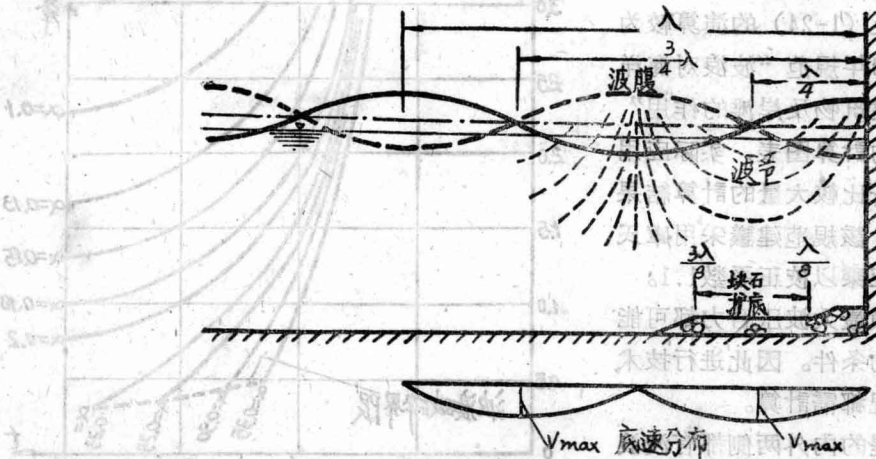
直墙前波浪的最大底速：

$$V_{\max} = \frac{2\pi h n}{\sqrt{\frac{\pi \lambda}{g} sh 2KH}} \quad (1-28)$$

式中： n ——系数，当 $\frac{\lambda}{h} = 8, 10, 15, 20$ 时，

n 分别 = 0.6, 0.7, 0.75, 0.8。

此最大底速，根据理论分析，发生于波节处，即距墙前 $\frac{\lambda}{4}$ 处。另外钟攸夫斯基基于试验指出，主要冲刷地带常发生在离墙 $\frac{\lambda}{8} \sim \frac{3\lambda}{8}$ 处，为了增加堤基的安全，故建议把墙面到离墙面 $\frac{3\lambda}{8}$ 处的一段海底都加以保护（图四1-13）护底的构造（石块的大小等）由底流速的大小决定。



图四1-13 立波的底速分布及护底示意图

二、破碎波

当直墙式外堤前水深 H 大于临界水深 H_K ，而基床肩护块上的水深 H_1 （或直墙部分水深）小于 H_K 时，原始推进波波峰行进堤前，由于水深骤然减小，底层水体运动受到基床的阻挡，而表层波峰继续向前推进。因此，原始推进波迅速失去外型的对称，波峰前坡逐渐