

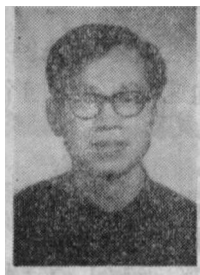
淤泥质海床上波浪衰减研究*

周显初 呼和敖德 李家春

(中国科学院力学研究所)

金 琴

(连云港建港指挥部)



周显初,中国科学院力学研究所研究员,中国科学院研究生院兼职教授。1939年生于浙江省奉化市。1962年毕业于复旦大学数学系力学专业。先在核工业部九院工作,1971年到中科院力学所。曾在美国麻省理工学院和澳大利亚新南威尔士大学访问工作。主要从事水波和海洋工程方面的研究,尤其对非线性波感兴趣。曾获得1989年国家自然科学奖四等奖。

摘要 本文是国内外关于波浪在淤泥海床上的衰减研究的综述。介绍了各种模型,包括:粘性流体模型、粘弹性流体模型、多孔弹性体模型、非线性的宾汉流体模型及边带阻尼理论。与实验及野外观察结果进行了比较。评论了各种模型的现状、优缺点及发展趋势。

关键词 水波,分层介质中的波,波浪及泥沙的相互作用

淤泥质海岸遍及世界各地,主要集中在各大中河口。我国的淤泥质海岸占我国海岸线的很大一部分。泥沙淤积和港口海岸防护是传统的海岸工程技术问题,波浪与泥床相互作用是其中的难题之一。研究这一个问题可以预测并控制泥沙淤积,正确估计波浪参数,节省港口和海岸工程的费用,保证海岸和港口工程的安全,因而同国民经济紧密相关。

波浪与泥床的相互作用包括两个方面。一方面是波浪对泥沙的作用,使海床上泥沙迁移,影响冲刷和淤积,改变地貌。另一方面,由于海底泥沙的糙率、渗透性和粘性使波浪发生变形和衰减。从而减轻波浪对堤岸的冲击,其中尤以淤泥滩的消波效果最为显著。

淤泥质海床的消波效果可以从下述报道中得到证实。Rosenthal^[1]实测北海沙质海床的运动后指出:由沙质海床运动引起的波浪衰减是不重要的。Tubman和Suhayda^[2]发现:由淤泥运动引起的表面波浪的能量损失比渗透或摩擦引起的能量损失要大得多。Gade^[3]报道,在墨西哥湾有一个“泥洞”,在风暴期间渔船可以把它当作避风港,因为那里的淤泥海床使波浪迅速衰减。据说,这种泥洞在黄河入海口附近也有。Macpherson^[4]报道,印度的Kerala在西南季风季节里,人射到淤泥海滩上的台风浪只需4—8个波长的距离就可完全被衰减掉。

波浪诱导泥沙输移现象比较复杂,迄今为止,能较好地模拟该问题的理论模型不多。而淤泥质海床对波浪衰减问题,因为相对而言比较简单一些,已经建立了许多理论模型,其中包括:粘性流体模型、粘弹性流体模型、多孔弹性体模型、非线性的宾汉流体模型以及边带阻尼理论等等。尽管这些模型的结果分别同某些实验数据,现场观测相符合,但对这些模型缺乏系统完整实验检验。由于世界各地淤泥质的成份和本构方程各不相同,因而所进行的许多实验之间没有可比性,目前

* 本课题由国家自然科学基金和连云港建港指挥部资助。

还停留在各作各的阶段,对实验数据缺乏认真的比较。

这里我们只评述在淤泥质海床上波浪的衰减,有关波浪诱导下泥沙的输移请参阅薛鸿超^[1]的评述。下面我们分别对已有的一些模型作一些评论。

1. 粘性模型

这是最简单但也是最基本的模型。该模型假定流体系统由两层均匀流体组成,并把下层淤泥当作粘性流体,通过流体的内摩擦使表面波的能量耗散掉。Gade^[6]首先建立了这种模型,并采用了上层流体为理想流体与浅水长波两个假定。Dalrymple 和 Liu^[7]完善并发展了粘性模型,取消了上层为理想流体的假定,使模型能适用于深水、浅水(短波、长波)的情况。

粘性模型考虑小振幅波,因而可以忽略其非线性项。Dalrymple 的粘性模型还认为粘性比较小。他们从二维 Navier-Stokes 方程出发,分离出谐波因子 $e^{i(kx-\sigma t)}$ 之后,垂向速度可解为四个特征函数的线性组合

$$\left. \begin{aligned} v_1(y) &= A_1 \operatorname{sh}ky + B_1 \operatorname{ch}ky + C_1 e^{m_1(y-h_1)} + D_1 e^{-m_1 y} \\ v_2(y) &= A_2 \operatorname{sh}k(y+h_2) + B_2 \operatorname{ch}k(y+h_2) + C_2 e^{m_2 y} + D_2 e^{-m_2(y+h_2)} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 $k = k_r + ik_i$ 为复波数, $m_i^2 = k_i^2 - \frac{i\sigma}{\nu_i}$, σ 为圆频率, ν_i 为运动粘性系数,下标 1,2 分别

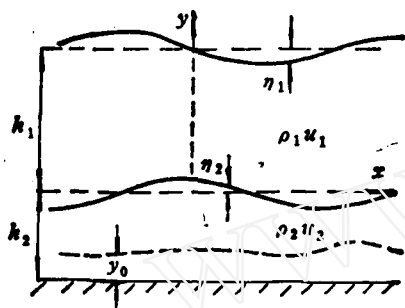


图1 两层流体系统的坐标

表示上下层,坐标如图1所示。解(1)还必须满足如下边界条件:

- 在自由面上 (a) 自由面上的质点始终停留在自由面上
- (b) 压力为零(如果不计大气压)
- (c) 剪切应力为零
- 在分层界面上 (a, b) 法向速度,切向速度连续
- (c, d) 法向应力,切向应力连续
- (e) 界面上的质点始终留在界面上

在底面上: (a, b) 切向速度、法向速度为零。从这 10 个边界条件中解出解(1)的 8 个常数、界面振幅及波数 k 。最后可归结为求解四个自变量的四个复数超越方程组。所得的 k 的虚部即为表面波的衰减因子 $e^{-k_i x}$ 。

Dalrymple 把粘性模型的结果与 Gade 的实验结果进行了比较。Gade 在 $0.152 \times 0.3 \times 1.83 \text{ m}^3$ 的水槽中用煤油和糖水做了波浪衰减的实验。其实验参数如下:上层煤油深 $h_1 = 0.0381 \text{ m}$, 密度 $\rho_1 = 859 \text{ kg/m}^3$, $\nu_1 = 2.42 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; 下层糖水深度可调, $\rho_2 = 1504 \text{ kg/m}^3$, $\nu_2 = 2.6 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ 。波浪的圆频率 $\sigma = 4.488 \text{ s}^{-1}$ 。粘性模型的结果与实验结果符合得比较好(图2)。由于侧壁的摩擦、水槽中生成波的高阶谐波成分以及波在两端的反射,结果略有误差。粘性模型的结果与 Gade 长波近似的结果在相当一段范围内重合得很好,只有在 $\sqrt{\sigma/2\nu_2} h_2$ 很小或大于 1 时,即上层粘性比较重要或超出浅水长波近似范围时才有比较明显的差别。计算结果指出:并非下层浮泥越深、波浪衰减得越快,而是存在一个最优衰减深度。上述的具体模型大约是边界层厚度 $\sqrt{2\nu_2/\sigma}$ 的 1.3 倍。

上述的粘性模型需要一定工作量的数值计算,不便于工程应用。为此 Dalrymple 还提出了边界层近似。当两层流体的粘性都比较小时,在流体区域内部可用理想流体近似,然后在二层流体界面及底面引进三个边界层。求解两个拉普拉斯方程及三个边界层方程,再用上面所说的相应

边界条件来联结这五个解,求得波浪衰减系数的表达式

$$k_i = \frac{(\sigma v_1)^{1/2} [c_1^2 + (\rho_2 v_2 / \rho_1 v_1)^{1/2} (c_2^2 + c_3^2)]}{c_1 \sigma^2 \{1 + [(\rho_2 / \rho_1) - 1] (kg / \sigma^2)^2 \text{ch}^2 kh_1 [\sigma^2 / gk - \text{th} kh_1]^2\}} \quad (2)$$

其中 c_1, c_2, c_3 由物理参数决定, k 由实数超越方程决定。尽管还需求解一个实数超越方程,工作量显然小多了。图 2 中的虚线就是(2)式的

结果。在 $\sqrt{\frac{\sigma}{2v_2}} h_2$ 较大(v_2 较小)时,与精确解的结果符合得比较好。

我国在淤泥海床上波浪衰减的研究在 80 年代才开始,而且以粘性模型为最多。文献[8, 9]把 Gade 的工作推广到了任意水深,取消了长波近似的假设。他们认为:按[7]的结果,上层流体的 $Re=10^3$,且在界面上有较大的速度梯度,因而忽略运动方程中的非线性项不太合适。为此,他们假定上层流体为理想流体,下层为粘性流体,得到了色散关系

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_2}{\rho_1} v (\sigma^2 \text{ch} kh_1 - gk \text{sh} kh_1) \{m [m^2 + k^2]^2 \\ & + 4k^4 \text{ch} mh_2 \text{ch} kh_2 - k [(m^2 + k^2)^2 + 4m^2 k^2] \text{sh} mh_2 \text{sh} kh_2 - 4mk^2 (m^2 + k^2)\} \\ & - (m \text{sh} kh_2 \text{ch} mh_2 - h \text{ch} kh_2 \text{sh} mh_2) \left\{ \left[\sigma^4 - \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) g^2 k^2 \right] \text{sh} kh_1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} g k \sigma^2 \text{ch} kh_1 \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

在长波近似下,(3)式正是 Gade 的色散关系

$$i = \frac{\text{th} mh_2}{mh_2} - \frac{1}{gh_2 (k/\sigma)^2} \cdot \frac{1 - gh_1 (k/\sigma)^2}{1 - \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} gh_1 (k/\sigma)^2} \quad (4)$$

他们还用水和糖水在 $0.18 \times 0.30 \times 2.00 \text{m}^3$ 的水槽中做了实验,实验结果与理论吻合。

文献[10, 11]也用粘性模型研究了孤立波在淤泥海床上的衰减。他们利用文献[7]提出的边界层模型的思想,分别求解了每个区域的流场,然后考虑波能的衰减,从而得到表面孤立波的沿程衰减公式

$$H = H_0 [1 + KM^{-1/4} H_0^{1/4} S]^{-4} \quad (5)$$

其中 K, M 是由物理参数决定的常数, H_0 为初始波高, S 为波浪传播的距离。(5)式指出:表面孤立波按负四次幂随波浪传播距离的增大而逐渐衰减。且初始波高越大衰减也越快。他们在 $0.25 \times 0.45 \times 18.00 \text{m}^3$ 的波浪水槽中,对天津新港航道淤泥进行了实验。他们的理论与他们自己的实验符合得很好,但与 Keulegan^[12]的结果却相差甚远,作者没有说明两种结果差异的原因。

2. 粘弹性模型

粘性模型描述浮泥的运动是比较合适的,但对于淤泥来说,粘弹性模型似乎更接近于实际淤泥的本构方程。Migniot^[13]在实验室测量中证实:波浪诱导的轨道运动在淤泥中确实存在,软的淤泥层显示出类似于流体的性质。所以可把淤泥滩上波浪衰减问题化为二层流体中的波浪问题,

* 原文该式有误,多了一个因子 $1/2g$ 。
** 文献[8]对应的色散关系把 $(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$ 误为 m 。

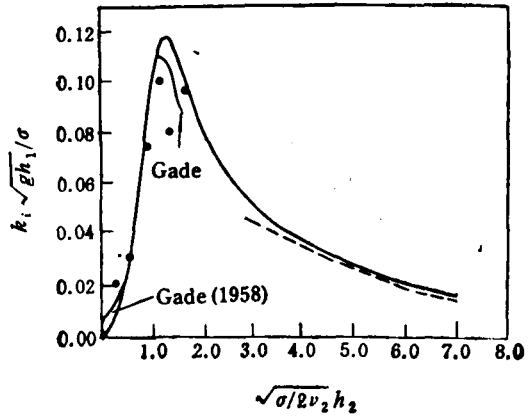


图 2 粘性模型阻尼系数的比较(取自文献[7])

● 为 Gade 的实验点(虚线为边界层模型的结果)

上层是理想流体而下层是粘弹性流体。Gade^[4]早在50年代就研究了弹性的影响。Mallard和Dalrymple^[5]不计淤泥的粘性,把淤泥当作弹性体研究了波浪的衰减。他们发现在这种情况下波浪不衰减。Hsiao和Shemdin^[6]和Macpherson^[4]几乎同时建立和研究了粘弹性模型。

粘弹性流体属非牛顿流体,一般情况下这种流体的本构方程比较复杂,应力不但与应变率有关而且与应变本身及其历史有关,它们的关系一般说来是非线性的。我们采用最简单的一种线性模型叫做Voigt模型,其应力为弹性和粘性两部分应力之和在这种情况下,不可压缩的粘弹性流体的小扰动运动的方程为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} - \frac{-1}{\rho} \nabla p + \nu \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \mathbf{x} + \frac{G}{\rho} \nabla^2 \mathbf{x} - \mathbf{g} \quad (6)$$

其中 \mathbf{x} 为质点位移, G 为剪切模量, \mathbf{g} 为重力加速度。对于简谐运动,去掉 $\exp[i(kx - \sigma t)]$ 因子之后,改进等效粘性 $\nu_e = \nu + \frac{iG}{\rho\sigma}$,运动方程就可以与粘性模型一样处理了。边界条件也与粘性模型一样。Macpherson得到这种二流体系统的色散方程为

$$\begin{aligned} & \rho_1(\sigma^4 - g^2 k^2) \text{th} k h_1 + \rho_2 g k + \rho_2 (2k^2 \nu_e) \\ & - i\sigma^2 \left\{ \frac{(2k^2 - i\sigma/\nu_e)[m c_k c_m - k s_k s_m] - 2k^2 m}{(2k^2 - i\sigma/\nu_e)[m s_k c_m - k c_k s_m]} \right\} \\ & - \rho_2 k^3 \nu_e m \left\{ \frac{(2k^2 - i\sigma/\nu_e) - 2k(k c_k c_m - m s_k s_m)}{2k(m s_k c_m - k c_k s_m)} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $c_k = \text{ch} k h_2$, $c_m = \text{ch} m h_2$, $s_k = \text{sh} k h_2$, $s_m = \text{sh} m h_2$ 。Hsiao得到的色散关系形式上与(7)式有很大不同。他在边界条件中用了界面上压力连续而不是法向应力连续,这造成了一些误差。把界面上条件改正之后,Hsiao得到的色散关系就是(2)式,只不过 ν 必须用 ν_e 代替。二种推导方法得出的色散关系是一致的,能够互推。色散关系(7)是一个复变量的超越方程,必须数值求解。为了工程应用,也为了研究各物理量对波浪衰减的贡献,Macpherson按照小量展开的办法,在长波近似下,对下层流体无穷厚且等效粘性的模很大或很小的情况得出了简化的波浪衰减系数的解析表达式

$$k_i = \begin{cases} \frac{\rho_1 g \nu_e}{4 \rho_2 \sigma (\nu_e^2 + G^2 / \rho^2 \sigma^2)} & |\nu_e| / \sqrt{g h_1} \gg 1 \\ \frac{4 \nu \sigma^3}{g} & |\nu_e| / \sqrt{g h_1} \ll 1 \end{cases} \quad (8)$$

由此可知:当粘性很大时,衰减系数与 ν 成反比,而当剪切模量很大时,衰减系数与 ν 成正比;当剪切模量和粘性都很小时,衰减系数与 ν 成正比。作者用数值计算验证了(8)式的近似程度,结果令人满意。

Macpherson指出:波浪衰减系数对粘弹性参数的依赖性很大。所以,土性参数在该问题中与有重要位置,必须确定正确。他还对各种耗散机制进行了比较:对几乎固结的淤泥,波浪的衰减与由固结底部摩擦引起的衰减是同一个量级的。无弹性的粘性淤泥引起的耗散最快,要比底部摩擦引起的耗散快一个量级以上。

Hsiao用粘弹性模型计算了下述情况的波浪衰减: $\nu_2 = 0.6 \text{ m}^2/\text{s}$, $G/\rho_2 = 10 \text{ m}^2/\text{s}^2$, $h_2 = 3.5 \text{ m}$, $\sigma = 2\pi/7.75 \text{ s}$,并把结果(实线)与[2]的现场观测值(○)、底部摩擦的计算值(虚线)进行了比较(图3),从图上可以看出,粘弹性模型的结果与现场观测值符合得很好,而底部摩擦计算的结果是几乎不衰减。

我国还没有见到公开发表粘弹性模型的研究。我们正在研究粘弹性模型的波浪衰减近似公式,初步结果与数值计算的结果符合。

3. 多孔介质模型

海洋上本来是由固相、液相和气相构成的。其中固相构成了土骨架,液相的海水几乎充满了土的孔隙,而气相在空隙中只占了极小的份额。由于上面两节所述的模型中海洋土是单相的。因此,不可避免地会有一定的局限性,仅在一定的条件下才适用。最主要的是,它们无法考虑由于渗透与固体颗粒库仑摩擦引起的损耗,在多孔介质中的流体粘性作用也与单相流体中的粘性不同。另一方面,把海洋土当作可变形的多孔介质来处理,就可以分析其位移,应力与孔隙水压,对于水深小于150米的浅海,必须考虑海洋波浪长期周期性载荷作用下的海底稳定性,上述这些物理量的时空分布是必不可少的。在海岸工程中,为了避免将海工建筑设置在易发生滑移与液化的基底上,必须用多孔介质模型进行波浪与泥底相互作用与海底稳定性动力学分析的研究^[17]。

将海洋土作为多孔介质来处理有一个发展过程。早在1973年, Liu^[18]等将海底看成是刚性,不可变形的,孔隙流体是不可压缩的。在 Darcy 定律假定下,孔隙压力服从 Laplace 方程。也有人进一步计及非线性阻尼与惯性项的作用。研究表明,孔隙水压不依赖于海洋土的渗透率。Nakamura^[19]提出了刚性土骨架与可压缩孔隙流体模型。这时孔隙水压与泥床渗透率有密切关系。对于细沙床,孔隙水压迅速衰减并有相位滞后,同实验的比较也很满意,缺陷是所取的液相的压缩系数要比实际的大得多。这可能与沙床中含少量气体有关。1975年, Prevost^[20]开始考虑土骨架的弹性变形,但不存在孔隙水。实际上,这种模型完全属弹性力学范畴,与实际情况也相去太远,孔隙水流,可压缩性与土骨架变形总是同时发生的。

系统探讨充液多孔介质动力学性质的是 M. A. Biot^[21]。他在研究土的固结与声波传播过程中给出了充液多孔介质的本构方程,包括了弹性或粘弹性,各向同性或各向异性的情况。实验表明,海洋土中剪切能的损耗主要是由于库仑摩擦而不是粘性阻尼。海洋土中声波衰减则两种因素均起作用,在某一频率范围有时以一种因素为主。用 Biot 定义的弹性模量,在平面应力条件下,充液多孔介质本构关系为

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xx} &= \bar{H}e - 2\bar{\mu}e_x - \bar{c}\zeta \\ \tau_{yy} &= \bar{H}e - 2\bar{\mu}e_y - \bar{c}\zeta \\ \tau_{xy} &= \bar{\mu}\gamma, \\ p &= \bar{M}\zeta - \bar{c}e \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 τ_{ij} 为土中应力, p 为孔隙水压, e_i 为应变分量, $e = e_x + e_y$, γ 为位移的旋度, ζ 为液体相对位移的散度, $\bar{H}, \bar{\mu}, \bar{c}, \bar{M}$ 为 Biot 的弹性模量。它们主要由海洋土的剪切模量 G , 泊松比 ν 和 δ 三个物理量来确定,其中 δ 为海洋土在一个周期内由库仑摩擦引起的能量损失。

此外,多孔介质中的海水运动服从 Darcy 定律

力学与实践

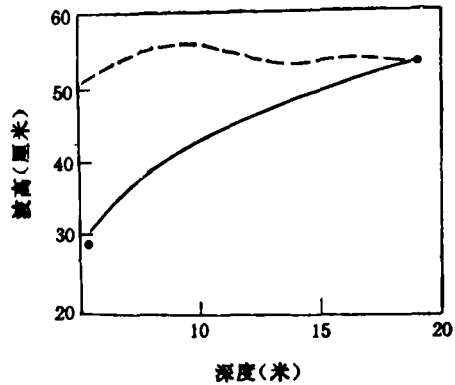


图3 淤泥层上浅水波的衰减(取自文献[16]).

$t = 7.75$ 秒 ● 测量值(文献[2])

— 底部运动计算值 --- 底部摩擦($C_f = 0.01$)计算值

$$\frac{\partial \tilde{w}^2}{\partial t} = - \left(\frac{k_t}{\eta_l} \right) \text{grad} p \quad (10)$$

其中 \tilde{w} 为液体位移, p 为孔隙水压, k_t 为渗透率, η_l 为液体粘性。

Yamamoto 在 Biot 本构关系基础上,研究了波浪与泥底相互作用^[22,23],这种相互作用的主要特点是:

(1) 在海洋土中存在着三类波。两类压缩波: 第一类仅与土骨架运动有关,第二类与孔隙水同土骨架相对位移有关。另一类为剪切波,它们的波速分别为

$$V_{1,2} = \left[\frac{2(\overline{HM} - \overline{C}^2)}{(\rho \overline{M} + \overline{M}H - 2\rho_l \overline{C}) \pm [(\overline{MN} - \rho \overline{M})^2 + 4\rho_l(\rho_l \overline{M} - \overline{m} \overline{C})\overline{H} + 4\rho(\overline{m} \overline{c} - \rho_l \overline{M})\overline{c}]^{1/2}} \right]^{1/2} \quad (11a)$$

$$V_s = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho \overline{m}} \right)^{-1/2} \quad (11b)$$

其中 ρ_l, ρ 为海水与海洋土密度。可将水波速度 V_w 与它们之比定义为复马赫数。

(2) 海洋波浪在泥底上会发生衰减,衰减率反映在复波数 $k = k_r + ik_i$ 的虚部中, k_i 可由隐式色散关系计算

$$\tanh kh = [(\omega^2/kg - \overline{F})/(1 - \overline{F}(\omega^2/kg))] \quad (12)$$

其中 \overline{F} 是已知参数与 k 的函数,可用迭代法求解。

Yamamoto 的理论同实验进行了比较,孔隙水压,波幅衰减,土位移,土内应力同实验均符合得很好。尤其是他仔细分析了在水波作用下沙床与软泥床的响应,讨论了它们各自的特点,所采用的参数如表 1 所示。

表 1 水波与海洋土参数

	细 沙	粗 沙	粘 土
水波 $h(\text{m})$	0.9	50	50
$T(\text{s})$	1.0—2.0	6.0—60	6.0—60
土参数			
$k_t(\text{m}^2)$	7.3×10^{-11}	1.0×10^{-9}	1.0×10^{-12}
$\eta_l(\text{kg/ms})$		1.0×10^{-3}	
$G(\text{N/m}^2)$	1.6×10^{-6}	5.0×10^7	1.0×10^6
δ		0.05	
ν	0.333	0.333	0.45
β		0.40	
α		0.25	
$K_f(\text{N/m}^2)$		1.92×10^6	
$K_s(\text{N/m}^2)$		3.6×10^{10}	
$\rho_f(\text{kg/m}^3)$		1.0×10^3	
$\rho_s(\text{kg/m}^3)$		2.65×10^3	

结果表明,在沙床中,压缩波与剪切波速比水波相速度要大得多。尽管库仑摩擦对海床运动影响可以忽略,但对于水波衰减而言,它同渗漏损耗至少有同等的重要性。在软泥床中,由于低刚度,剪切波速同水波相速度几乎相同,因此海床运动的剪切模由于共振作用要增大。给定频率时,泥床上水波波长要比沙床上的波长短得多,库仑摩擦对水波的衰减也将起主导作用。在某些实例

中,它比渗透引起的衰减要大好几个量级:一般说来,在软泥床上的长波在几个波长距离内就能衰减掉。

我们在研究实际问题时,最重要的是正确确定充液多孔介质的本构关系,测定弹性模量,必要时要考虑水波与本构关系中的非线性效应。至于海底稳定性,在计算海洋土的位移、应力与孔隙水压后,动载荷下的稳定准则是至关重要的。

4. 宾汉塑性模型

不同地区的海岸淤泥由于成份的不同具有不同的本构特性,这需要发展相应的有效理论来描述。根据一些国内外资料反映,世界上许多河口、海岸,包括我国在内,淤泥质海岸淤泥具有宾汉塑性性质。宾汉(Bingham)流体属非牛顿流,其非线性本构关系如下

$$\left. \begin{aligned} \mu \partial u / \partial y &= 0 & |\tau| &\leq \tau_B \\ \mu \partial u / \partial y &= \tau - \tau_B \operatorname{sgn}(\partial u / \partial y) & |\tau| &\geq \tau_B \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其中 τ_B 为屈服应力, μ 为刚度系数或称宾汉粘性系数。

宾汉流体的运动将产生两种不同特征的流态区:剪切流和栓塞流。当 $|\tau| \geq \tau_B$, 流动为剪切流,水平速度是 y 的函数。当 $|\tau| < \tau_B$, 流动为栓塞流。水平速度不随 y 而变保持常值。这种淤泥特性对其理论分析和数值解带来很大困难。困难反映在剪切流与栓塞流临界点位置的确定上。临界点位置是随位置和时间变化的未知函数。所以宾汉流研究不得不引入许多附加假设或近似。如 Hanks^[24]在研究振荡平板边界层时,首先假定临界点位置为常值,从而得到线性解。赵子丹等^[25]在研究波浪与宾汉淤泥相互作用时,忽略了栓塞流的存在,只考虑了剪切流动。在非定常宾汉流动问题的研究上 Makarov 等^[26,27]提出了近似解法。然而用宾汉模型研究波浪与泥床相互作用的理论工作却是寥寥无几。目前看到的研究成果只是近几年才开始的,这就是 C. C. Mei 和 Liu^[28]及赵子丹等^[29]的工作。他们几乎是同时期开始研究宾汉模型。赵子丹在发展中国家海岸、港口工程国际会议上发表的论文把波浪与淤泥床相互作用作为分层流体中波浪运动来处理,把上层流体作为位势流,并在水与淤泥交界处引入了一个粘性边界层,下层的淤泥作为宾汉流体。这项研究引入了两个重要假定,其一已在前面提到,在宾汉流模型中忽略了栓塞流动。其二假定下层淤泥运动有势函数存在。基于这些假定,他得到了波的色散关系,界面波振幅和淤泥层中水平轨迹速度。在1988年,他将上层理想流体改为粘性流体、波数取为复数,从而得到了波浪衰减的结果。Mei 和 Liu(1987),提出了长重力波作用下淤泥运动的宾汉模型,将流动主要分为两层,上层为理想流体,采用沿垂向积分的简化浅水方程,下层淤泥作为宾汉塑性体处理,主要研究了浅层淤泥在长重力波(正弦波和孤立波)作用下的运动规律及消波机制。分析了淤泥层屈服应力、宾汉粘性和界面湍流摩擦对波浪衰减的作用。Mei 等人为了克服前述解宾汉流出现的困难,在其研究中作了大量的简化假定:其中重要的假定是在求解泥层中局部速度时,忽略了界面剪切层和界面垂向运动幅度,认为在几个波长内上层波浪对下层淤泥运动提供动力而不受底层淤泥的影响。并假定淤泥层厚度与水深相比是小量。在淤泥性质方面,要求屈服应力大而宾汉粘性系数小,从而具有很好的底部剪切层。尽管他们的模型还很粗糙,推导中也有些错误,但还是在求解宾汉流体中前进了一步。他们将上层波流,淤泥层的栓塞流和剪切流之间的耦合求解问题化简而逐次串级求解。此时淤泥层的栓塞流只受到上层水压力梯度和底部剪切层屈服应力作用,其运动满足控制方程

$$\frac{d\bar{u}_p}{d\bar{\sigma}} = \frac{1}{s} \frac{d\bar{U}}{d\bar{\sigma}} - \alpha \operatorname{sgn} \bar{u}_p, \quad y_0 < y + h_1 < h_2 \quad (14)$$

其中 $\bar{\sigma} = \bar{\tau} - \bar{x}$, $s = \rho_2/\rho_1$, \bar{U} 为上层流动速度, $\alpha = \frac{\tau_B/h_2}{\rho_2 \sigma A C/h_1}$ (A 为波高, C 为波速) 带“-”的量为无量纲量。参数 α 反映了屈服应力与水压力梯度之比, 是重要的控制参数。当上层水波运动给定之后, 下层淤泥运动只取决于参数 αs , 将方程(14)积分就可以得到栓塞流速度的解析表达式。在 αs 小于临界值 $\alpha s \leq 0.537$ 时淤泥层栓塞流运动是连续的, 否则栓塞流为间歇流动。在已知上层水波速度和泥层栓塞流速之后就可以来解栓塞流与剪切流临界点位置 y_0 。首先要给定剪切层速度分布剖面, 然后用动量积分法积分剪切层微分方程, 从而得到剪切层厚度 y_0 的常微分方程如下

$$\bar{u}_p \frac{d\bar{y}_0^2}{d\bar{\sigma}} + \left(\frac{6}{s} \frac{d\bar{U}}{d\bar{\sigma}} - 4 \frac{d\bar{u}_p}{d\bar{\sigma}} \right) \bar{y}_0^2 = 12\bar{u}_p \quad (15)$$

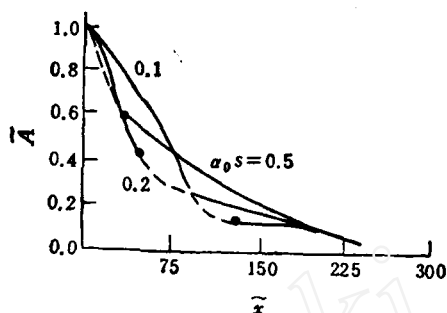


图4 波幅沿程衰减(取自文献[28] $\bar{x} = k_0 x$, $\bar{A} = A/\lambda_0$ 为相对波高)

波浪衰减受到3个主要因素控制: 淤泥层中屈服应力、粘性应力和界面剪切力。它们的作用依赖于参数 αs 。 αs 很小时, 粘性应力起主要作用, 而当 αs 接近于1时, 界面剪切力就是主要因素。图4上给出在正弦波作用下波高沿程衰减过程。淤泥首先是连续运动(在第一个点之前), 然后淤泥运动是间歇的, 最后完全停止(第二个点), 此后界面摩擦就是唯一的消波机制。从图上可知, 波浪约在40个波长范围内才完全衰减掉。而且在淤泥运动停止之前, 波浪的衰减明显快于由界面摩擦引起的衰减。

综上所述, 当前国内外对宾汉模型的研究还仅仅是开始, 在建立模型中作了大量的简化假定。这些假定的合理性, 以及这种模型是否反映了问题的本质, 都需要进一步探讨, 在通常情况下, 淤泥的密度及成份随深度而变。因而 τ_0 及 μ_m 也随之而变; 很多情况下会产生界面内波, 界面附近的混合、扩散、沉积、迁移都会起作用。这些都有待于进一步研究。

5. 边带阻尼 (sideband damping) 模型

边带阻尼模型是 Foda^[29]于1989年提出来的。他认为上述几种模型虽然得出了比硬结的底部摩擦要高的波浪衰减, 但对于实际的海洋淤泥粘性来说, 要解释观察到的惊人的阻尼(特别是暴风浪)还是显得太小。上述模型的致命弱点是线性波假定。而实际上, 大的波浪的阻尼都要考虑非线性效应。在淤泥中弹性波的长度与表面波的振幅为同一量级, 即淤泥弹性的影响在数值上可与波浪的非线性影响相比拟的情况下, 他把 Benjamin 和 Feir^[30] 的重力波边带不稳定性理论应用于粘弹性淤泥。边带不稳定性使载波的能量不断地传输给高耗散的边带振动, 而边带振动通过底部摩擦又失去其能量。在这个过程中淤泥的弹性和粘性都起着重要的作用, 这一点与粘弹性模型不同, 在粘弹性模型中粘性对波浪的衰减起主要作用, 而弹性的作用很小。非线性分析表明, 小的淤泥弹性会引起表面重力波的不稳定, 在淤泥中产生的驻定的弹性剪应力波, 尽管它振幅很小、

波长很短,但对淤泥中的剪应力场的影响却是 $O(1)$ 的量级。这种剪应力波通过与粘性边界层的作用有显著的耗散能力。所以,他特别强调在增大粘性阻尼时要高度重视弹性的作用。

对于周期为 10s、波高 5m, $\nu = 10^{-4} \sim 10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$, $G = 10^7 \text{Pa}$, $\rho_0 = 10^3 \text{kg/m}^3$, 淤泥很厚的情况, Foda 估计重力影响的尺度(表面波长)约为 150m, 淤泥中弹性影响的尺度(弹性剪切波长)约为 5m, 而粘性尺度为 0.01~0.1m, 所以粘性的影响完全可以用边界层加以处理。他用这组参数计算了三组边带扰动, 得出 5m 高的表面波在 0.5Km 左右被完全衰减掉了, 而用同样的粘性参数时其他的线性模型大约都需要 10Km 左右才能完全衰减。他进一步指出: 所产生的边带波的寿命都很短, 都是高度衰减的, 对不同频率表面波的计算表明: 短波衰减得特别快, 长波衰减得稍慢, 但还是比直接的粘性模型的衰减高一个量级。

综上所述, 我们得到的印象是: 由淤泥引起波浪衰减的线性模型比较完整, 而非线性(不论是本构方程非线性或是波浪运动非线性)模型的研究还只是刚刚开始。淤泥与波浪相互作用引起波浪衰减的机理还要进一步探讨。由于淤泥的成份和本构方程的复杂性, 各个实验数据很难比较, 还没有形成系统的实验资料。

参 考 文 献

- [1] Rosenthal, W., *J. Geophys. Res.* **83** (1978), 1980.
- [2] Tubman, M.W. and Suhayda, J.N. Proc. 15th Coastal Eng. Conf., ASCE., Honolulu (1976), 1168.
- [3] Gade, H.G., *J. Mar. Res.*, **16** (1958), 61.
- [4] Macpherson, H., *J. Fluid Mech.*, **97** (1980), 721.
- [5] 薛鸿超, 河海大学科技情报, 1988年2月增刊.
- [6] Gade, H.G., Ph. D. thesis, Texas A & M University (1957), 35.
- [7] Dalrymple, R.A. and Liu, P.L.F. *J. Phys. Ocean.* **8**(1978), 1121.
- [8] 程苏闽、陈耀松, 水动力学研究与进展, **1**, 2(1986).
- [9] 程苏闽、张伯寅、陈耀松, 水动力学研究与进展, **5**, 3(1988), 10.
- [10] 姜林、赵子丹, 水动力学研究与进展, **4**, 1(1989), 51.
- [11] Jiang L. and Zhao Z., *Waterway, J. Port, Coastal and Ocean Eng.*, **115** (1989), 345.
- [12] Keulegan, G.H., *J. Res.* **40** (1948), 487.
- [13] Migniot, C., *Houille Blanche*, **7** (1968), 591.
- [14] Gade, H.G., *Arch. Math. Naturvidensk.*, **B. 55**, 3 (1959), 69.
- [15] Mallard, W.W. and Dalrymple, R.A. Proc. 9th Offshore Tech. Conf., Houston, (1977), 141.
- [16] Hsiao, S.V. and Shemdin, O.H., *J. Phys. Ocean.*, **10** (1980), 605.
- [17] 顾小芸, 海底边坡稳定性, 力学进展, **1**(1989).
- [18] Liu, P.L., *Hydrau. Div. J., Proc. ASCE.*, **99** (HY12) (1973), 2263.
- [19] Nakamura, M., Proc. 20th Japan Soc. Civil Eng. Coastal Eng. Conf. (1973), 421.
- [20] Prevost, J.H., *Waterways, J. Harbours & Coastal Eng., Proc. ASCE*, **101**(WW1) (1975), 464.
- [21] Biot, M.A., *J. Appl. Phys.* **34** (1962), 1254.
- [22] Yamamoto, T., *J. Fluid Mech.*, **87** (1978), 193.
- [23] Yamamoto, T., *Marine Geotechnology*, **5** 2(1983), 93.
- [24] Hanks, R.W., *AIChE. J.*, **20**, 1(1974), 173.
- [25] Zhao Zidan et al., Proc. Coastal Port Eng. Dev. Count.(1987).
- [26] Makarov, A.M. and Salnikov, V.G., *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, (Engl. Transl.), **13** (1970), 546.
- [27] Makarov, A.M., et al., *J. Eng. Phys.*, **22**(1974), 51.
- [28] Mei, C.C. and Liu, K.F., *J. Geophys. Res.* **92**, C13(1987), 14581.
- [29] Zhao Zidan and Jiang Lin, Proc. 6th Cong. APD-IAHR(1988).
- [30] Foda, M.A., *J. Fluid Mech.*, **201** (1989), 189.
- [31] Benjamin, T.B. and Feir, J.E., *J. Fluid Mech.*, **27**(1967), 417.

(本文于 1991 年 12 月 8 日收到)