

文章编号: 1000-0887(2005) 01-0083-09

圆形垂直浮力射流的稳定性与混合特性研究

曾玉红, 槐文信

(武汉大学 水资源与水电工程国家重点实验室, 武汉 430072)

(邓学鳌推荐)

摘要: 建立浅水静止环境中圆形轴对称垂直浮力射流的 k_ϵ 模型, 采用混合有限分析方法进行了数值计算。针对两种不同的流动形态: 近区的混合流体以浮力表面层的形式沿径向扩散的稳定排放; 近区产生旋涡, 浮力热水对混合热水形成二次挟带的非稳定排放, 并对稳定性判据进行了验证, 最后对两种不同流动结构下的远区的混合特性进行了数值模拟, 结果同 Lee 和 Jirka 的试验和理论资料均十分吻合。

关键词: 浮力射流; 稳定性; 数值模拟; 混合特性

中图分类号: O358 **文献标识码:** A

引言

对于热电厂产生的大量废弃热水, 最简单的方法就是将冷凝器中的热水通过放置在受纳水体底部的圆形排放管进行排放。近年来, 许多一次性的冷凝系统, 大都采用装在水底的单孔或是双孔甚至多孔的高速的射流系统, 对浮力热水进行垂直或水平排放。通常, 这种排放结构都位于水下几倍管径深度的地方, 排放范围也较小, 此时, 水体表面和水体底部的动力反应就有可能对这种有限深度的热水排放的混合特性具有决定作用。要最大限度的利用环境水体的冷却能力, 就要对这类排放条件下的温度分布, 及相关的水动力学性质进行研究, 这些信息同样也是研究热水排放对水体环境乃至水生物的影响的基础。

如果排放的流体不会被二次挟带进入浮力射流, 就认为该流动结构是稳定的(图 1(a))。在这种情况下, 可以明显的区分四个不同的流动区域: () 初始的浮力射流区, 射流流体在上升的过程中同环境水体以紊动挟带的形式混合; () 表面碰撞区, 在这里混合浮力流动转变成成为放射状向外运动的超临界流动; () 放射状的水跃区, 流动向下游的亚临界区域转化, 伴随有上层厚厚的突然改变, 并有能量损失; () 分层回流区, 此时沿交界面产生的挟带可以予以忽略。而在高动量、低浮力、浅水环境条件下, 浮力射流带入环境流体的能量可能会很强, 以致于排放中的浮力不足以形成稳定的分层流动, 射流近区会形成回流涡, 从而导致对混合热水的二次挟带, 削弱受纳水体的混合能力, 这种流动结构就定义为非稳定排放结构(图 1(b))。

收稿日期: 2003_11_28; 修订日期: 2004_10_20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50479038); 教育部骨干教师资助计划的资助项目

作者简介: 曾玉红(1976), 女, 湖北宜昌人, 讲师, 博士, 从事环境水力学、计算流体力学方面的研究
(联系人, Tel: + 86_27_68772211; Fax: + 86_27_68772310; E-mail: snowzyh@yahoo.com.cn)

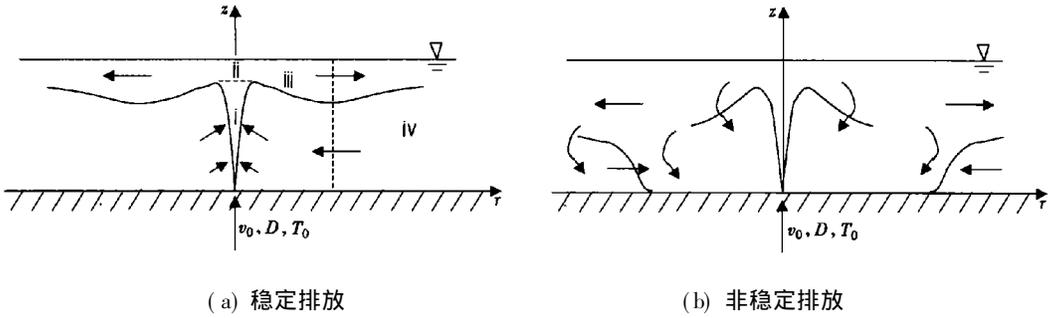


图 1 浅水环境下的垂直圆形浮力射流

Jirka 和 Harleman^[1]、Lee 和 Kuang^[2,3]、Andreopoulos^[4]对静止环境中平面狭缝射流的近区稳定性和混合特性已作了详尽的研究, Lee 和 Jirka^[5]对浅水环境中的圆形垂直浮力射流的排放稳定性和混合特性进行了理论分析和试验验证, 由于理论分析的困难, 和试验量测手段的局限, 他们提供的流场、温度场的资料十分有限 本文将以他们的研究为基础, 对垂直排放到大的水平尺寸的静止均匀水体的圆形浮力射流的稳定性和混合特性进行数值模拟, 以期提供更详细的速度场、温度场的分布情况, 揭示其流动规律, 这些成果对污水排放的设计、以及环境评价具有参考意义

1 数学模型及计算方法

1.1 控制方程

图 1 所示的圆形垂直浮力射流, 温度为 T_0 的浮力热水通过直径为 D 的喷口, 以初始速度 v_0 , 排放到静止的深度为 H , 均匀密度为 ρ_a , 温度为 T_a 的环境流体中 z 轴取在喷口圆心上, 方向铅垂向上, 因为是轴对称浮力射流, 任取一径向为 r 轴, u, v 对应为 r, z 方向的速度分量 设流动是定常的, 布辛涅斯克假定成立, 则描述该类流动的基于 $k-\epsilon$ 湍流模型的控制方程为: 连续性方程

$$(rv)/z + (ru)/z = 0, \quad (1)$$

z 向动量方程

$$\frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} (rv^2) + \frac{\partial}{\partial r} (rvw) \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(rv_t \frac{v}{z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(rv_t \frac{v}{r} \right) \right] + Tg, \quad (2)$$

r 向动量方程

$$\frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} (rw) + \frac{\partial}{\partial r} (ru^2) \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(rv_t \frac{u}{z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(rv_t \frac{u}{r} \right) \right] + v_t \frac{u}{r^2}, \quad (3)$$

温度扩散方程

$$\frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} (rvT) + \frac{\partial}{\partial r} (ruT) \right] = \frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{v_t}{P_n} \frac{T}{z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{v_t}{P_n} \frac{T}{r} \right) \right], \quad (4)$$

湍动能 k 方程

$$\frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} (rvk) + \frac{\partial}{\partial r} (ruk) \right] = \frac{1}{r} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{v_t}{k} \frac{k}{z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{v_t}{k} \frac{k}{r} \right) \right] + P_k + g \frac{v_t}{P_n} \frac{T}{z} - \epsilon, \quad (5)$$

湍动能耗散率 方程

$$\frac{1}{r} \left[-\frac{z}{r} (rv) + \frac{r}{z} (ru) \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{z}{r} \left(r \frac{v_t}{z} - \frac{v_t}{z} \right) + \frac{r}{z} \left(r \frac{v_t}{r} - \frac{v_t}{r} \right) \right] + C_1 \frac{P_k}{k} - C_2 \frac{P_k}{k} + C_1 \frac{g}{k} \frac{v_t}{P_n} \frac{T}{z}, \tag{6}$$

$$v_t = C \frac{z}{k}, \tag{7}$$

$$P_k = v_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{v}{z} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{v}{r} + \frac{u}{z} \right)^2 \right\}, \tag{8}$$

P_n 为湍流普朗特数; p 为液体压强, $T = T - T_a$, 是与水的温度有关的体积膨胀系数 模型系数取值如表 1 所示

表 1 垂直圆形浮力射流紊流模型常数

C	C_1	C_2	k	
0.09	1.45	1.92	1.0	1.3

1.2 边界条件

1) 喷口边界条件:

$$z = 0, 0.0 < r < 0.5D \text{ 时: } v = v_0, u = 0, T = T_0, k = 0.06v_0^2 \exp(-1.7r^2), = 0.06(v_0^3/D) \exp(-1.7r^2);$$

2) 壁面边界条件:

$$z = 0, r = 0.5D \text{ 时: } v = 0, u, k, \text{ 采用标准壁函数求解, } T/z = 0;$$

3) 出口边界条件:

$$r = L, \frac{(ru)}{r} = \frac{k}{r} = \frac{v}{r} = \frac{T}{r} = 0;$$

4) 自由表面边界条件采用刚盖假定^[2]:

$$z = H, v = 0, \frac{u}{z} = \frac{k}{z} = \frac{T}{z} = 0;$$

5) 轴线边界条件:

$$r = 0, \frac{v}{r} = \frac{k}{r} = \frac{T}{r} = 0, u = 0$$

1.3 计算方法

仅考虑恒定情况, 对方程组采用混合有限分析法^[6]进行离散, 并用 SIMPLE 算法进行求解 为了和 Lee^[5]等的试验资料进行对比, 对他们所作 33 组试验的工况(表 2)进行了计算 考虑试验在 $L \ B \ H = 11.3 \text{ m} \ 5.5 \text{ m} \ 0.3 \text{ m}$ 的水槽中进行, 半场计算区域长度取为 $L = 1.0 \text{ m} \sim 2.0 \text{ m}$, 高度为 $0.05 \text{ m} \sim 0.2 \text{ m}$ 不等 计算中在 r, z 方向上将计算区域划分为约 100 50 到 200 100 不等的非均匀交错网格, 其中能量方程收敛到 $1 \ 10^{-6}$, 其余各方程的精度均可达到 $5 \ 10^{-4}$

表 2

计算工况和计算结果

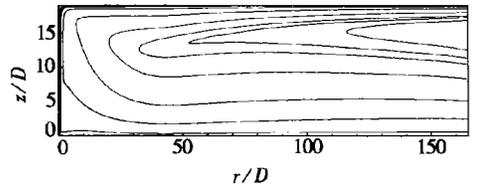
1)	2)	3)	4)	5)	6)	7)	8)	9)	10)	11)	12)	13)	14)
工 况	u_0' (m/s)	D' (m)	L/D	H/D	T_0' ()	T_a' ()	Re	F_0	$4.6(H/D)$	Lee (实验)	本文 (计算)	Lee (实验)	本文 (计算)
1	0.95	0.0127	409	10.6	38.2	22.5	17449	40	49	S	S	4.4	4.3
2	1.07	0.0127	409	10.8	38.5	23.8	19766	46	50	S	S	4.3	3.9
3	1.54	0.0127	409	10.8	39	24.6	28718	66	50	J	J	3.8	2.3
4	1.59	0.0127	409	8.7	39.4	23.8	29875	66	40	U	U	2.0	3.0
5	1.49	0.0127	409	12.4	38.7	23.8	27629	63	57	S	J	5.2	3.6
6	2.04	0.0127	409	12.7	40.5	24.4	39125	82	58	J	U	4.2	3.3
7	0.83	0.0127	409	13.0	37.6	25.7	15072	39	60	S	S	4.3	3.2
8	2.29	0.0127	409	10.6	38	22.9	41902	98	49	U	U	2.1	2.9
9	2.47	0.0127	409	11.1	37.7	24.3	44938	111	51	S	U	4.5	2.9
10	0.6	0.0127	409	11.2	39.9	25.6	11379	26	52	S	S	5.5	3.2
11	2.51	0.0127	409	13.9	38.1	22.7	46015	106	64	J	U	4.3	2.9
12	3.19	0.0127	409	14.1	38.2	23.3	58593	137	65	U	U	3.5	3.1
13	1.37	0.0127	409	14.4	37.7	23.9	24925	61	66	S	S	4.5	4.1
14	0.88	0.0127	409	14.5	37.2	24.3	15857	41	67	S	S	4.0	4.1
15	1.15	0.0127	409	6.2	36.4	21.8	20405	51	29	U	U	1.9	1.5
16	0.9	0.0127	409	6.3	36.2	22.9	15907	42	29	U	U	2.2	1.3
17	2.59	0.0064	813	19.3	37.1	21.2	23474	155	89	U	U	4.6	5.0
18	1.24	0.0064	813	19.3	35.1	22.3	10809	83	89	S	S	7.7	5.9
19	2.35	0.0064	813	23.5	36.1	23	20890	154	108	J	U	9.1	6.0
20	3.19	0.0064	813	23.4	36.1	23.7	28357	214	108	U	U	7.1	6.3
21	4.38	0.0064	813	24.1	37.8	22.9	40234	266	111	U	U	4.2	6.3
22	5.18	0.0064	813	24.2	37.8	24.1	47583	325	111	U	U	3.6	5.4
23	3.11	0.0064	813	32.3	43.7	24.4	31863	158	149	S	J	8.6	9.2
24	9.15	0.0064	813	32.3	38.1	25.5	84533	592	149	U	U	3.3	8.1
25	5.14	0.0064	813	32.7	40.9	26.2	50047	301	150	U	U	7.1	9.2
26	3.43	0.0064	813	10.1	37.3	22.2	31207	209	46	U	U	2.2	2.0
27	5.18	0.0064	813	15.8	39.1	23.3	48771	302	73	U	U	2.6	4.3
28	3.71	0.0064	813	17.7	38.8	24.2	34733	224	81	U	U	3.1	3.5
29	5.98	0.0064	813	19.7	39.2	24.6	56409	359	91	U	U	2.6	5.2
30	0.4	0.0254	205	2.4	40	26.1	15201	12	11	U	U	2.1	1.1
31	0.59	0.0254	205	2.6	36.5	23.6	20978	19	12	U	U	1.2	1.1
32	0.29	0.0254	205	2.2	40.2	24.5	11062	8	10	J	U	2.04	1.1
33	0.25	0.0254	205	4.0	36.7	25.5	8923	8	18	S	S	2.5	2.0
										稳定性		稀释度	

注: S 为稳定排放; J 为淹没水跃; U 为非稳定排放

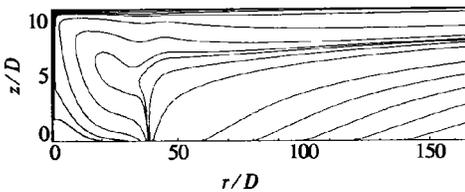
2 圆形浮力射流的稳定性

图2给出了由计算得到的3种典型工况下的射流流线图,分别属于稳定排放、淹没水跃和非稳定排放。对于稳定排放的情况(图2(a)),热废水从喷口射出后,在喷口附近的局部区域内,水流具有较大的初始动量,使得水流有一个明显的竖直上升阶段,也就形成了前面提到的浮力射流区。射流上升到一定的高度后,射流流体同自由表面产生碰撞,使得浮力热水沿径向向周围扩散。在碰撞区的末端,上层正向流动的层厚开始逐渐增厚,到的时候,上层正向流动和下层反向流动的层厚逐渐趋于稳定,从而形成稳定的反向分层流动。从图2(a)中可以看出,在稳定排放情况下,流动的几个区域清晰可辨,排放近区浮力热水同受纳水体的掺混不明显,流场中也没有明显的旋涡发生。图2(b)给出了淹没水跃的流线图,这是一种弱非稳定情况,也可以说是稳定排放向非稳定排放过渡的情况。此时浮力射流经过浮力射流区、表面碰撞区后,以淹没水跃的形式向受纳水体扩散,由于浮力的作用不足以克服动量的影响,从而导致对环境水体的挟带作用增强,在排放近区形成了明显的旋涡,涡心位置大约在 $r = 2.5H$,上层流动有向下延伸到整个水体深度的趋势。在这种情况下,稳定的反向分层流动大约在 $r = 2.5H \sim 3.5H$ 处形成,但近区的3个流动区域的界限不如稳定情况下的分明。随着浮力作用的影响进一步减弱(如加大 v_0 ,减小超温 $T_0 - T_a$,减小相对水深 H/D),就会形成非稳定排放结构(图2(c))。此时在排放近区有明显的旋涡存在,涡心的位置仍约在 $r = 2.5H$ 处,但旋涡的高度几乎达到了整个水体深度,径向尺寸亦有增大,稳定的分层流动推后,大约在 $r = 5H$ 处趋于稳定。显然,在非稳定排放的近区,射流水体和环境水体发生掺混的范围更大,涵盖了整个近区,程度也更加剧烈。

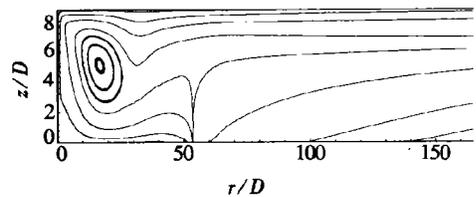
另外,图3给出了3种典型工况的相对温度(T/T_a)的等值线图。从等温线的角度,同样可以对射流排放的稳定性进行区分。图3(a)是稳定排放条件下的温度等值线图,浮力热水经过表面碰撞区以后,较为平顺的过渡到反向分层流动区,温度等值线近似为平行线,内部水跃区的水跃底部位置较高,水跃的形态也不充分。由于近区没有明显的掺混发



(a) 稳定排放 ($F_0 = 83, H/D = 19.3$)



(b) 淹没水跃 ($F_0 = 66, H/D = 10.8$)

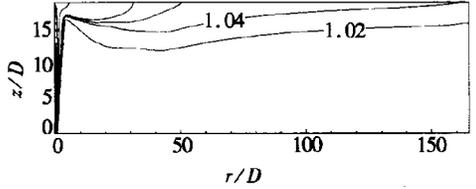


(c) 非稳定排放 ($F_0 = 66, H/D = 8.7$)

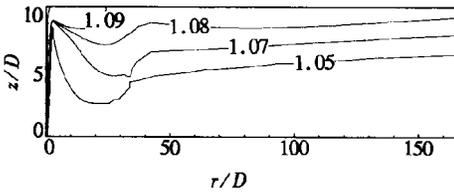
图2 圆形垂直浮力射流流线图

生,所以排放口附近、反向分层流动区的下层都没有发现温度的明显升高。而在图3(b)中,浮力热水经过表面碰撞以后,形成了明显的淹没水跃,水跃的高度向下延伸到约 $0.75H$,显然会导致对环境水体的挟带增强,该区的水体温度升高。图3(c)中,水跃的程度更加强烈,整个近区的环境水体的温度都有明显的升高,等温线与底面相交,表明底层温度较高,显然射流水体和环境水体发生了强烈的掺混,导致近区局部范围的热污染严重。

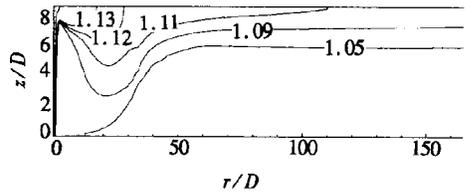
为了更加明确的认识不同排放情况下的温度分布情况,图4给出了沿射流径向的 $r = 0.25 H, 0.5 H, 1 \sim 9 H$ 各个纵断面上,相对超温 $(T - T_a)/(T_0 - T_a) = T/T_0$ 随水深 (z/H) 变化的分布情况 从图中可以发现,表面碰撞区大约位于 $r = 0.25 H$ 的地方,碰撞区的厚度大约为 $0.1 H$,此后上层流动的层厚逐渐增大,在 $r = 0.5 H$ 以前,这种变化并不明显,而到了 $r = 1 H$ 的时候,上层流动的层厚就比表面碰撞区的增加了很多,这一点在稳定排放情况下表现的更加明显(图4(a)) 由此可以断定,内部水跃一定发生在之间,通过大量的计算分析后,确定内部水跃发生在 $r = 0.6 H$,这一点同 Lee^[5] 的理论预报,以及 Rawin^[7] 的污水羽流的试验数据是一致的 稳定排放情况下,在 $r = 2 H$ 和 $r = 3 H$ 两个断面的上下层流动交界面的高度发生了明显的变化,此后就进入反向分层流动 淹没水跃情况下(图4(b)),上下



(a) 稳定排放 ($F_0 = 83, H/D = 19.3$)

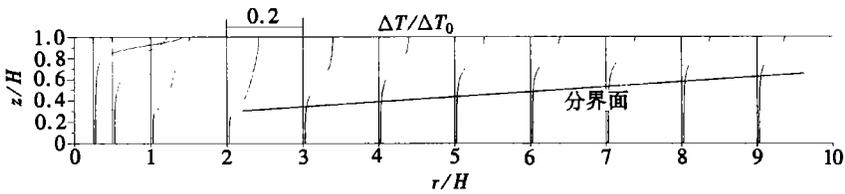


(b) 淹没水跃 ($F_0 = 66, H/D = 10.8$)

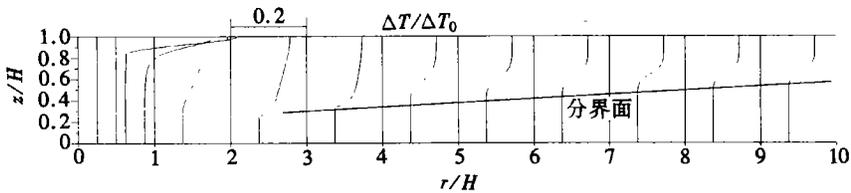


(c) 非稳定排放 ($F_0 = 66, H/D = 8.7$)

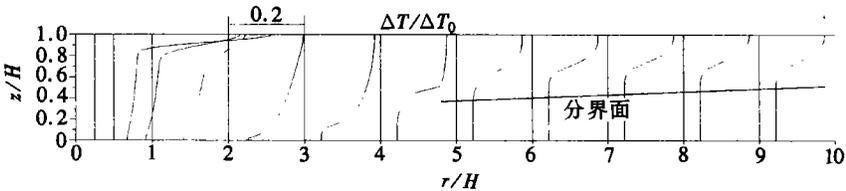
图3 圆形浮力射流温度 (T/T_a) 等值线图



(a) 稳定排放 ($F_0 = 40, H/D = 10.6$)



(b) 淹没水跃 ($F_0 = 66, H/D = 10.8$)



(c) 非稳定排放 ($F_0 = 66, H/D = 8.7$)

图4 圆形浮力射流径向各断面上的温度分布图

层层厚的突变发生在 $r = 3 H$ 和 $r = 4 H$ 两个断面之间 而非稳定排放情况下,这一突变发

生在 $r = 5H$ 显然,在几何尺寸(H, D, L)相同的条件下,非稳定排放近区的影响范围要大于稳定排放情况 3种排放工况的流动远区都有明显的温度(密度)交界面存在,各层的温度分布在水平方向和竖直方向上都表现出了均一性 由此可以确定,排放稳定性与远区的几何性质无关 另外从图4中还可以发现,稳定排放情况下,各个断面上的底层 $T/(T_0)$ 都很小,几乎为零,到了某一高度处才有明显的温度升高;发生淹没水跃时,各个断面的底层温度均较高,到一定的高度后,也有明显的温度升高 因此在稳定排放和淹没水跃情况下,各个断面上的温度分布在底面附近都有一段近似为竖直线,也就意味着对应的温度等值线不会同底面相交,这和前面的分析也是一致的 非稳定排放情况下,靠排放口越近,近区底层温度高,并且温度从底层开始逐渐升高,显然等温线在这里会与底面相交 大量的计算表明,当流动区域底部(喷口以外)的相对温差满足 $T/(T_0) > 1.0\%$,射流排放区就伴随有涡旋出现,也就是出现了非稳定排放的情况,本文中正是采用这种方法对计算工况的稳定性进行了判断

Lee^[5]等通过理论分析得出,圆形浮力射流的排放稳定性主要与两个参数,即相对淹没深度 H/D 和密度佛汝德数 $F_0(F_0 = v_0/\sqrt{gD})$ 有关,并得出当 $H/D > 6$ 时,稳定性判据为:

$$F_0 = 4.6(H/D) \text{ 或 } H/D = 0.22 F_0 \quad (9)$$

表2中的第11)、12)栏分别为 Lee^[5]等的试验和本文计算得出的稳定性情况,其中S表示的是稳定排放情况,J表示的是淹没水跃,也就是弱非稳定排放情况,而U表示的是完全非稳定排放的情况 另外,所有的计算工况的稳定性情况在图5中标出,可以发现,在 $H/D > 6$ 的情况下,所有的稳定状态的点,均落在由判据(9)确定的稳定排放区域;而所有非稳定排放的点(包括淹没水跃和非稳定排放)均落在由判据(9)确定的非稳定排放区域;由此可见,计算结果同 Lee 等的试验和理论判据均吻合较好

从图5还可以看出,在给定淹没深度 H/D 条件下,通过增加初始密度佛汝德数就可以到达非稳定区域 在小 H/D 条件下,由于受边壁及其初始条件的影响,流动未能充分发展,其稳定流动结构的范围显然要更小一些,因此在 $H/D < 6$ 的情况下,(9)式中给出的判据并不适用

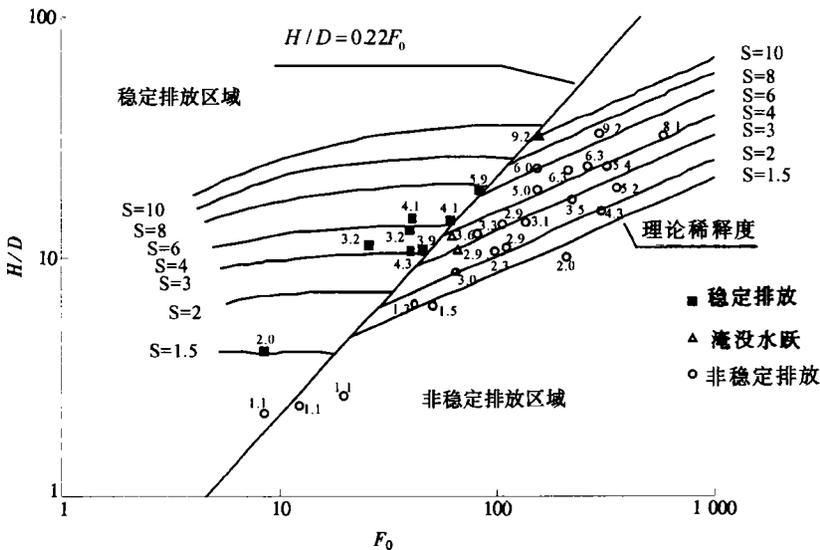


图5 排放稳定性及近区稀释度计算同理论值的比较

3 圆形浮力射流的混合特性研究

稳定排放条件下, 理论上的近区体积稀释度由表面碰撞区尾部 $r = r_l$ 处的上层流量 Q_l , 和排放流量 Q_0 的比值, $Sr = Q_l / Q_0$ 来确定。为了便于同 Lee^[5] 的试验进行比较, 计算的近区的稀释度由排放的超温同计算得到的表面碰撞区末端 ($r = 0.25 H$) 的最大超温的比值, $S_c = T_0 / T_{\max}$ 来确定。试验值在表 2 中的 13) 栏列出, 对应的计算稀释度在 14) 栏中给出, 两者同样吻合较好。

Lee^[5] 等通过对圆形浮力射流进行理论分析, 将非稳定排放情况下体积稀释度拟合为:

$$S = 0.9 F_0^{-2/3} (H/D)^{5/3} \quad (10)$$

根据 Lee 等的研究成果, 分别在图 5 中作出稳定和非稳定排放结构下的等稀释度线, 计算的稀释度对应标在计算点上, 一般都吻合较好, 个别工况计算的稀释度比理论预报值要略高一点。这可能是由于表面碰撞区的额外的挟带造成的, 另外在相对水深 (H/D) 较小的情况下, 计算中采用刚盖假定对近区稀释度的影响也有待进一步探讨。本文计算的稀释度值(表 2 第 14) 栏) 同试验值(表 2 第 13) 栏) 比较起来, 显然计算值同理论预报值(图 5 中的等稀释度线) 更加接近, 试验值偏离理论值的原因, 可能与试验测量的误差等因素有关。

4 结 论

- 1) 数值计算证明, Lee 等^[5] 提出的圆形垂直浮力射流稳定性的判据: $F_0 = 4.6(H/D)$, 在 $H/D = 6$ 时是合理的;
- 2) 圆形浮力射流排放的稳定性, 与给定射流的淹没深度 H/D , 初始密度佛汝德数 F_0 有关, 主要由近区的浮力射流区、表面碰撞区、内部水跃区的动力特性决定;
- 3) 在淹没深度 H/D 一定的情况下, 通过减小初始密度佛汝德数 F_0 , 流动可以由非稳定结构变为稳定流动结构;
- 4) 稳定排放结构有利于热废水向外扩散, 稀释度较大; 非稳定排放结构下, 由于排放近区对环境水体的掺混剧烈, 不利于热废水的扩散, 导致稀释度下降。

[参 考 文 献]

- [1] Jirka Gerhard H, Harleman Donald R F. Stability and mixing of a vertical plane buoyant jet in confined depth[J]. J Fluid Mech, 1979, **94**(2): 275-304.
- [2] Kuang C P, Lee J H W. Effect of downstream control on stability and mixing of a vertical buoyant jet in confined depth[J]. Journal of Hydraulic Research, 2001, **39**(4): 375-391.
- [3] Kuang C P, Lee J H W. A numerical study on the stability of a vertical plane jet in confined depth [A]. In: Lee, Jayawardena, Wang Eds. Environmental Hydraulics [C]. Rotterdam: Balkema, 1999.
- [4] Jannis Andreopoulos. Experiments on vertical plane buoyant jets in shallow water[J]. J Fluid Mech, 1986, **168**(7): 305-336.
- [5] Joseph H W Lee, Jirka G H. Vertical round buoyant jet in shallow water[J]. J Hyd Div ASCE, 1981, **107**(12): 1651-1675.
- [6] 李炜. 粘性流体的混合有限分析解法[M]. 北京: 科学出版社, 2000.
- [7] Rawn A M, Plmaer H K. Predetermining the extent of a sewage field in seawater[J]. Trans ASCE, 1930, **94**(4): 201-210.
- [8] Albertson M L, Dai Y B, Jensen R A, et al. Diffusion of submerged jets[J]. Trans ASCE, 1950, **115**:

- 639 664.
- [9] Gerhard H. Jirka, Multiport diffusers for heat disposal: a summary[J]. J Hydraul Div ASCE, 1982, **108**(12): 1425 1468.
- [10] Iamandi C, Rouse H. Hot_induced circulation and diffusion[J]. J Hydraul Div Proc ASCE, 1969, **95** (HY2): 589 601.
- [11] Murota A, Muraoka K. Turbulent diffusion of a vertically upward jet[A]. In: Proc 12th Cong IAHR [C]. Colorado: Water Resources Publications, 1967, **4**: 60 70.
- [12] Pan F, Acrivos A. Steady flows in rectangular cavities[J]. J Fluid Mech, 1968, **28**(10): 643 655.

Numerical Study on the Stability and Mixing of Vertical Round Buoyant Jet in Shallow Water

ZENG Yu_hong, HUAI Wen_xin

(State Key Laboratory of Water Resources and Hydropower Engineering Science,
Wuhan University, Wuhan 430072, P. R. China)

Abstract: The k_ϵ model was applied to establish the mathematical model of vertical round buoyant jet discharging into confined depth, and it was solved using the Hybrid Finite Analytic Method (HFAM). The numerical predictions demonstrate two generic flow patterns for different jet discharge and environmental parameters: () a stable buoyant flow discharge with the mixed warm fluid leaving the near_field warm in a surface warm water layer; () an unstable buoyant flow discharge with recirculation and re_entrainment of warm water in the near field. Furthermore, the mixing characters of vertical round buoyant jet were numerically predicted. Both the stability criterion and numerical predictions of bulk dilutions are in excellent agreement with Lee and Jirka's experiments and theory.

Key words: round buoyant jet; stability; numerical simulation; mixing character