

摘 要

本文工作主要包括四个部分:

1. 研究了普通自来水中荧光素钠的荧光特性,详细分析了浓度、激光功率、温度、pH 值和截止滤光片对荧光强度的影响;提出了二维数字校正方法以消除激光片光的不均匀和沿光程衰减的影响。在此基础上,建立了一套完善的 PLIF 技术测量浓度场系统,用 C 语言编制了一套功能较强的图象处理软件。

2. 利用 PLIF 技术对静止环境中圆形紊动射流进行了浓度测量,同时获得了时均浓度、瞬时浓度、均方根脉动浓度和脉动能谱,时均浓度测量结果与前人的半经验理论结果比较表明:圆形射流的浓度分布的核心区长度比半经验理论的预测值要短。

3. 指出了过去分维测量中常用的“数盒子”法测量的结果偏小,同时,提出了新的方法——修正“数盒子”法,并且将分维测量与数字图象处理技术结合起来,编制了分维测量软件。在获得了静止环境中圆形紊动射流 PLIF 图象的基础上,对圆形紊动射流进行了分维测量。研究发现:①紊动射流分维尺度的上、下临界点约为积分尺度和耗散长度尺度;②紊动射流的分维 D 沿程增加,在 $X/d_0 \approx 6$ 附近存在一个“跳跃”段。分维的沿程变化,反映出紊动射流的分区特性;③紊动射流的分维 D 随 C/C_0 的增加而减少,呈高斯分布;④推荐 2.53 ± 0.04 作为完全发展湍流的分维,这个值与 Hentschel 和 Procaccia 的理论估算结果一致。

4. 研究了静止环境和横流中垂向纯射流的总体流动特征,并且利用 PLIF 技术获得了横流中四种工况下垂向纯射流的三维浓度场。观察到了横流中射流的马蹄形结构、分叉现象和尾涡等现象,初步分析了测量结果。

关键词: 平面激光诱导荧光(PLIF)技术,荧光素钠,二维数字校正方法,紊动射流,分维测量,横流,三维浓度场

Planar Laser — Induced Fluorescence (PLIF) Technique and Its Measurements of Concentration Field of Turbulent Jets

Abstract

This paper includes mainly four aspects as follows:

1. The fluorescence properties of sodium fluorescein in common water were studied, and the effects of concentration, laser power, temperature, pH value and color filter on fluorescence intensity were analyzed in detail. In order to account for the nonuniform distribution and attenuation of intensity of a laser thin passing through a fluorescein solution, two dimensional digital calibration method was proposed. Based on the above, a perfect concentration measurement system of planar laser — induced fluorescence (PLIF) technique was established, in which a image processing software with strong functions, written by C language, was included.

2. Concentration measurements of round turbulent jet in stagnant water were carried out in our PLIF system. The mean concentration, instantaneous concentration, R. M. S. concentration fluctuation and fluctuation energy spectra were obtained, and the results of mean concentration were compared with those of semi — empirical theory.

3. It was found that the fractal dimension, measured by the so — called “box — counting” method, of fractal objects is smaller than the theoretical value. So we proposed a better method — modified “box — counting” method, which was verified by standard fractal curves. We measured the fractal dimension of scalar interface of PLIF image for turbulent jets, and found: ① the scaling regime spans roughly between the integral and dissipation length scales; ② the fractal dimension, D , of turbulent jets increases with the jet path, with a sudden jump at $X/d_0 \approx 6$. This means that the fractal dimension can represent the properties of region of turbulent jets; ③ the fractal dimension, D , of concentration contour of turbulent jets decreases when the concentration C/C_0 increases, and fit to the Gaussian; ④ the fractal dimension D for fully developed turbulent flows was recommended to be 2.53 ± 0.04 , which is in better agreement with the estimate theoretically $2.5 \leq D \leq 2.75$ by Hentschel and Procaccia.

4. The total flow characteristics of vertical pure jets in stagnant water and in cross — flow were studied experimentally and theoretically. The three dimensional concentration fields of vertical pure jets with cross — flow were obtained for four cases. The kidney shape, bifurcation and wake vortexes for round jets in cross — flow were observed experimentally, and the preliminary analysis have been done.

Keywords: PLIF technique, sodium fluorescein, two dimensional digital calibration method, turbulent jet, fractal dimension, cross — flow, three dimensional concentration field.

Ph. D. Candidate: Huang Zhen — Li

Directed by: Prof. Yu Chang — Zhao

Prof. Li Yu — Liang

主要符号表

英文符号

A	吸光截面积(第一章);吸光度(第二章)
$a_{\max}$	最大吸收波长下的摩尔吸光系数
a_{488}	蓝光(488nm)波长下的摩尔吸光系数
b	荧光强度高斯分布的半宽(第三章);射流上升到 H_i 高度时的半宽(第五章)
C	荧光素钠(模拟污染物)的浓度
C_D	绕流阻力系数
D_{D0}	出射断面的绕流阻力系数
C_m	射流轴线上的浓度
C_0	射流喷口浓度
c_1	圆形紊动射流的扩展系数,为 0.103
c_2	平面紊动射流的扩展系数,为 0.141
D	分维(Hausdorff—Besicovitch)维数
d_0	射流喷嘴直径
E_0	喷口无量纲射流能量通量
F	荧光强度(用灰度级表示)
F_{rms}	图象均方根灰度
$\bar{F}$	图象时均灰度
f	荧光信号转换成数字信号的背景噪音
H	水深
H_0, H_m	反映荧光物质的吸光系数、入射光强度、 荧光比率等因素的综合影响
$I_{\max}$	激光片光中心最大光强
I_0	入射光强度
K	荧光比率(第一章);某一常数
$L(\epsilon)$	分形曲线长度
l	透光长度
M_D	(分形体)D 维测度
P	激光功率(第二章);分形体周长(第四章)

Q	射流上升到 H_i 高度时的卷吸后的流量
Q_0	射流喷口流量(圆形)或单宽流量(窄缝)
R	喷口速度和横流(水面)速度之比
Re	射流出口雷诺数, $u_0 d_0 / \nu$
s	光程方向(第三章);多孔排污器的孔距(第五章)
t	时间
u_m	射流轴线上的速度
u_0	射流喷口速度
ν	横流速度
ν_s	水面横流速度
W	水槽(箱)宽度
X, Y, Z, x, y, z	直角坐标系坐标轴
Z_e	横流中射流起始段末端坐标
Z_s	横流中射流弯曲段末端坐标

希腊符号

α	荧光强度扩展率
$\gamma(D)$	(分形体)几何因子
Δh	水面隆起高度
Δh_m	水面最大隆起高度
$\Delta x, \Delta y$	水平和垂向的像素分辨率
δ	片光(或截面)厚度
ε	射流扩展系数(第三章);空间量子化 网格尺寸(第四章)
η	Kolmogorov 尺度
Λ_f	射流轴线上的最大纵向积分尺度
Λ_g	射流轴线上的最大横向积分尺度
λ	像素长宽比
λ_f	射流轴线上的最大纵向耗散尺度
λ_g	射流轴线上的最大横向耗散尺度
$\lambda_{\max}$	(荧光素钠溶液)最大吸收波长
μ	(湍流)间歇因子
ν	水的运动粘性系数
τ	荧光分子的平均寿命

目 录

第一章 绪论	1
第一节 引言	1
第二节 LIF 技术测量浓度场的原理	2
一、荧光现象	2
二、LIF 技术测量浓度场的原理	3
第三节 LIF 技术测量浓度场的研究现状	5
第四节 本文工作	6
第二章 PLIF 技术测量浓度场系统的建立	8
第一节 荧光物质的选择及其光谱分析	8
一、荧光物质的选择	8
二、荧光素钠的激发和发射光谱分析	9
三、荧光素钠的紫外分析	9
四、截止滤光片的选择及其透光分析	11
第二节 PLIF 技术的光学、图象采集和图象处理系统	12
一、光学系统	12
二、图象采集系统	12
三、图象处理系统	13
第三节 荧光强度影响因素分析	14
一、浓度对荧光强度的影响	15
二、激光功率对荧光强度的影响	15
三、温度对荧光强度的影响	17
四、pH 值对荧光强度的影响	18
五、截止滤光片对荧光强度的影响	18
第四节 小结	19
第三章 二维数字校正和圆形紊动射流浓度场的测量	20
第一节 二维荧光强度分布及有关参数的确定	20
一、二维荧光强度分布	20
二、参数 H_m 、 f 的确定	21
三、参数 a 、 α 的确定	22

第二节 二维数字校正	24
一、二维数字校正方程	24
二、校正步骤	24
第三节 紊动射流浓度场测量	25
一、射流时均浓度和瞬时浓度	26
二、射流脉动浓度和能谱	26
第四节 紊动射流浓度分布的进一步分析	27
第五节 获得高质量 PLIF 图象的要点	33
第六节 小结	34
 第四章 紊动射流的分维测量及分析	35
第一节 引言	35
一、分形和分维	35
二、分形理论的意义及其在流体力学中的应用	39
三、本章工作	42
第二节 分维测量方法及测量软件的检验	42
一、分维测量方法	42
二、测量软件的检验	45
三、分维测量的不确定性问题	47
第三节 圆形紊动射流的分维测量及分析	48
一、射流分维尺度上、下临界点	50
二、射流分维 D 沿程的变化	52
三、射流分维 D 随 C/C_0 的变化	52
四、完全发展湍流的分维	53
五、问题讨论	53
第四节 小结	55
 第五章 浅水域中垂向纯射流的流动特征	57
第一节 引言	57
第二节 静止域中“浅水”概念及隆起高度的计算	57
一、水面隆起高度的计算	58
二、静止水域中“浅水”概念	61
第三节 有横流时流动转变条件的确定	62
一、二维平面射流问题	62
二、轴对称圆形射流问题	63

三、多孔扩散器排放问题	66
四、有横流时的“浅水”概念	68
第四节 小结	68
第六章 横流中垂向纯射流的浓度分布特征	70
第一节 试验和测量装置	70
一、水槽和模拟污染物排放系统	70
二、PLIF 系统的布置	71
三、速度的测量	72
第二节 污染源浓度的选择	72
第三节 测量工况的基本参数及浓度测量结果	73
一、工况 I	73
二、工况 II	75
三、工况 III	76
四、工况 IV	78
五、工况 V	80
第四节 浓度分布特征分析	109
一、时均浓度和瞬时浓度的比较	109
二、马蹄形结构、分叉现象和尾涡	109
三、单孔射流边界和中心线	110
四、单孔射流轴线	112
第五节 小结	115
第七章 主要研究成果和讨论	116
致谢	119
参考文献	120
作者简历和论文	126

第一章 绪 论

第一节 引 言

在科学研究中,如果能够直观地对由某一物理过程产生的或与它相关联的图象进行观察研究,那么,对该物理过程的理解就会更为深入。当我们考察一个流体力学过程,如流动的分离时,这一点更为明显。通过观察流动图象,人们可以得到流动整个发展过程的概念。为了辨认流体的运动,必须提供一套使流动可视化的技术,这种技术称为流动显示技术。在流体力学的发展过程中,层流和湍流概念的提出、激波现象、边界层、猝发现象以及湍流边界层中大涡结构的发现等,都借助于流动显示技术,它对了解流体力学问题起着十分重要的作用。然而,除了演示性外,随着计算机和图象处理技术的发展,许多流动显示技术更重要的作用是能够从所获得的流动图象推导出定量的数据,这种技术能够在流动不受干扰的情况下提供整个流场的信息。相反,单一的流动测量仪器,如某些压力、温度或电导探头以及 LDV 测速仪,只能提供流场中某一点的信息。另外,探头的存在对流动会产生某种程度的影响。

流动显示技术的发展突飞猛进,方法多种多样,总结起来,大体上可分为三类^[1]:第一类包括在流动流体中添加外来物的所有方法,如在液体中加入染料、在空气加入烟和蒸汽、作用粒子或氢气泡示踪测量速度等;第二类为借助于流体密度变化的光学显示,如光偏转显示法、干涉法等;第三类为附加热和能量的流动显示,是第一、二类方法的结合,如火花示踪技术、激光诱导荧光法等。

激光诱导荧光(Laser — Induced Fluorescence,简称 LIF)技术是一种新的流动显示和流动测量方法。不仅可以定性揭示流动的内部结构,而且与图象处理技术结合起来,可以进行浓度场、温度场、压力场以及速度场的定量测量^[2-26]。该技术自七十年代中期用于剪切层的混合流动显示开始发展起来,已经历了从气体到水体,从定性到定量,从线测量到面测量等不同的发展过程,逐步得到改进和完善。例如:多种激光染料用于水体的流动显示;根据诱导荧光对酸度(pH 值)的敏感用于化学反应流动中进行显示;在超音速气体流动研究中加入碘蒸汽或 NO 气体可提高流动显示的可视性,凡此等等,结合激光片光技术的发展,已广泛应用于旋涡分离流、化学反应流、混合流和湍流基础研究中,有效地揭示了流动的三维结构。特别是八十年代以来,由于光敏元件特别是高分辨率、高灵敏度的 CCD(Charge — Coupled Device)面阵摄像技术的异军突起和图象处理技术的飞速发展,使 LIF 技术能进行定量测量,并且测量精度不断提高。如火焰燃烧中的温

度场测量、燃烧气体浓度场以及非燃烧气体的密度场和速度场的测量,所有这些成为可能,并正进一步深入和发展。很明显,LIF 技术已成为揭示复杂流动现象和定量测量中最重要的手段之一,发展前景较为广阔。国内目前有个别单位已开展了 LIF 技术的初步研究,取得一些成果,但还需进一步深入,并把应用领域拓宽。

在水环境研究中,常常碰到的一个难题是非恒定浓度场和三维浓度场的测量。过去,传统的量测方法是点测量,这对于非恒定流动甚至周期性流动往往不能获得场的同步信息。1990 年,王立新^[2]利用示踪染料颜色深浅与其浓度的线性关系,用照相记录结合数字图象处理技术测量了潮汐流动中的浓度场。这种方法作为一种解决非恒定浓度场测量难题的尝试来讲具有积极的意义,但还存在着一些不足之处:一是精度低,这是因为影响测量误差的因素较多,如胶片的性能、照片的拍摄与冲洗质量、照片数字化时背景的光强不均匀性、比色计的透光性等等;二是该测量结果既不是二维的,也不是三维的,而是光线穿过颜色水体在相机底片上留下的准二维图象(pseudo - two - dimensional image),就象我们拍摄的天空中云彩的照片一样。因此,试验室内非恒定浓度场和三维浓度场的测量还远远没有得到根本的解决。

本文提出用平面 LIF 技术来解决这一测量困难,并对技术本身进行了深入的研究,然后用于解决污水排放模拟试验中浓度场的测量问题。平面 LIF 技术,简称 PLIF,也可以叫做浓度场“CT”测量技术,类似于研究人脑的 CT 技术。通过用激光片光对流动空间进行断层扫描,就可以获得流动的精细内部结构和三维浓度场。

第二节 LIF 技术测量浓度场的原理

一、荧光(fluorescence)现象

荧光现象早在 16 世纪就被西班牙的内科医生和植物学家 N. Monardes 发现。17 世纪 Boyle 和 Newton 等著名科学家再次观察到荧光,并且给予了更详细的描述。1852 年,Stokes 发现荧光的波长比入射光的波长稍为长些,并且提出了“荧光”这个术语。Stokes 还对荧光强度和浓度之间的关系进行了研究,描述了在高浓度时以及外来物质存在时的荧光猝灭现象。20 世纪荧光现象得到了广泛的研究和重视。如今,荧光分析方法已成为一种重要且有效的光谱化学分析手段^{[27][28][29]}。

每种物质分子中都具有一系列紧密相隔的能级,称为电子能级。当物质分子吸收特征频率的光子以后,由基态跃迁至第一或第二激发态中各个不同振动能级和转动能级,如图 1-1 中 a、b 所示。处于激发态的分子是不稳定的,它可以通过辐射跃迁和非辐射跃迁等分子内的去活化过程丧失多余的能量而返回基态。非辐射

跃迁的去活性过程,其结果是将电子激发能转化为振动能或转动能。而辐射跃迁的去活化过程,发生光子的发射,伴随着荧光或磷光现象。在溶液中,一般没有磷光现象。

由荧光产生的过程可见,荧光的产生是由第一电子激发态的最低能级开始的,和荧光物质分子被激发到那一能级无关。因此,分子荧光发射光谱的形状与激发光的波长无关。

由于激发和发射之间存在着一定的能量损失,因此在溶液荧光光谱中存在着斯托克斯(Stokes)位移,也就是说,荧光的波长总是大于激发光的波长。后文中我们会看到,试验中根据这一点可以用截止滤光片将激发光和荧光分离,只检测荧光信号,从而提高测量精度。

从以上的简介中可以知道,产生荧光的一个必要条件是物质的分子要具有一定的吸收结构去吸收激发光的能量;另一个条件是吸收了激发光能量之后的分子必须具有高的荧光效率。荧光效率用所发出荧光的量子数和所吸收激发光的量子数的比值来计算,其高低和物质的内部结构有关,荧光多发生在具有 π 电子共轭体系的分子中。

从荧光产生的外部条件讲,需要有激发光源。激光是诱导荧光的理想光源,它具有方向性好、能量高度集中、光子通量大、单色性好等诸多优点。激光的发展对荧光光谱分析产生了深刻的影响。

荧光的寿命和量子产率,是荧光物质的两个重要发光参数。荧光的寿命定义为返回基态之前分子耽搁在激发态的平均时间,或者说处于激发态的分子数目衰减到原来的 $1/e$ 所经历的时间。荧光的量子产率是指荧光物质吸光后所发射的荧光的光子数与所吸收的激发光的光子数之比值。

二、LIF 技术测量浓度场的原理

假设每秒每平方厘米上光强度为 I_0 的入射光,照射到一个吸光截面积为 A 的盛有荧光物质的液池。入射光穿过 y 处的一层很薄的液层 Δy ,如该薄层所吸收的光能量为 ΔI ,所发射的荧光强度为 F (如图1-2所示),则^[28]

$$F = K \Delta I, \quad (1-1)$$

式中: K 为荧光比率。

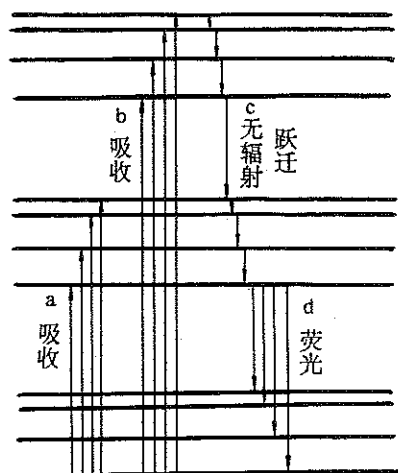


图 1-1 吸收光谱和荧光光谱能级跃迁示意图

根据比尔(Beer)定律可知,在进入该薄层之前的入射光的强度为 $AI_0 \exp[-a \int_0^y C(r) dr]$ (a 为吸光系数; $C(r)$ 为液池中荧光物质的浓度),而通过薄层 Δy 之后的光强度为 $AI_0 \exp[-a \int_0^{y+\Delta y} C(r) dr]$ 。因此,被薄层吸收的光能量为:

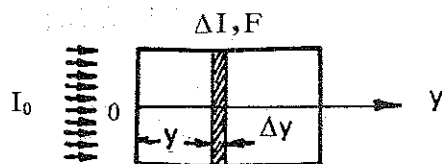


图 1-2 液池的荧光分布示意

$$\begin{aligned} \Delta I &= AI_0 \left\{ \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right] - \exp \left[-a \int_0^{y+\Delta y} C(r) dr \right] \right\} \\ &= AI_0 \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right] \left\{ 1 - \exp \left[-a \int_y^{y+\Delta y} C(r) dr \right] \right\}. \end{aligned}$$

由于 $a \int_y^{y+\Delta y} C(r) dr$ 数值很小,上式 $\{ \}$ 部分可写成 $aC(y)\Delta y$,所以上式可写成:

$$\Delta I = AI_0 a C(y) \Delta y \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right]. \quad (1-2)$$

将(1-2)式代入(1-1)式有:

$$F = KAaI_0 \Delta y C(y) \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right]. \quad (1-3)$$

设 $H_0 = KAaI_0 \Delta y$,称为参数 H_0 。则

$$F = H_0 C(y) \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right], \quad (1-4)$$

式中:参数 H_0 表示了荧光物质的吸光系数、入射光强度、荧光比率等的综合影响; $C(y)$ 是指 y 处的溶液浓度; $\exp[-a \int_0^y C(r) dr]$ 表示激光光束到达 y 处以前的衰减。随着 y 的增大,这一项并不小。

在LIF技术中,液池中任一点的荧光强度 F 与浓度和路径的关系可用(1-4)表示。只要利用数学图象采集系统获得了液池内荧光强度的分布,利用(1-4)式进行校正,就可得到液池内的浓度场,这就是LIF技术测量浓度场的理论根据。

取 $y = 0$ 时的荧光强度为参考值 F_0 ,则

$$F_0 = H_0 C(0). \quad (1-5)$$

故有

$$F = F_0 \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right]. \quad (1-6)$$

若浓度 $C(r)$ 为常数 C , 则

$$F = F_0 \exp(-aCy). \quad (1-7)$$

从式(1-7)可以看出, 荧光强度 F 在浓度为 C 的液池中随着激光路径而呈指数函数衰减。

第三节 LIF 技术测量浓度场的研究现状

LIF 技术测量浓度场自 70 年代以来开展一直很活跃。在火焰流动方面, Crosley(1980)测量了火焰中的物质浓度和火焰温度。Dyer 和 Crosley(1982)^[14] 利用 PLIF 技术测量了火焰的 OH 浓度场, 并指出片光光强不均匀性明显, 光强峰值是平均值的 1.5 倍之多, 但未能进行校正。Kychakoff 等人(1982, 1984)^{[15][16]} 进行燃烧气体的 OH 浓度测量, 片光光强不均匀通过编制的软件进行校正。沿光程方向由于吸收较小, 荧光强度的沿程变化可以忽略, 故未进行校正。Cruyningen、Lozano 和 Hanson 等人(1990)以双乙酰(biacetyl)为示踪物, 波长 351nm 的激光通过棱柱镜形成 50cm 宽、600 μ m 厚的片光, 研究了气体紊动射流的浓度场, 简单介绍了修正 PLIF 图象的程序和方法并给出了最后处理出来的紊动射流浓度的瞬时、时均、脉动和耗散图象^[17]。另外, 法国的 Desgroux 等人(1992)^[18] 用双光束系统测量了高压情况下火焰的 OH 浓度。

在水体中, Owen(1976)、Johnson 和 Bennett(1983a, 1983b)、Daham 和 Dimotakis(1985) 等人进行浓度场的定量测量。Koochesfahani 和 Dimotakis(1985)^[19] 将 LIF 和高速、实时图象采集技术结合起来进行水体混合剪切层的浓度场测量, 发现了一些与气体不同的特性。试验中使用美国相干公司(Coherent Inc.)生产的 3w(瓦)Ar⁺ 激光器所发射的激光光束(laser beam), 未采用片光(a thin sheet of laser), 属于一维测量, 试验结果进行了光束衰减校正。为防止散射光的影响, 使用橙黄色(orange)滤光片。Walker 和 Tiederman(1989)^[20] 对有聚合物注入的紊动明渠流动进行一维时均和脉动浓度的测量并进行了校正。Brungart(1991)^[21] 等人对紊流边界层中小孔注入物质的浓度进行了一维修正测量, 试验结果与前人试验值吻合较好。

Prasad 和 Sreenivasan(1990)^[56] 在利用 PLIF 技术测量湍流分维时, 对获得的湍流图象进行了校正。其校正方法是: 先获取一幅均匀浓度的荧光图象, 然后再进行射流测量, 利用下式获得校正图象:

$$\text{校正图象} = \frac{\text{射流图象} - \text{噪音}}{\text{均匀浓度图象} - \text{噪音}} \quad (1-8)$$

显然, 这种校正方法同时考虑了片光光强不均匀和片光沿光程的衰减, 但获

得的校正图象的浓度场只是相对量,而不是绝对量。

Chen 和 Jirka(1991)^[25] 为了模拟浅水中圆柱尾流的污染混合,利用 PLIF 技术进行了浓度场测量。但未见对片光不均匀和片光沿程衰减进行校正的报道。申功炘等人(1990)^{[23][24]} 开展了 PLIF 技术空间流动显示及测量水体中射流浓度场的研究,但没有对片光不均匀和片光沿光程的衰减进行校正。

在液体中应用 LIF 技术测量浓度场已经有了一些尝试,取得了一些成果。存在的不足和难点主要是:很多工作还停留在一维测量及其校正上。一些采用片光进行平面二维测量的,未同时考虑片光光强分布的不均匀和沿程的衰减。

在 LIF 技术测量浓度场系统中,荧光图象的采集系统是影响测量精度的主要因素。过去,采集荧光主要用光电二极管面阵摄像机(photodiode array camera)和光导摄像管摄像机(vidicon camera)。使用这两种摄像机常常需要对图象进行增强以便减少摄像机噪音和有效地检测弱荧光信号。因此,摄像机的空间分辨率和动态范围需要提高。Paul 等人(1990)^[26] 进行了尝试。他们基于低温冷却 CCD 技术获得了一套高分辨率和大动态范围的摄像系统。

虽然 LIF 技术测量浓度场已经取得了一些成果,但很少有人对荧光强度的影响因素进行详细而全面的分析,少量文献注意到了荧光的饱和问题。Walker(1987)^[14] 对缓冲溶液(buffer solution)中荧光素钠的荧光特性进行了研究,分析了激光功率、浓度、pH 值、温度对荧光强度的影响,但没有与数字图象处理技术结合起来。试验中,缓冲溶液 pH 值为 9,属碱性。由于通常的流动试验是用普通自来水运行,不是蒸馏水,更不是碱性缓冲溶液。因此,与数字图象处理技术结合起来,研究普通自来水中荧光物质的荧光特性更具有意义。

总之,LIF 技术测量浓度场已经取得了很大进展。但就技术本身来说也还存在着一些需要进一步深入研究的问题,应用领域也需拓宽。

第四节 本文工作

本文首先建立一套 PLIF 技术测量浓度场的测量系统,并对其中存在的一些主要问题进行了深入研究。利用该套系统进行了圆形紊动射流测量,并利用分形(fractal)理论对测量结果进行湍流的分维测量和分析,提出了湍流研究的一点新思路和新结果。最后,将该系统用于污水排江模拟试验的研究,揭示污染物浓度场的分布特征。各章的具体内容如下:

第二章是关于 PLIF 技术测量浓度场系统的建立,其中主要有:(1). 荧光物质的选择及其光谱分析;(2). PLIF 技术的光学、图象采集和图象处理系统;(3). 荧光强度的影响因素分析。第三章主要解决 PLIF 技术中片光不均匀和沿光程衰减的问题,通过推导出荧光强度的平面分布关系,提出了二维数字校正方程、校正方

法和校正步骤以及有关参数的确定方法,并对圆形紊动射流进行浓度测量。第四章是在第三章获得圆形射流浓度场的基础上,利用分形理论和数字图象处理技术,提出了与前人不同的湍流分维测量方法,使测量的分维更能全面地反映湍流的复杂几何特征。第五章和第六章分别研究垂向射流在浅水域中的流动特征和在横流中的浓度分布特征。

第二章 PLIF 技术测量浓度场系统的建立

LIF 技术测量浓度场,简单地讲就是用激光照射到含有荧光物质的液池中,采集液池中的荧光图象并将其数字化,对荧光图象进行图象处理,最后根据荧光强度和浓度的关系将荧光图象的灰度值转换成浓度值。LIF 技术测量浓度场系统可分为这样四个部分:(1). 荧光物质的选择及其荧光强度的影响因素分析;(2). 光学系统:包括激光器,光束的传输、光束的准直聚焦(一维测量)或片光的获得(二维测量,又称平面 LIF,简称 PLIF);(3). 图象采集系统:可采用照相记录、录像记录或直接数字化摄取(由 CCD 摄像机、高速数字转换器和计算机同时完成);(4). 图象处理系统(软件部分):对采集到的图象进行噪音处理、二维数字校正,获得瞬时、时均、脉动等各种浓度场。

第一节 荧光物质的选择及其光谱分析

一、荧光物质的选择

在 LIF 技术测量浓度场时,对作为示踪剂的荧光物质的选择需要综合考虑多种因素。一般说来,要注意以下五个方面:

1. 根据激光波长来选择,相互匹配。不同的荧光物质,有不同的激发波长,应尽量使激发光谱的峰值与激光波长接近。
2. 可溶于水(试验中一般使用普通自来水运行)且其水溶液呈无色或浅色,不影响荧光的透过。
3. 具有较高的量子产率和适中的吸光系数。量子产率高,荧光强,这对测量有利。而吸光系数太大,使光线穿过的光程太短,从而限制了测量范围。
4. 对外界自然条件如温度的敏感性要小。否则,试验现场温度的变化使试验结果容易失去可比性。如果采用 LIF 技术测量温度场,则需选择对温度敏感的物质,而对其他因素的敏感性要差。
5. 对人体无害,如无致癌作用。这个问题应该引起重视,因为试验人员需要经常接触水体。

本文中使用的光源为美国相干公司生产的 Ar^+ 激光器(70—2 型)。 Ar^+ 激光器可产生 10 种波长的激光,其中最强的是 488nm(蓝光)和 514.5nm(绿光)。根据以上五条标准,我们研究了罗丹明类物质(如罗丹明 B,罗丹明 6G,乙基罗丹明 B,丁基罗丹明 B、Sulfrhodamine G)和荧光素钠(fluorecein sodium),发现罗丹明类物质的吸光系数较大,对光线的吸收较强,使光束衰减快,光程短。另一方面,罗丹明类物质已被认为具有致癌作用^[20]。因此,本文选择了荧光素钠(生物染色素)。荧

光素钠还有一些优点,如对温度的敏感较差,吸光峰值正好在蓝光(488nm)附近(详细讨论见后文)。另外,荧光素钠的 Schmidt 数约为 1930。Schmidt 数的物理意义可理解为动量扩散与分子扩散之比。因此,选择荧光素钠作为示踪剂研究流动问题,可以忽略分子扩散的作用。一般说来,水体中的 Schmidt 数较大,而气体中则较小。

二、荧光素钠的激发和发射光谱分析

任何荧光化合物,都具有两种特征光谱:激发光谱和发射光谱。

荧光激发光谱(简称激发谱),是通过测量荧光体的光通量随波长变化而获得的光谱,它反映了不同波长激发光引起荧光的相对效率。对于某一种荧光物质,可根据其激发谱来选择适宜的激发波长。

荧光发射光谱(简称发射谱),是指在激发光的波长和强度保持不变,而让荧光物质所产生的荧光能通过发射单色器后照射于检测器上,扫描发射单色器并检测各种波长下相应的荧光强度,然后记录荧光强度对发射波长的关系曲线而得到的谱图。发射谱可用于测量时选择截止滤光片。

荧光素钠,分子式为 $C_{20}H_{10}O_5Na_2$, 分子量为 376.3。我们在清华大学分析中心测定了蒸馏水溶液和普通自来水溶液的校正谱图,如图(2-1)所示,两种溶液的浓度都是 $1 \times 10^{-5} \text{ mol/l}$ 。

测定结果表明:在自来水溶液和蒸馏水溶液中,激发谱的峰值约为 489nm,发射谱的峰值约为 519nm。从谱图上还可以看出,普通自来水溶液的荧光强度比蒸馏水溶液高约 3 倍(本底为 0),这可能是因为自来水中的某些离子与荧光素钠形成了络合物,或使电离状态改变,导致谱图发生很大的差别。这是在使用荧光素钠作为示踪剂时需要特别注意的。

根据图(2-1),我们选择了蓝光(488nm)作为激发光,最大输出功率(单色)为 2.05w。还可得到一个结论:在选择截止滤光片时,截止波长应该在 488nm — 519nm 之间,即让荧光峰值透过,而将蓝光截止。

三、荧光素钠的紫外分析

在 LIF 技术中,吸光系数是一个重要的参数。为了测定荧光素钠的吸光系数和估算荧光分子的平均寿命,我们进行了自来水溶液和蒸馏水溶液的紫外分析,使用的仪器是日本制造的紫外分析仪 UV-2100S。

如图(2-2)中(a)和(b)分别为自来水溶液和蒸馏水溶液的吸收光谱,该谱图已进行了背景校正。

吸光度 A 和摩尔吸光系数 a 、透光长度 l 以及溶液浓度 C 的关系为^[29]:

$$A = alC. \quad (2-1)$$

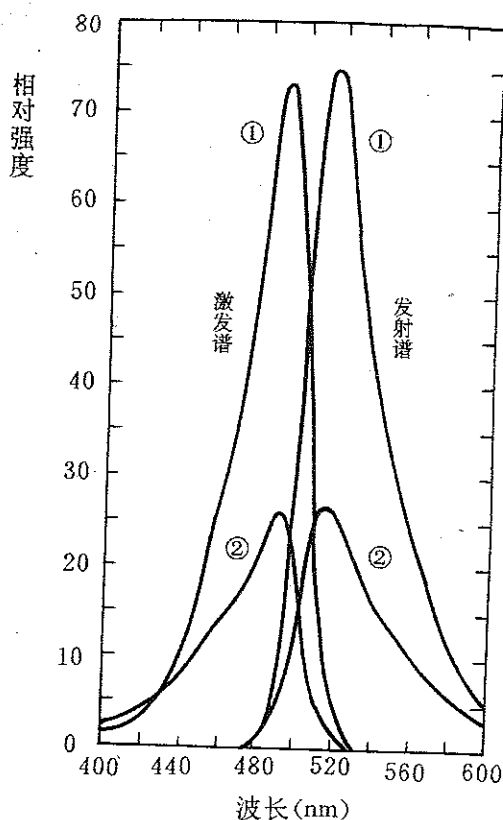


图 2-1 荧光素钠溶液谱图
① 自来水溶液；② 蒸馏水溶液

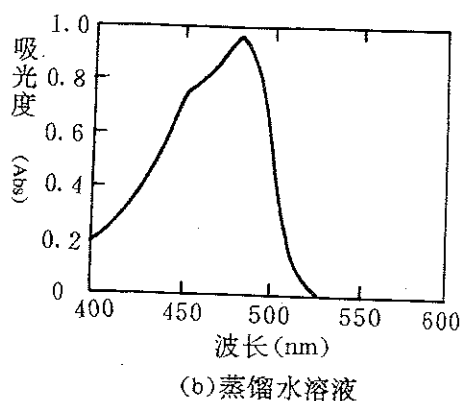
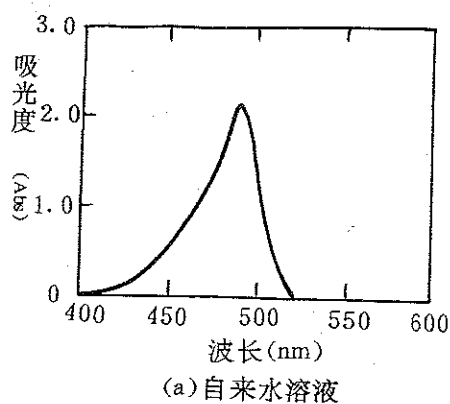


图 2-2 荧光素钠溶液的吸收谱图

这就是著名的吸收定律,也称 Lambert — Beer(朗伯 — 比尔)定律。
可用下式估算荧光分子的平均寿命 τ ^[28]:

$$\tau = 10^{-5}/a_{\max}, \quad (2-2)$$

式中: $a_{\max}$ 是最大吸收波长下的摩尔吸光系数,单位为 m^2/mol ; τ 的单位为 s 。

利用(2-1)和(2-2)两式计算吸光系数和荧光分子平均寿命,见表(2-1),已知:溶液浓度为 $4 \times 10^{-5} \text{mol/l}$,透光长度为 1cm 。表中, a_{488} 表示荧光素钠溶液在 488nm 波长下的摩尔吸光系数。

应该说明的是,由于紫外分析属于吸收光度分析法,而且荧光素钠的激发谱峰值和发射谱峰值相当接近(约差 40nm),因而,吸收光谱中包括了荧光进行二次激发的影响。另外,从荧光分子平均寿命的估算中可以看到,由于荧光分子的平均寿命约在 10^{-10}s 量级,LIF 技术完全可以反映瞬时脉动,适用于测量高速流体。

表 2-1 荧光素钠溶液的摩尔吸光系数和荧光分子平均寿命

溶 液	最大吸收波长 $\lambda_{\max}(\text{nm})$	$a_{\max}$ ($1/\text{cm} \cdot \text{mol/l}$)	a_{488} ($1/\text{cm} \cdot \text{mol/l}$)	τ (s)
自来水	490.6	53900	53125	1.9×10^{-10}
蒸馏水	482.5	23950	23000	4.2×10^{-10}

四、截止滤光片的选择及其透光分析

由于试验用水含有各种各样的粒子。这些粒子对激光光束或片光有散射作用,产生明显的散射光,散射光波长与激光波长相同。为了防止散射光进入摄像机,提高测量的精度,需要选择合适的截止滤光片。

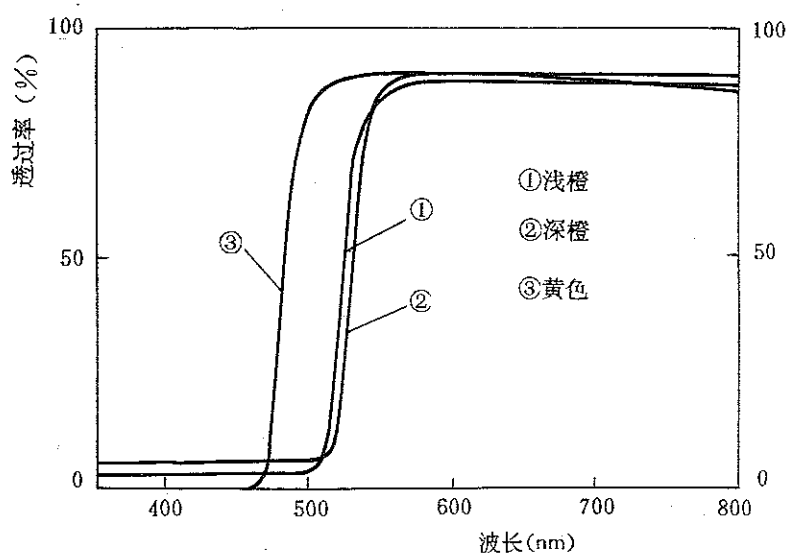


图 2-3 JB7 和 JB8 玻璃的透光曲线

在图(2-1)中,我们提到,可以用该图中发射谱来选择截止滤光片,截止波长应该在 488—519nm 之间。选择截止滤光片,除了要把 488nm 截止外,还要求荧光峰值有尽可能高的透过率。经过反复比较,我们选择了三块有色玻璃即 JB8(浅橙和深橙各一块)和 JB7(黄色)进行透光分析。

如图(2-3)是三块玻璃(厚 3.5mm)的透光曲线。可以看出,JB8 深橙玻璃不能用,因为截止段的波长偏长,使荧光发射谱的峰值也被截止。JB7 黄色玻璃的截止段波长偏短,使 488nm 不能被截止。

因此,本文选择了 JB8 浅橙玻璃。其荧光发射谱峰值(519nm)的透过率为 34%,519nm 以上的透过率均在 85% 以上。而激发光(488nm)的透过率仅为 3.30%。另外,其反射率的测量表明,反射率约在 4—10% 之间。

第二节 PLIF 技术的光学、图象采集和图象处理系统

一、光学系统

1. 激光器

本文使用的 光源是 Ar^+ 激光器,其蓝光(488nm)的最大输出功率为 2.05w,光束直径 1.5mm。试验要求输出光束采用 TEM_{00} 模式。这样,激光光束的光强为高斯分布。

2. 光束的传输

由于试验中需要将激光引到不同的研究截面,因此,需要一套多块反射镜组成的光路系统,或者采用光导纤维(石英)导光,然后重新准直获得平行光束。

3. 片光的形成

如图(2—4)所示,利用 $\phi 4$ 的半圆柱透镜将激光扩束从而得到片光(a thin sheet of laser),片光厚度为 1.5mm。这样形成的片光光强分布仍然是高斯分布,并且随着光程迅速衰减。研究表明,当研究区域较大时,对片光的高斯分布必须进行数字校正,或者对光束进行“整形”(re-shaping),即利用变反射率透镜获得均匀片光^[30]。

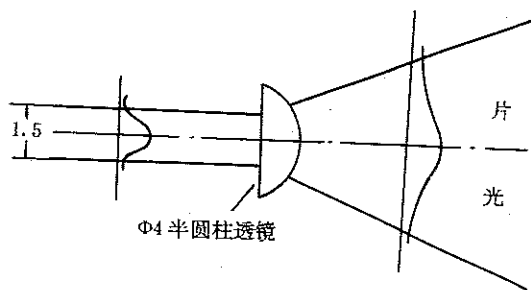


图 2—4 片光的形成(单位:mm)

二、图象采集系统

如图(2—5)所示为 PLIF 技术测量浓度场试验装置简图。获得了片光后,由 CCD 面阵摄像机采集图象存入磁带,然后通过磁带输入计算机进行处理和校正。

本文使用的摄像机为日产 Panasonic WV—F15E,具有 CCD 图像传感器,有分辨率高、灵敏度好的优点。记录图象采用日产 National 家用录相带。

使用这套图象采集系统,其记录速度为 24 帧/秒。优点是可以将试验的全过程记录下来,根据需要在计算机上处理图象,无需再重复试验。

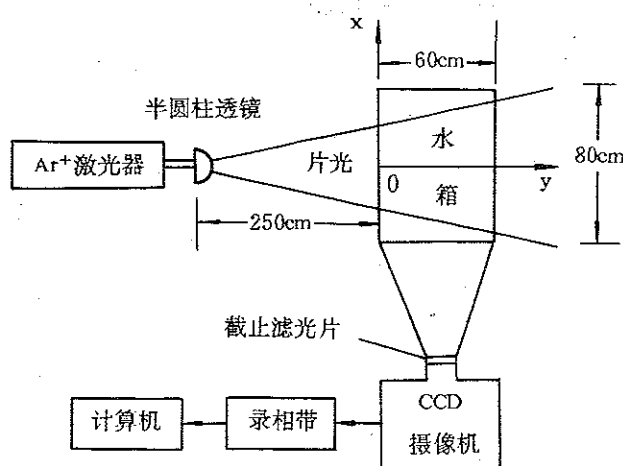


图 2-5 PLIF 技术测量浓度场试验装置简图

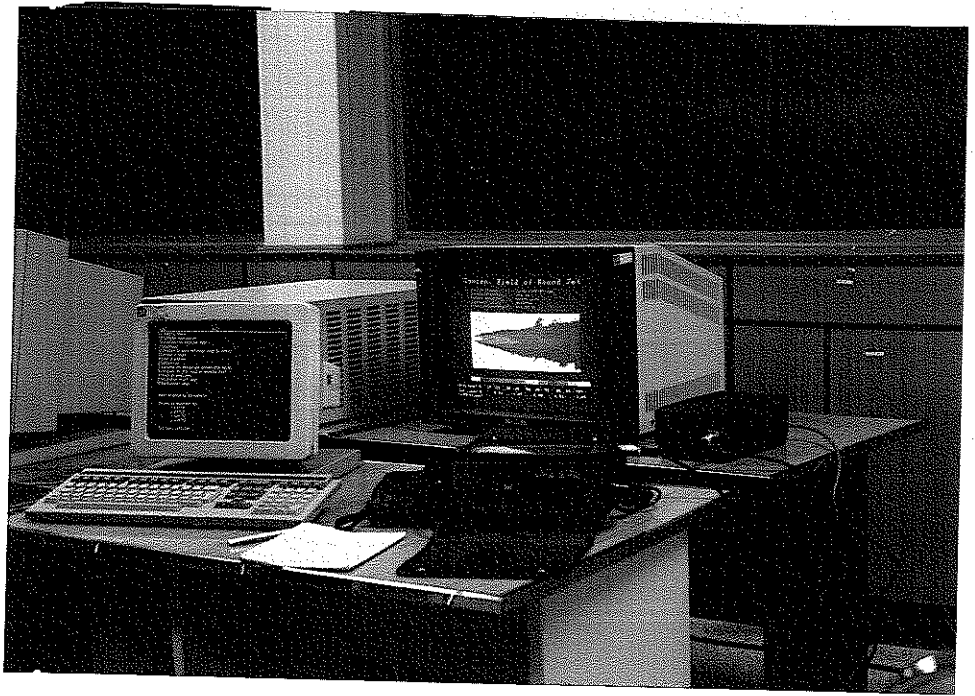
三、图象处理系统

获得图象信息以后,我们将磁带拿到计算机上进行处理和校正。利用 SUN 工作站上的伪彩色图象处理系统 Itex151 和 Aspex Inc. 生产的 PIPE (Pipelined Image Processing Engine) 并行图象处理系统(分辨率为 512×512 , 灰度级为 0—255), 用 C 语言开发了一套图象处理软件, 该软件具有如下主要功能:

- (1). 单帧图象的抓摄(grab);
- (2). 多帧图象的平均, 如 64 帧, 128 帧等。本文采用 64 帧平均, 约需时间 5—7 秒;
- (3). 噪音剔除, 包括奇点噪音和背景噪音两种;
- (4). 直方图、任意断面的灰度(即荧光强度)分布和平面灰度分布;
- (5). 图象二值化;
- (6). 正、负图象的转换;
- (7). 图象的旋转;
- (8). 等灰度线(即等浓度线);
- (9). 图象的校正。对获得的每幅图象进行二维数字校正, 消除片光高斯分布和沿程衰减的影响(详见第三章);
- (10). 分维(fractal dimension) 测量, 研究湍流的分维特性(详见第四章)。

利用这套图象处理软件, 可以获得瞬时、时均和脉动浓度分布, 并对湍流精细结构进行分析。

应该说明的是, 本文的图象处理工作是在清华大学智能技术和系统国家重点实验室的支持下开展的, 软件主要在该实验室的 SUN 工作站上编制, 如照片(2-1)所示。这套工作站及其配置的图象处理系统 Itex151 主要用于人工智能研究。因



照片 2-1 SUN 工作站图象处理系统

此, 图象存贮和处理的速度慢, 实时性差。本文采用的摄像机记录速度为 24 帧 / 秒, 用该系统时无法对每一帧图象进行跟踪处理, 例如在进行图象平均时, 并不是连续取图进行平均, 而是间断性的。因此, 如果作 64 帧图的平均, 约需时 5—7 秒。在研究湍流的脉动和能谱时, 这是个关键性的难点。要解决这个问题, 需要用并行图象处理系统。

美国 Aspex Inc. 生产的 PIPE 并行图象处理系统可同时存入 60 场图象 (8 位)。1 帧图象可分为 2 场, 即奇、偶场。因此, 如果只取奇场或偶场, 相当于可同时处理 60 帧图象。另外, PIPE 系统的读取图象速度为 30 场 / 秒, 如果只取奇场或偶场, 相当于 30 帧 / 秒的读取图象速度。这个速度比摄像机的记录速度 24 帧 / 秒还要快。因此, PIPE 系统完全能够对每帧图象进行跟踪和处理, 不丢掉录相带上的任何一帧图象。

由于经费和其他方面的原因, 本文只在 PIPE 上系统研究了圆形自由紊动射流的脉动和能谱问题 (详见第三章第三节)。

第三节 荧光强度的影响因素分析

在第一章第三节中我们已经提到过, 虽然 LIF 技术测量浓度场已经取得了一

些成果,但很少有人对其影响因素进行详细而全面的分析。Walker(1987)^[22]对 pH 值为 9 的缓冲溶液中荧光素钠的荧光特性进行了研究。由于通常的流动试验是用普通自来水运行,不是蒸馏水,更不是碱性缓冲溶液。因此,与数字图象处理技术结合起来,研究普通自来水中荧光素钠的荧光特性更具有意义。

下面分别研究浓度、激光功率、温度、pH 值和截止滤光片对荧光素钠普通自来水溶液的荧光强度的影响。图(2-5)是试验装置简图,水箱面积为 $60 \times 80\text{cm}$ 。试验中,摄像机采用手动光圈,置于最大值。在图象处理时,为消除摄像机、录相机等引起的噪音,采用 64 帧图进行平均。

一、浓度对荧光强度的影响

试验前,将荧光素钠配成所需浓度(以 ppm 为单位, $1\text{ppm} = 10^{-3}\text{mg/ml}$),倒入水箱中,搅拌均匀。试验采用片光,激光器输出光束的功率为 2.05w ,片光强度为高斯(Gaussian)分布,到达玻璃水箱时的中心最大功率为 15mw ,溶液温度为 22°C 。

获取的每幅图象为 512×512 (像素)。每个像素代表的实际尺寸为 $0.3397 \times 0.2419\text{cm}$ 。取液池中激光光强最大的像素,如图(2-5)中的 O 点($y = 0$),分析其荧光强度随浓度的变化。

结果如图(2-6)所示,为方便起见,同时给出了对数坐标形式(a)和线性坐标形式(b)。从图中可以看出,浓度 $C \leq 6 \times 10^{-3}\text{ppm}$ 时,浓度和荧光强度成直线关系,直线回归方程为:

$$F = 27500C + 4.59, \quad (2-3)$$

式中: C 为荧光素钠浓度,以 ppm 计; F 为荧光强度,以灰度级计($0 - 255$,共 256 级)。

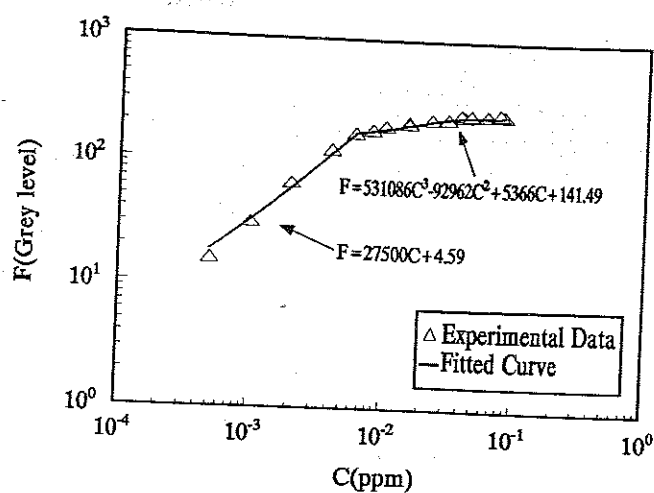
式(2-3)中,右端第二项值“4.59”是背景噪音,由摄像机内存在的暗电流和图象处理时所用的有关设备的设置引起的,可以通过调节图象处理系统中的增益(gain)和信号电平(level)设置将其消除。本文中,为避免在消除暗电流的同时也损失了信号,故调节增益和信号电平时,没有调到“0”,而是留了点余地,只调到“4.59”。

当 $C > 6 \times 10^{-3}\text{ppm}$ 时, F 与 C 之间为非线性关系,这一方面是由摄像机光电转换的非线性区引起的。另一方面,当荧光素钠浓度较高时,荧光会出现饱和现象。三次回归结果为:

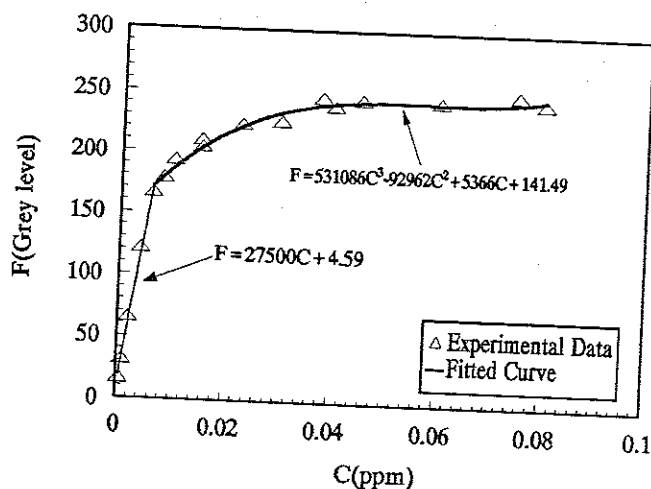
$$F = 531086C^3 - 92962C^2 + 5366C + 141.49. \quad (2-4)$$

二、激光功率对荧光强度的影响

在图(2-6)的基础上,保持荧光素钠溶液浓度为 10^{-3}ppm ,利用激光光束(而



(a) 对数坐标形式



(b) 线性坐标形式

图 2-6 荧光强度 F 随浓度 C 的变化

不是片光)直接射放液池,可以获得激光功率 P 与荧光强度 F 的关系,如图(2-7)所示。试验中,温度为 $22 - 22.5^\circ\text{C}$ 。

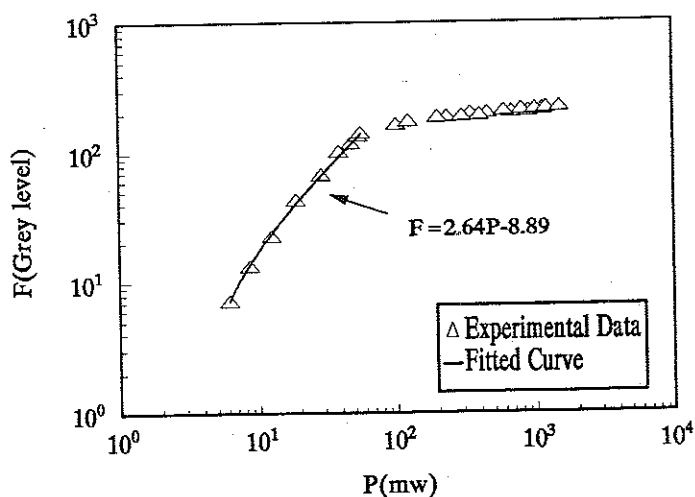
从图(2-7)可以看出,在激光功率 $P \leq 60\text{mw}$ 时, P 与 F 成直线关系,回归方程为:

$$F = 2.64P - 8.89, \quad (2-5)$$

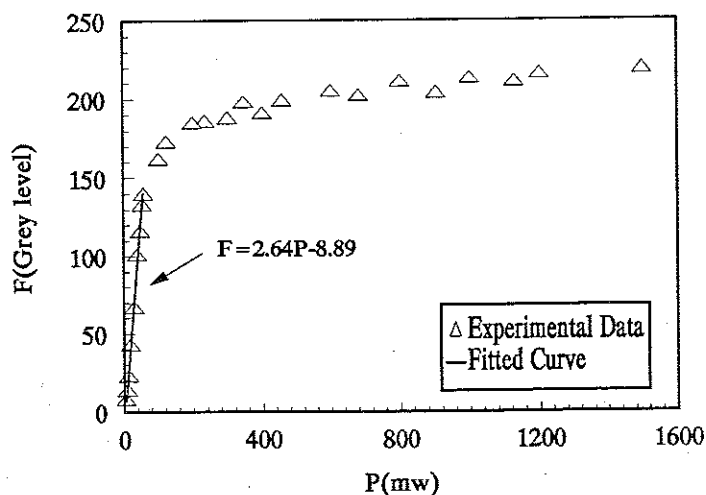
式中: P 为激光光束功率,以 mw 计。

图(2-7)中,直线段荧光强度 F 随激光光束功率 P 的变化显著。随着功率的

继续增加, 荧光强度增加缓慢, 逐渐达到饱和。



(a) 对数坐标形式



(b) 线性坐标形式

图 2-7 荧光强度 F 随激光功率 P 的变化

三、温度对荧光强度的影响

Guibault (1973) 的研究表明^[31], 温度对罗丹明 B 的荧光强度的影响约为 $5\%/^{\circ}\text{C}$, 这个值又叫温度系数。Walker (1987) 的研究表明^[22], 荧光素钠在碱性缓冲溶液中的温度系数约为 $0.3\%/^{\circ}\text{C}$ 。

图(2-8) 为本文的试验结果。试验中, 激光光束功率为 54mw , 溶液浓度为 10^{-3}ppm 。本文结果表明, 荧光素钠的普通自来水溶液的温度系数约 $4\%/^{\circ}\text{C}$ 。这说

明,温度对荧光强度的影响较小,在通常的测试条件下,水体自然温度的变化一般在 10°C 以内。因此,温度对荧光强度的影响完全可以忽略。

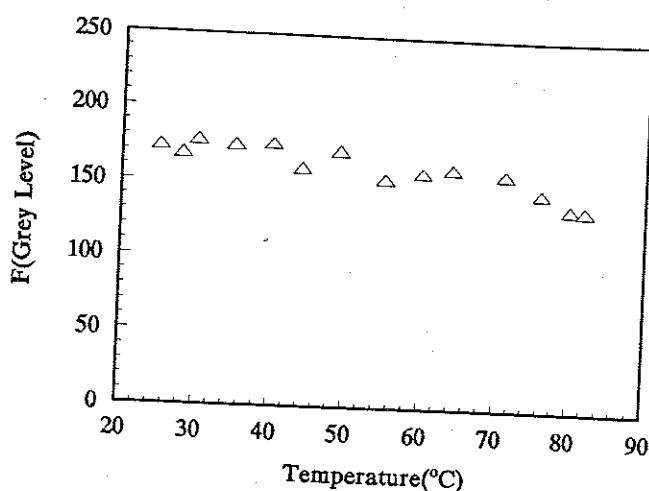


图 2-8 温度对荧光强度的影响

四、pH 值对荧光强度的影响

pH 值通过影响吸光系数来影响荧光素钠的荧光强度,对荧光的影响非常显著。pH 值越大,碱性越强,荧光受到增强。反之亦然。

本次试验中,激光光束功率为 32mw ,荧光素钠溶液浓度为 10^{-3}ppm ,温度为 23°C 。

如图(2-9)所示,试验通过加入 HCl 或 NaOH 溶液获得所需的酸性或碱性环境。从该图可以发现,加入 HCl 溶液后,荧光受到抑制,吸光系数减小,荧光强度减弱变化显著。但加入 NaOH 溶液后,荧光为什么反而减弱呢?实际情况是,在荧光素钠的自来水溶液中加入 NaOH 溶液后,荧光大大增强,但颜色为天蓝色,波长小于滤光片的截止波长,荧光被截止滤光片截止。取掉截止滤光片,荧光灰度高达 247 左右。从这里可以看出,通过选择适当的碱性物质,可以大大增强荧光,并可改变荧光的波长。这对流动显示和量测可能具有重要意义,值得进一步深入研究。

五、截止滤光片对荧光强度的影响

使用高通截止滤光片,目的是消除水中各种粒子引起的散射光的影响。滤光片也减少了进入 CCD 摄像机的荧光光强,如图(2-10)所示。试验中,溶液温度为 25°C ,荧光素钠溶液的浓度为 10^{-3}ppm 。

从图(2-10)可以看出,截止滤光片对荧光强度有一定影响。但只要激光功率较高,产生的荧光较强,对测量精度的影响不会太大,可以忽略。另外,可以通过

在截止滤光片上镀增透膜来提高透光率。

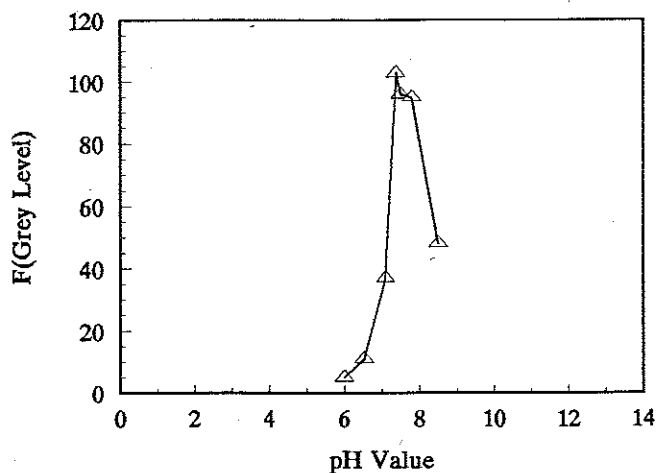


图 2-9 pH 值对荧光强度的影响

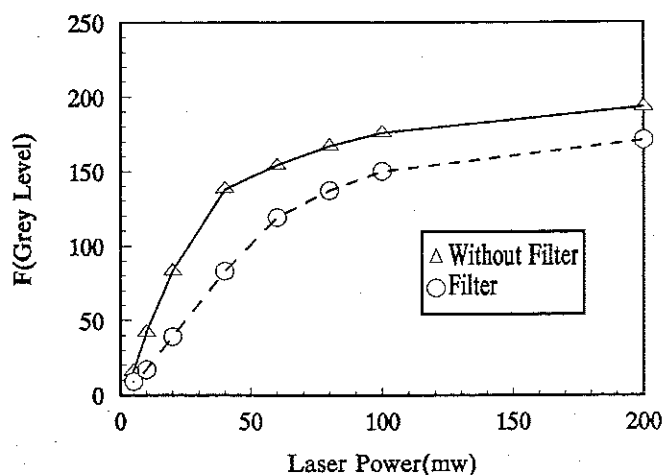


图 2-10 截止滤光片对荧光强度的影响

第四节 小 结

本章中,建立了一套 PLIF 技术测量浓度场系统,并对测量系统的各个部分进行了较为深入的研究和讨论,总结起来有以下特色和结论:

- (1). 讨论了荧光物质的选择问题.并对蒸馏水和普通自来水中的荧光素钠进行了光谱分析,指出了荧光素钠在两种溶液中的差别很大。
- (2). 与数字图象处理技术结合起来,研究了荧光素钠的普通自来水溶液中浓度、激光功率、温度、pH 值和截止滤光片对荧光强度的影响。

第三章 二维数字校正和圆形紊动射流浓度场的测量

正如前面提到过的,由于研究区域较大,约为 $60 \times 80\text{cm}$,片光光强的不均匀是显著的。我们也发现,即使溶液的浓度为 10^{-3}ppm 的量级,光线沿光程的衰减也是显著的。因此,为了提高测量精度,必须进行校正。

校正方法有两种:一种是片光整形和数字校正相结合。在激光光束通过半圆柱透镜形成片光以前,让其先通过一个变反射率透镜,削减高斯分布的峰值,使光束光强均匀,从而获得均匀片光。这样,在图象的数字处理时,只需进行沿光程方向的衰减校正。这种方法的难点在于变反射率透镜的设计和镀膜工艺。另一种方法是进行二维数字校正,通过事先寻找出荧光强度的分布规律,对图象进行还原。本文采用后者。

本章提出 PLIF 技术测量浓度场的二维数字校正理论和方法,并应用于圆形紊动射流问题,将校正前后的结果进行对比。同时,获得了瞬时、时均和脉动三种浓度场,给出了四个断面的能谱。此外,还对测量结果进行了进一步的分析。

第一节 二维荧光强度分布及有关参数的确定

一、二维荧光强度分布

在第一章中,当使用激光光束进行一维浓度场测量时,我们已经得到了荧光强度沿光程 y 分布的理论关系:

$$F = H_0 C(y) \exp \left[-a \int_0^y C(r) dr \right], \quad (3-1)$$

式中:参数 $H_0 = K A a I_0 \Delta y$, 在数字图象处理中, Δy 可取为每个象素(pixel)代表的实际宽(长)度。

由于激光光束很细,式(3-1)只需考虑荧光强度沿程的衰减,不需考虑激光光束中光强的高斯分布的影响。

在进行二维测量时,要使用片光。如图(3-1)所示,片光光强为高斯型,因而,它诱导产生的荧光强度分布也是高斯型的。这样,荧光强度在平面上的分布可表述为:

$$F = H_m C(x, y) \exp \left[-\frac{x^2}{b^2} - a \int_0^y C(r) dr \right], \quad (3-2)$$

式中: $C(x, y)$ 为平面上任一点的浓度, 以下简写成 C ; x 为横向坐标; y 为纵向坐标; b 为荧光强度在 x 方向分布的半宽 $\left(\frac{1}{e}F\right)$, $= (y_0 + y)\alpha$, α 为荧光强度扩展率, y_0 为片光光源到实验槽的距离; $a \int_0^s C(r) dr$ 项表示荧光沿程衰减; s 为光程方向。

参数 H_m 的表达式为:

$$H_m = K A a \Delta y I_{\max}, \quad (3-3)$$

式中: $I_{\max}$ 为片光中心最大光强; 其余符号同前。

应该指出, 由于实验槽的宽度一般远小于到光源的距离, 即 $W \ll y_0$, 式(3-2)中没有考虑片光光强本身由于扩束在实验段的衰减。另外, 这种影响可以通过后文中参数 a 、 b (或 α) 的回归确定一定程度上给予减小。

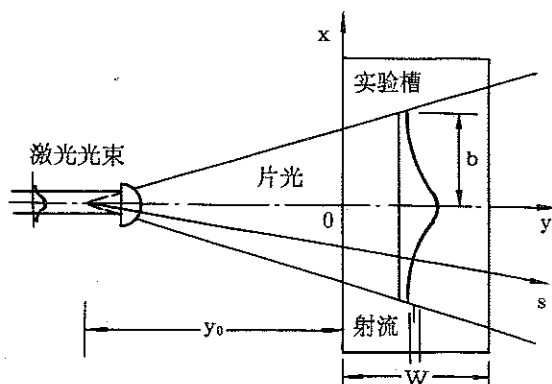


图 3-1 激光片光的高斯型分布

由于荧光信号转换成数字信

号时存在着背景噪音 f , 计及 f 的影响, 式(3-1)变成:

$$F = H_0 C \exp(-aCy) + f. \quad (3-4)$$

上式即为一维测量中的校正公式。文献[19][20][21]中的校正公式虽然表达上略有着差别, 但本质上与(3-4)式一致。

同样, 式(3-2)变为:

$$F = H_m C \exp \left[-\frac{x^2}{(y_0 + y)^2 \alpha^2} - a \int_0^s C(r) dr \right] + f. \quad (3-5)$$

上式就是本文提出的二维校正公式。在进行校正之前, 需确定参数 H_m 、 f 、 a 和 α 。

二、参数 H_m 、 f 的确定

当 $x = 0, s = 0$ 时, 式(3-5)变成:

$$F = H_m C + f. \quad (3-6)$$

在第二章第三节关于浓度对荧光强度的影响研究中, 我们得到式(2-3)。将式(2-3)与上式对比, 我们可以确定出参数 H_m 、 f 如下:

$$\begin{cases} H_m = 27500, \\ f = 4.59. \end{cases} \quad (3-7)$$

以上参数值是对应于图(2-6)中的线性段而言的,当浓度较大时,进入非线性段,则问题较为复杂。

从式(3-3)可以看出,参数 H_m 除了取决于吸光系数、吸光截面积和片光中心最大光强外,还与图象中每个象素代表的实际宽(长)度有关。参数 f 取决于摄像机和图象处理所用有关设备的设置,特别是摄像机内存在的暗电流和图象处理系统中增益(gain)和信号电平(level)的设置。

三、参数 a 、 α 的确定

第一章第二节中曾经提到,参数 a 是荧光素钠溶液的吸光系数,但这里的吸光系数与荧光分析法中的吸光系数在数值上不同。因为在摄取图象信号时加入了滤光片,正如第二章第三节中研究表明,截止滤光片对荧光的进入有一定影响。这是需要特别注意的。参数 α 是荧光强度沿 x 方向的扩展率,这个值可通过测量片光光强度的半宽获得。本文中提出用回归方法确定 a 和 α 。

在试验槽中放入均匀浓度的溶液,检测出荧光强度的分布数据,就可用最小二乘法求出参数 a 和 α ,具体分析如下:

若浓度 C 为已知常数,式(3-5)变成:

$$F = H_m C \exp \left\{ - \left[\frac{x^2}{(y_0 + y)^2 \alpha^2} + aCs \right] \right\} + f. \quad (3-8)$$

设 $G = \ln \frac{H_m C}{F - f}$, $g = \left(\frac{x}{y_0 + y} \right)^2$, $\lambda = \frac{1}{\alpha^2}$, $\eta = aC$, 则式(3-8)变成:

$$G = \lambda g + \eta s, \quad (3-9)$$

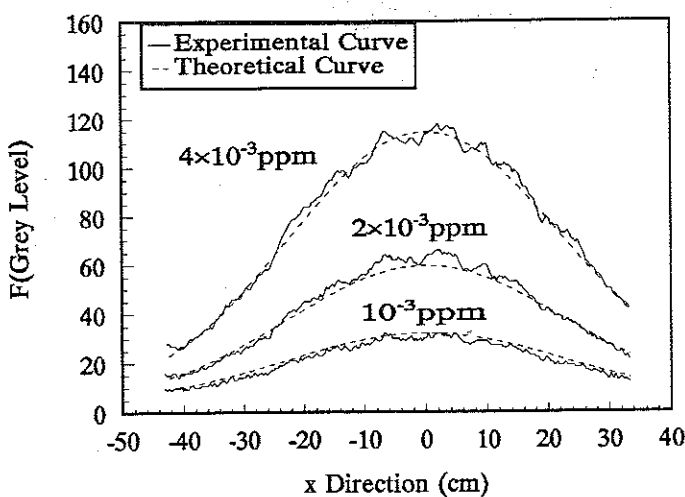
式中: s 为激光片光光程, $\approx y$ 。

根据最小二乘法,可用下列方程组确定 λ 、 η ,从而确定 a 和 α :

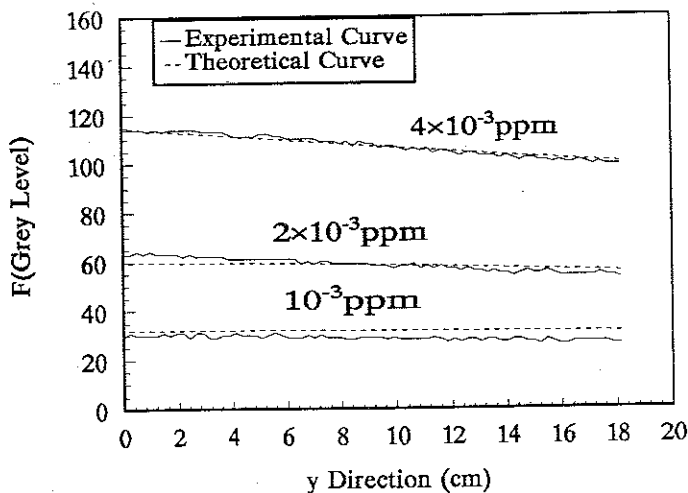
$$\begin{cases} \lambda \left(\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n g_{ij}^2 \right) + \eta \left(\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n g_{ij} y_{ij} \right) = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n (G_{ij} g_{ij}), \\ \lambda \left(\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n g_{ij}^2 y_{ij} \right) + \eta \left(\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n y_{ij}^2 \right) = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n (G_{ij} y_{ij}), \end{cases} \quad (3-10)$$

式中: m 、 n 分别为荧光图象在 x 、 y 方向的象素点数。

若 x 、 y 和 y_0 以 cm 为单位,当试验中溶液浓度 $C = 4 \times 10^{-3} \text{ppm}$, $y_0 = 280 \text{cm}$, $m = 225$, $n = 60$ 时,利用检测的图象中荧光强度的分布数据,求解式(3-10)有:



(a) 荧光强度的横向高斯分布



(b) 荧光强度沿光程方向

图 3-2 三种不同浓度下荧光强度的试验值与式(3-12)的比较

$$\begin{cases} a = 1.952, (1/\text{cm} \cdot \text{ppm}) \\ \alpha = 0.114. \end{cases} \quad (3-11)$$

将确定的 H_m 、 f 、 a 和 α 及有关参数代入式(3-8), 可得到浓度相同的液池内荧光强度的分布关系为:

$$F = 27500C \exp \left\{ - \left[\frac{x^2}{0.114^2(280+y)^2} + 1.952Cy \right] \right\} + 4.59, \quad (3-12)$$

式中: x, y 以 cm 计; C 以 ppm 计; F 以灰度级计(0—255)。

图(3-2)分别为三种不同浓度(10^{-3} , 2×10^{-3} , $4 \times 10^{-3} \text{ppm}$)下荧光强度的

试验值在 x 方向($y = 0$) 和 y 方向($x = 0$) 与式(3-12) 的比较。可以看出, 三种浓度下的六条曲线, 试验值和式(3-12) 都符合得很好, 说明本文得到的荧光强度分布关系是正确的, 参数值 H_m 、 f 、 a 和 α 也是适用的。

第二节 二维数字校正

一、二维数字校对方程

在进行浓度场二维数字校正时, 式(3-5) 的光程方向 s 用 y 代替, 并将式(3-5) 离散化为:

$$F_{ij} = H_m C_{ij} \prod_{k=0}^{j-1} \exp \left\{ - \left[\frac{(i\Delta x)^2}{(y_0 + j\Delta y)^2 \alpha^2} + a C_{jk} \Delta y \right] \right\} + f, \quad (3-13)$$

式中: i, j 分别为数字图象在 x 和 y 方向的象素坐标(0-512); $\Delta x, \Delta y$ 分别为每个象素代表的 x 方向和 y 方向的长度, 单位为 cm ; a 为数字校正吸光系数, 单位为 $1/\text{cm} \cdot \text{ppm}$ 。

由于实际测量区域较大, 在 x 方向片光不均匀引起的图象畸变比 y 方向衰减引起的畸变要大, 因此, 对 x 方向的校正更要小心谨慎。也是由于这个原因, 在式(3-5) 中对衰减项用 y 代替 s 。研究表明, 这样做, 使数字校正较为方便, 引起的误差很小, 可以忽略。

式(3-13) 就是本文中的二维数字校对方程。将(3-13) 写成:

$$C_{ij} = \frac{F_{ij} - f}{H_m} \prod_{k=0}^{j-1} \exp \left[\frac{(i\Delta x)^2}{(y_0 + j\Delta y)^2 \alpha^2} + a C_{jk} \Delta y \right]. \quad (3-14)$$

利用式(3-14), 就可以获得 PLIF 的校正浓度场。

二、校正步骤

校正步骤如下:

1. 确定片光光强中心, 从而确定 i, j 的“0”位置, 如图(3-3) 所示;
2. 确定参数 H_m 、 f 、 a 和 α 及其他参数 y_0 、 Δx 、 Δy ;
3. 在研究区域用式(3-14) 沿 i, j 方向进行扫描计算, 得到校正浓度场;
4. 将校正浓度场还原为校正灰度场, 得到校正图象。用下式计算:

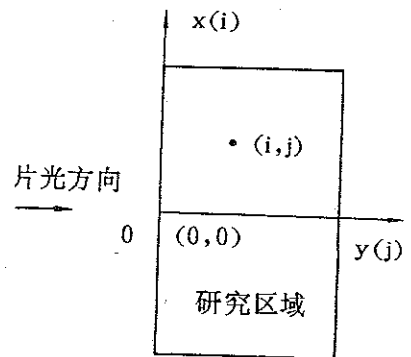


图 3-3 数字校正简图

$$\overline{F}_{ij} = H_m C_{ij} + f,$$

(3-15)

式中： C_{ij} 为式(3-14) 计算的校正浓度场； $\overline{F}_{ij}$ 为校正灰度场。

第三节 紊动射流浓度场测量

到此为止,本文已经提出了 PLIF 技术测量浓度场的二维数字校正理论和方法。下面,初步应用于圆形紊动射流浓度场的测量问题。

圆形射流试验在图(2-5) 所示的水箱中进行,水箱的长、宽、高分别为 80 × 60 × 30cm。射流喷口设在水箱一侧、水深一半的位置,水平排放,以防止和减少水箱边壁对射流的影响。研究区域集中在喷口下游约 5 × 30cm 的范围,这样,射流可认为是自由空间射流。

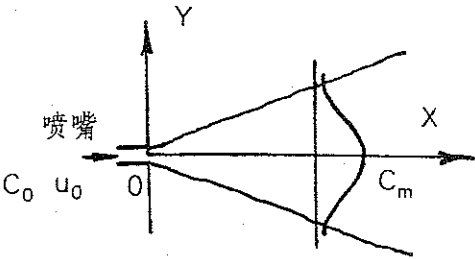
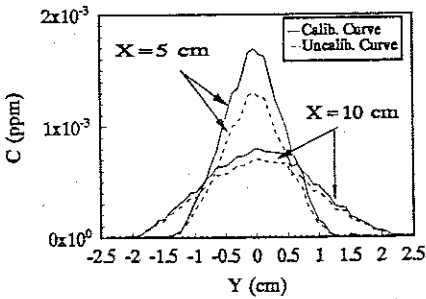
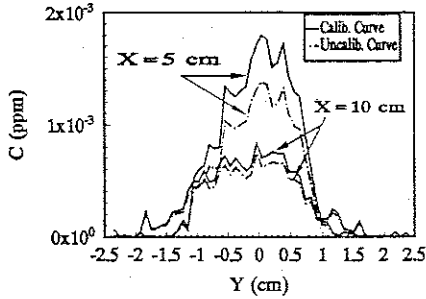


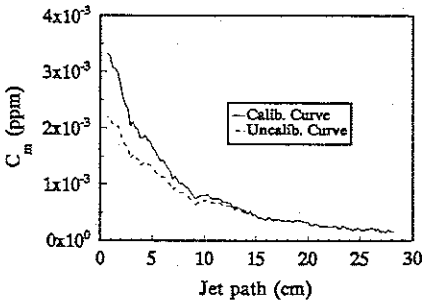
图 3-4 圆形射流简图



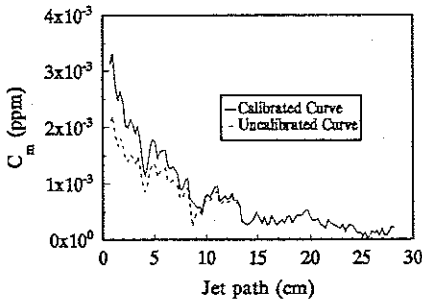
(a) 时均浓度横向分布



(b) 瞬时浓度横向分布



(c) 时均浓度沿程衰减(Y = 0)



(d) 瞬时浓度沿程衰减(Y = 0)

图 3-5 校正前后射流浓度的比较

如图(3-4)所示,射流喷嘴直径 $d_0 = 6\text{mm}$,喷嘴速度 $u_0 = 75\text{cm/s}$,雷诺数 $Re = 4550$,采用的激光单色(488nm)功率为 2.05W,水体温度为 22°C 。喷口的荧光素钠浓度 $C_0 = 5 \times 10^{-3}\text{ppm}$,以保证获得的荧光强度与溶液浓度成直线关系。

一、射流时均浓度和瞬时浓度

彩色照片(3-1)和(3-2)分别为校正后射流的时均图象(64帧)和瞬时图象,在SUN工作站上获得。为了便于比较校正前后浓度分布的差别,本文选取了 $X = 5\text{cm}$ 、 $X = 10\text{cm}$ 和 $Y = 0$ (射流轴线)三个断面进行比较。如图(3-5)所示,可以看出,校正前后的浓度分布差别显著,必须进行校正。

图(3-6)中(a)、(b)、(d)、(e)分别为射流时均浓度和瞬时浓度的曲面图和等浓度线。

从照片(3-1)和图(3-6)(d)的等浓度线可以看出,即使是时均场,射流的边界也是不规则的锯齿形。照片(3-2)所说的瞬时图象,实际上是1/24秒的射流图象,这个时间与湍流的最小时间尺度相比虽然较大,但图象中仍然包含有大量湍流信息。过去,我们说到浓度分布特征,常常是指时均浓度。那么,瞬时浓度分布到底有没有规律呢?在第四章中,我们将用新的理论来研究圆形紊动射流的瞬时图象。

二、射流脉动浓度和能谱

本文利用 PIPE 并行图象处理系统对每一帧图进行实时处理,可获得射流的脉动浓度和能谱。关于 PIPE 系统,在第二章第二节中已经作了简单介绍。

假设任一帧图象任一像素的灰度为 $F_n(X, Y, t_n)$,时均灰度为 $\bar{F}(X, Y)$ 。那么, t_n 时刻在 (X, Y) 处的脉动灰度 $F'_n(X, Y, t_n)$ 为:

$$F'_n(X, Y, t_n) = F_n(X, Y, t_n) - \bar{F}(X, Y), \quad (3-16)$$

式中:时均灰度 $\bar{F}(X, Y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N F_n(X, Y, t_n)$, N 为采集的图象帧数。

因此,均方根(R. M. S.)脉动灰度图象 $F_{rms}(X, Y)$ 为:

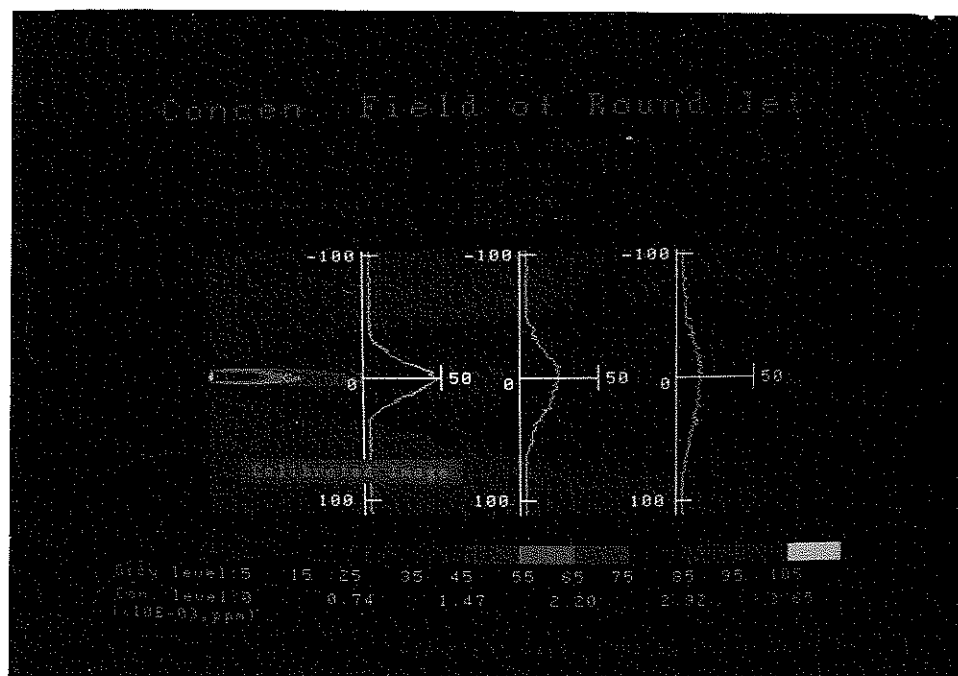
$$F_{rms}(X, Y) = \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N F_n'^2(X, Y, t_n) \right]^{1/2} + f. \quad (3-17)$$

式(3-17)中加上 f , 目的是在均方根脉动灰度图象中加入背景噪音 f 的影响,以便和其他图象比较。有了均方根脉动灰度图象,利用式(3-14)就可进行校正,求出均方根脉动浓度 $C_{rms}(X, Y)$ 。

对脉动灰度进行富氏变换,其离散频谱为:

$$E_k^2 = A_k^2 + B_k^2, (k = 0, 1, \dots, N-1) \quad (3-18)$$

$$\text{式中: } A_k = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N-1} F'_n \cos \frac{2\pi kn}{N}; B_k = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N-1} F'_n \sin \frac{2\pi kn}{N}.$$



照片 3-1 射流的时均浓(灰)度图象

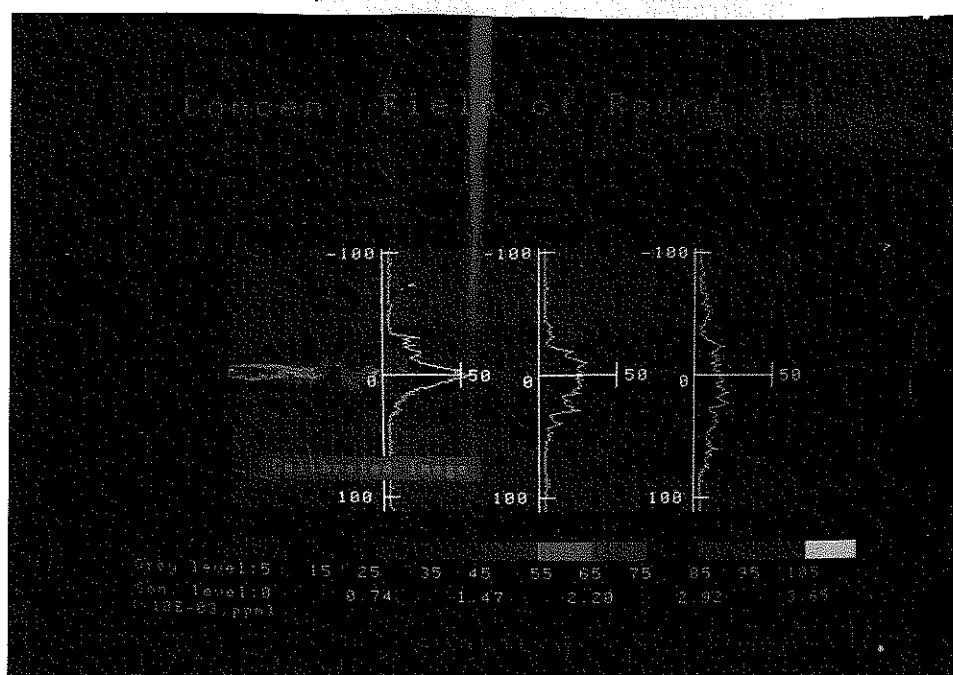
有了灰度能谱 E_k , 利用式(3-14) 进行校正, 并可求出浓度能谱 Z_k 。

图(3-6) 中(c)、(f) 分别为射流的均方根脉动浓度曲面和三个断面($X = 0.5, 5, 10\text{cm}$) 的脉动浓度分布图。从图中可以看出, 在喷嘴附近($X = 0.5\text{cm}$), 脉动浓度强度呈双峰, 随着射流的发展, 双峰减弱, 逐渐被拉平。Gao、Yamaji 和 Shuto(1991)^[32] 利用红外热像系统研究表面热射流也得到同样的结论。

图(3-7) 为 $X = 1, 5, 10$ 和 15cm 四个断面的能谱图。可以看出, 圆形纯射流中各种频率的脉动都有。高频部分沿程减弱直到消失, 而低频部分向横向发展的现象^[32] 不太显著。

第四节 紊动射流浓度分布的进一步分析

对无限空间圆形纯射流(pure jet) 的研究已经很多, 一般认为 较成熟^{[33][34]}。但过去的研究主要集中在速度场即矢量场的研究上, 这是由于纯射流的浓度场测量较为困难。



照片 3-2 射流的瞬时浓(灰)度图象

射流向空间的扩展过程可分为初始段、过渡段和主体段三部分。由于过渡段很短,常常被忽略。试验表明,射流速度分布和浓度分布均有自相似性,可用高斯函数描述。主体段的浓度分布为^[33]:

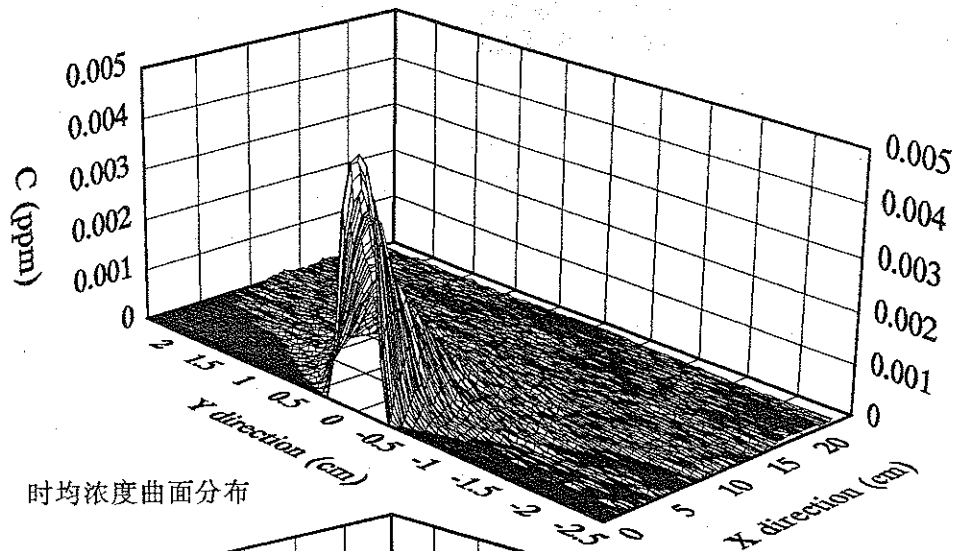
$$\frac{C}{C_m} = \exp \left[- \left(\frac{Y}{\lambda be} \right)^2 \right], \quad (3-19)$$

式中: $be = \epsilon X$, 为射流断面的特征厚度; ϵ 为射流扩展系数, 一般取为 0.114; $\lambda = 1.12$; C_m 为射流轴线上 ($Y = 0$) 的浓度。

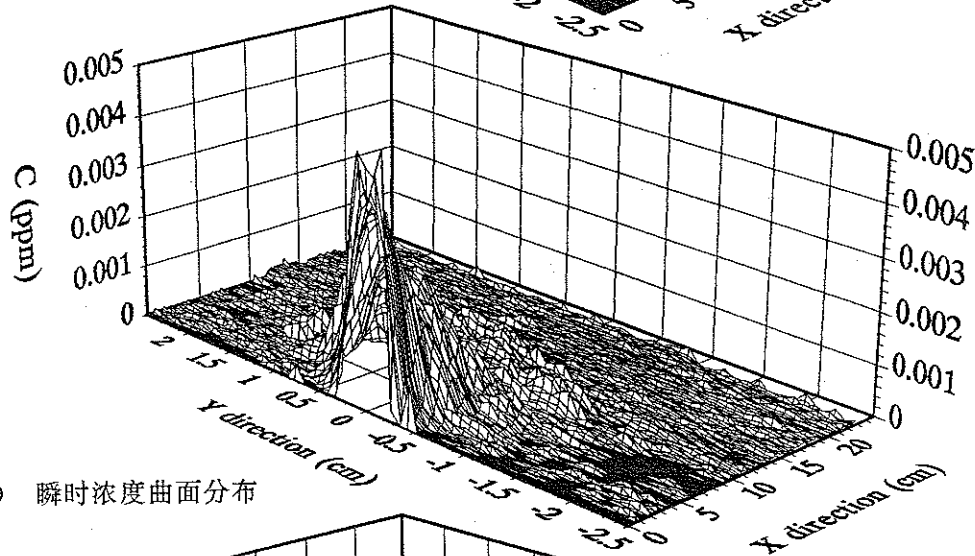
浓度分布初始段的长度, 可由流速分布初始段长度结合 (3-19) 式利用物质守恒定律推导出。对于流速分布初始段长度 (又称核心区长度), 各家的结果略有差别, 如表 (3-1) 所示, 一般取为 $6.2d_0$ (d_0 为喷嘴直径)。这样, 射流浓度分布核心区长度为 $5.57d_0$ 。于是, 有:

$$\frac{C_m}{C_0} = 5.574 \frac{d_0}{X}, \quad (3-20)$$

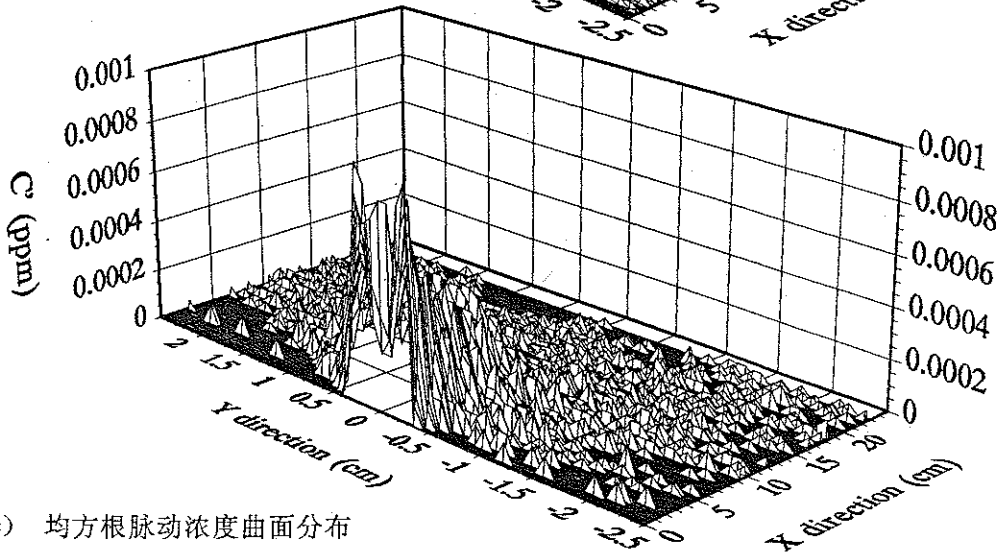
式中: C_0 为喷嘴出口浓度; 其余同前。



(a) 时均浓度曲面分布



(b) 瞬时浓度曲面分布



(c) 均方根脉动浓度曲面分布

图 3-6 射流时均、瞬时和均方根脉动浓度图

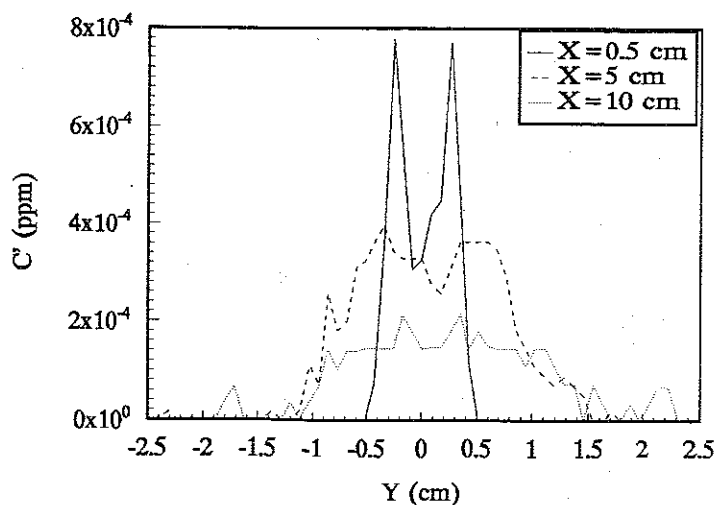
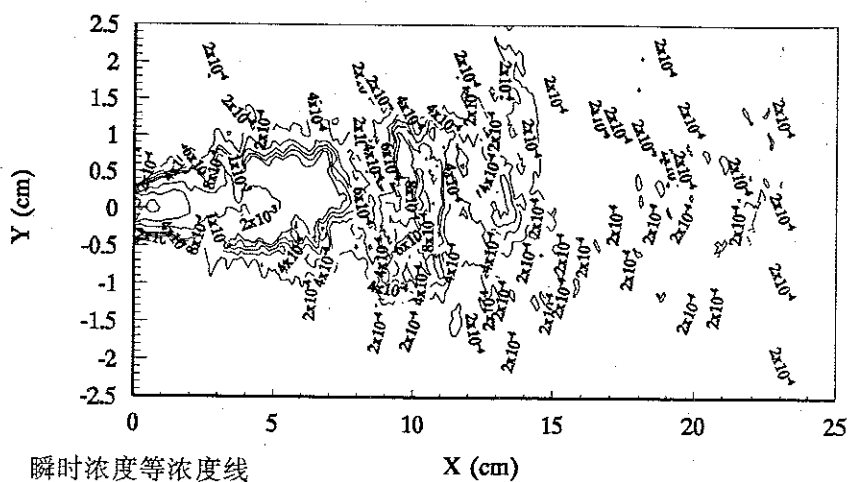
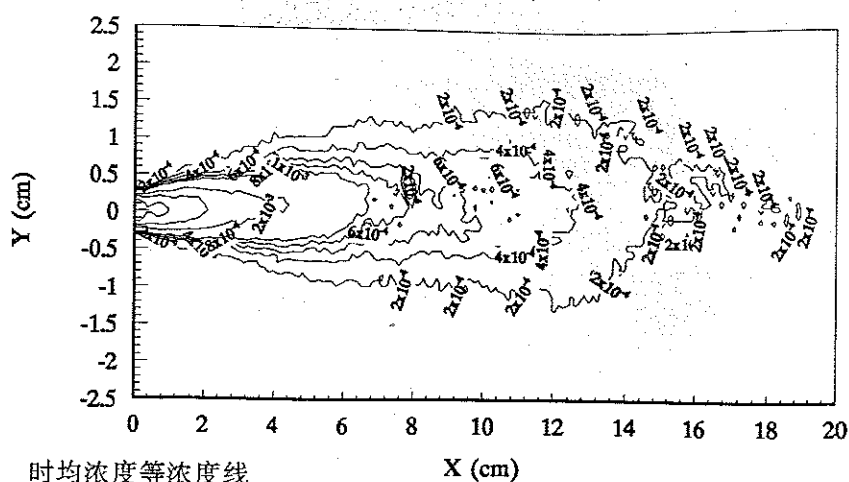


图 3-6 射流时均、瞬时和均方根脉动浓度图(续)

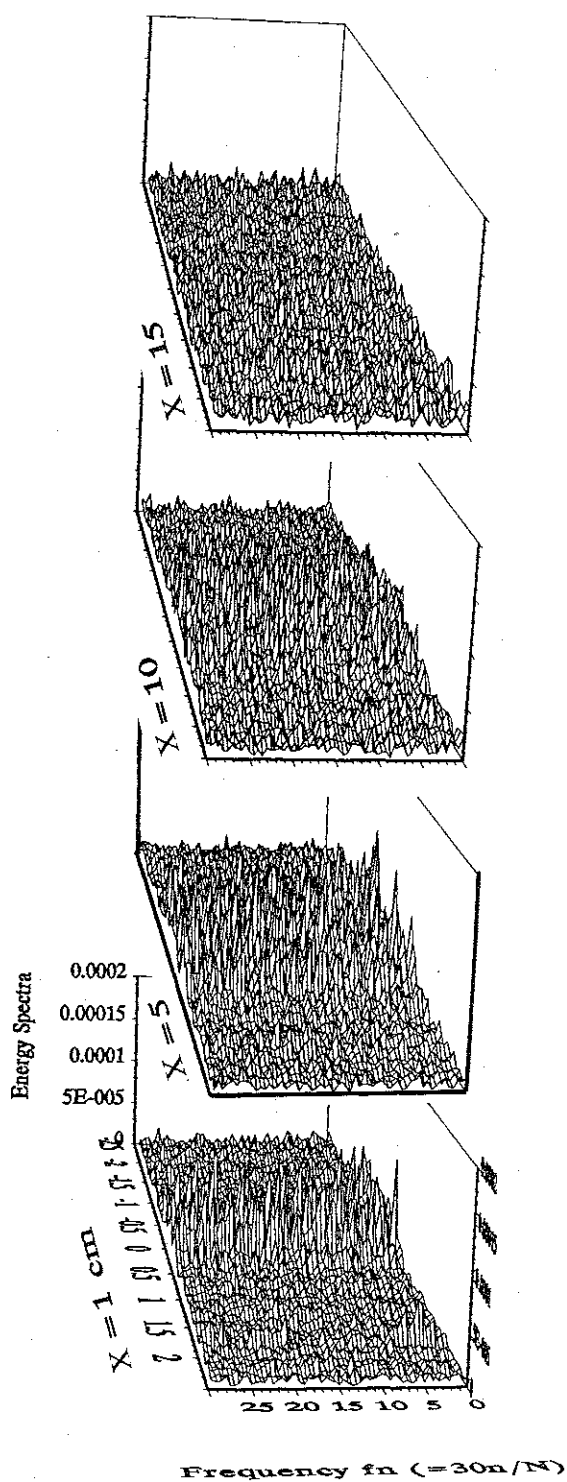
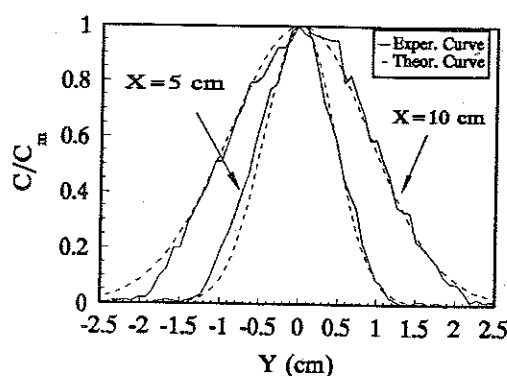


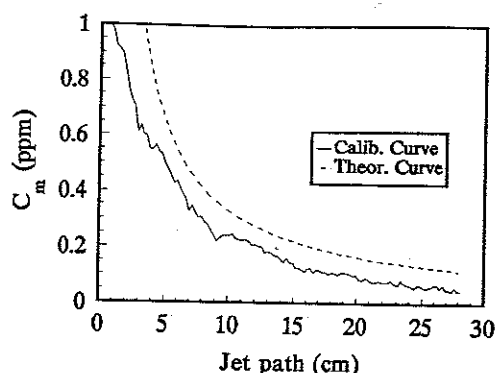
图 3-7 $X=1, 5, 10$ 和 15cm 四个断面的浓度脉动能谱图

表 3-1 圆形射流流速分布核心区长度比较^[33-35]

研究者 (时间)	Albertson (1950)	Trupel	Rajaratna (1976)	Chen 和 Rodi (1980)	Chen 和 Nikitopoulos (1979)*
核心区长度	$6.2d_0$	$6.3d_0$	$6.3d_0$	$5d_0$	$8d_0$

* 为 $k - \varepsilon - T^{-2}$ 模型计算结果

(a) 浓度横向分布



(b) 浓度纵向分布

图 3-8 圆形射流断面时均浓度分布与半经验公式(3-19)、(3-20)的比较

图(3-8)(a)说明,半经验公式(3-19)与试验结果吻合较好。图(3-8)(b)为圆形射流轴线浓度沿程分布试验值与式(3-20)的比较。可以发现,根据前人流速分布的核心区长度来计算浓度分布的核心区长度所得的结果偏大,实际浓度分布的核心区长度要短得多。当然,核心区长度与喷嘴的收缩情况、出口流速分布、出口紊动动能等有关。正如 Chen 和 Rodi(1980)^[35]所说,流速分布核心区长度,取决于出口断面的速度分布,但更取决于出口的紊动强度,核心区紊动的存在能奇妙地减少核心区的长度。对于浓度分布来说,还有分子扩散的影响。因此,可能是由于强烈紊动和分子扩散的存在,使射流浓度分布的核心区较短,甚至不明显。

从统计分析的角度来看,紊动射流的时均浓度、均方根脉动浓度、浓度脉动能谱是否服从某一统一规律,这还需要进行不同雷诺数的多次浓度测量和分析才行。但是, Dowling 和 Dimotakis(1990)^[36]利用激光瑞利散射(Laser-Rayleigh Scattering)技术测量了气体圆形紊动射流表明:气体紊动射流的时均浓度、均方根脉动浓度、浓度脉动能谱等都表现出某种相似性(similarity)规律。液体和气体在浓度分布上有什么不同?这还需进一步研究。

上面所说的式(3-9)和式(3-20)都属于射流研究的半经验理论成果,只对射流的时均量有用,对极不规则的瞬时量则完全无法分析和解释。而湍流信息实际上包含在瞬时量中,如何从湍流图象中提取湍流信息并且找到表征湍流图象

的物理量,是湍流研究中的一个重要问题和难题。近年来,用分形理论和子波变换(wavelet transform)分析瞬时浓度方面取得了一些进展^{[54-57][62]}。在第四章中,我们将详细讨论湍流分维方面的问题。

第五节 获得高质量 PLIF 图象的要点

前面利用建立的 PLIF 测量系统获得了圆形射流图象,并且用三维数字校正方法获得了浓度场。PLIF 图象的质量高低,将直接影响到浓度场的定量测量精度。下面是获得高质量 PLIF 图象的要点和应该注意的事项:

1. 随着射流持续时间的增长,水槽中累积的背景浓度将越来越大。为了防止背景荧光的影响,应尽快拍摄射流图象。如果使用循环水,当水体中背景荧光比较明显时,应尽快换水。

2. 图象拍摄应放在晚上进行,以减小外界杂光的干扰。

3. 由于水中不可避免地含有一些微小的颗粒,在激光片光的照片下会产生明显的散射光。为防止散射光的影响,应使用截止滤光片,从而将散射光和荧光分离。

4. 在选择激发光波长时,最好使用单色光,而不要用混合光。混合光功率虽然大,但真正对诱导荧光有贡献的部分却较小。另外,选择混合光后,水中粒子的散射光增强,且散射光有多种波长,对选择截止滤光片不利。比如,使用 Ar^+ 激光器的混合光,激光波长有 10 种,最强的是 514.5nm 和 488nm。因此,无论如何都不易选择合适的截止滤光片。因为荧光发射谱的峰值约为 519nm。若要保证荧光峰值有尽可能高的透过率,就很难截止 514.5nm 的散射光。反之,若要保证截止 514.5nm 的散射光,荧光的损失就太大,从而大大降低测量精度。

5. 最好用 CCD 摄像机直接获取数字化图象。本文中由于客观条件的限制,不得不先将图象存入录相带然后再数字化。这样做也有一个好处,就是可以把流动过程的大量图象以磁信号方式记录下来。数字化记录由于所需存贮空间大,记录的图象帧数是很有限制的。应避免采用照相方式获取图象,然后再数字化的做法,因为这样增加了引入误差的机会。

5. 剔除图象中的噪音。一般分成两种:一种是奇点噪音,可采用低通空间滤波方法剔除;另一种是背景噪音,可采用简单的门限切割方法剔除。

6. 应进行图象校正,以消除片光高斯分布和沿程衰减的影响,可采用本文提出的二维数字校正方法。

7. 如果经费许可的话,应努力提高摄像机的空间分辨率和动态范围,以减少摄像机噪音,有效地检测弱荧光信号。如采用低温冷却 CCD 技术。

第六节 小 结

本章的工作总结如下:

- (1). 提出了 PLIF 技术测量浓度场的二维数字校正理论和方法,并应用于圆形紊动射流浓度场的测量。校正前后的浓度分布对比表明:校正是必需的。
- (2). 同时获得了水体中圆形紊动射流的时均浓度、瞬时浓度、浓度脉动强度和脉动能谱。
- (3). 时均浓度测量结果与前人的半经验理论的分析 and 比较表明:圆形射流的浓度分布的核心区长度比半经验理论的预测值要短。
- (4). 讨论了如何获取高质量 PLIF 图象的问题。

第四章 紊动射流的分维测量和分析

第一节 引言

在第三章中,利用 PLIF 技术通过二维数字校正已经获得了自由射流的时均浓度、瞬时浓度、脉动浓度和能谱。也曾强调指出,湍流信息实际上包含在瞬时图象中。瞬时图象十分复杂,湍流界面卷褶、破碎而且有细小的“孤岛”存在。过去,由于受统计理论的影响,不论是数值计算还是试验获得的等浓度(或温度)线,我们都把它们描绘成连续光滑的曲线。而从实际的污染云团图片中,我们会发现,污染云团的形状是复杂的,等浓度线也是不光滑的。我们知道,污染云团的形成是湍流作用的结果,把污染云团描绘成连续、光滑的曲线(面),实际上抹掉了湍流的一些信息。那么,如何从这些复杂的几何图案中找出规律,或者更准确地说,这些复杂几何图案中究竟有无规律,以及用什么手段和方法来进行研究,一直是湍流工作者思索的问题之一。

经典几何学是以古希腊的欧几里得(Euclid)几何学为基础的逻辑体系。欧几里得几何学里的形状是线和面、圆和球、三角形和锥,自然界的几何可以归结为点、线、面的组合,其中的线和面都被理想化为光滑的。微积分和近代数学许多分支均以此理想化为基础。然而,自然界的线和面并不都是光滑的。相反,如雪花、山脉轮廓、海岸线、河流形状、布朗运动轨迹、生物组织结构以及本文中湍流的图象等等,往往是粗糙、破碎的。Mandelbrot 从六十年代起就注意到了自然界中这些复杂的曲线和曲面,提出一种新的几何学——分形几何学(fractal geometry)来描述和研究这些形态极不规划或极为破碎的几何对象^[37-38]。近二十多年来,分形理论及其应用的发展十分迅速,覆盖的学科十分广泛,成为非线性科学的重要研究内容之一。由于分形理论较新,而且国内有关湍流问题的分形研究还处于起步阶段,也未见有较详细的综述。因此,在利用分形理论来进行湍流瞬时图象的研究之前,先简介一下分形的基本概念和基本思想,然后综述分形理论在湍流研究中已取得的一些成果。为了使本文的介绍易于理解,我们从简单现象出发,尽量舍去一些专门性的数学词汇。

一、分形与分维

1. 分形及分维现象

(1). 海岸线问题

海岸线的本质是什么?Mandelbrot 1967 年在《科学》(Science)杂志上发表的一篇文章中提出了这个成为他自己思想转折点的问题^[37]。

Mandelbrot 是在英国科学家 Richardson 死后发表的一篇鲜为人知的文章中遇到海岸线问题的。由于对海岸线和曲折的国境线感到怀疑,他核对了西班牙、葡萄牙、比利时和荷兰的百科全书,发现这些国家对共同边界长度的估计相差 20%^{[38][42]}。Mandelbrot 说,事实上,任何海岸线在一定意义上都是无限长的。在另一种意义上,答案依赖于所用的测量码尺的长度。比如,拿一只两脚规,把它张开成 1 米宽,然后沿着海岸线一步

步地测量。所得的海岸线长度只是真实长度的一种近似,因为两脚规忽略了一切短于 1 米的迂回曲线。不管这些,就把测得的长度记下,然后把两脚规并窄一些,比如 0.5 米,并重复上述过程,他将得到稍大的长度,因为两脚规将反映出更多细节。然后再将脚规并窄,并继续按前面的过程做下去。常识会告诉我们,虽然这些估计值一个比一个大,但它们会趋近于某个特定的最终值,即海岸线的真正长度(如果这个长度存在的话)。换句话说,测量是应该收敛的。但 Mandelbrot 发现,当把所用的测量尺度变小时,所得的海岸线长度无限上升。因为随着脚规的减小,海湾和半岛显露出越来越小的子海湾的和子半岛。

图(4-1)是码尺 ϵ 和英国海岸线长度 $L(\epsilon)$ 的双对数关系,这是 Mandelbrot 分析 Richardson 收集的数据所绘制的。从图中可以看出,海岸线的长度并不随着码尺 ϵ 的减少而趋于所谓海岸线的真实长度。事实上,海岸线的长度 $L(\epsilon)$ 与码尺 ϵ 的关系可近似用下式表示:

$$L(\epsilon) = K\epsilon^{1-D}, \quad (4-1)$$

式中: K 为常数; D 为分维(fractal dimension),对于图(4-1),英国海岸线的分维 $D = 1.25$ 。

(2). Koch 曲线

Koch 曲线是一条理论上的分形曲线,是以瑞典数学家 Koch 的名字命名的。因为他 1904 年第一次描述了这种不论由直线段还是由曲线段组成的始终保持连续的线。Koch 曲线是这样生成的:如图(4-2)所示,如果初始元(initiator)的长度为 1, $n = 0$ 。现在,在中间 1/3 段上接一边长 1/3 的三角形。重复同样的变换,即在中间 1/3 段上接上一个更小的三角形。再次重复,直至无穷。这样,边界变得越来越细微曲折,使人想起一种理想化的雪花。

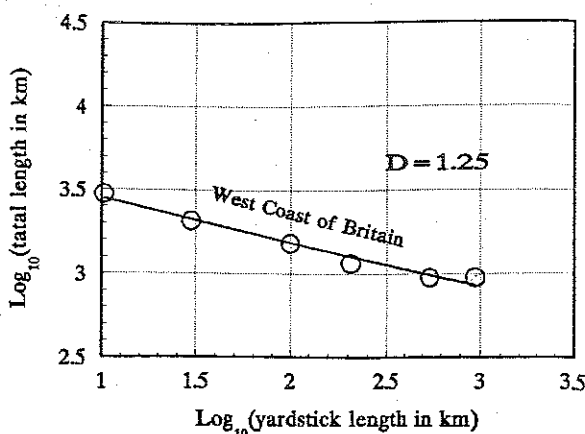


图 4-1 英国海岸线 $L(\epsilon)$ 和码尺 ϵ 的关系

从图(4-2)可以看出,Koch 曲线局部和整体具有相似性,也就是说,适当放大尺寸,任意一个任意小的部分都可以和整体重合。从集合论的角度来看,若一有界集合 S 包含有 N 个不相重叠的子集,当子集放大 r 倍后能与原集合重合,叫相似集。

因此,第 n 次生成的曲线长度 $L(\varepsilon)$ 可以表达为:

$$L(\varepsilon) = \left(\frac{4}{3}\right)^n, \quad (4-2)$$

式中: $\varepsilon = 1/3^n$,即是 $n = -\ln \varepsilon / \ln 3$,代入上式有:

$$L(\varepsilon) = \exp \left[-\frac{\ln \varepsilon (\ln 4 - \ln 3)}{\ln 3} \right] = \varepsilon^{1-D}. \quad (4-3)$$

利用(4-3)式,可以得到 Koch 曲线的分维 D 为:

$$D = \frac{\ln 4}{\ln 3} = 1.26186\ldots \quad (4-4)$$

2. 分形和分维的定义

上面简介了两种典型的曲线——海岸线和 Koch 曲线。这两条曲线都有两个共同的特点:一是没有特征长度;二是局部和整体具有自相似性。这里所说的特征长度,并没有作严格的定义。例如,对于球来讲,它的特征长度是半径。有特征长度的形状,其重要特征是平滑程度。这是因为与特征长度相比即使把小的部分近似平滑,也不会失去整体的特征。然而,对海岸线和 Koch 曲线来说,不管把局部怎么放大来看,它都象原来一样复杂。复杂的形状中深藏着有组织、有结构的组织。

要说明究竟什么是分形,必须先引入维数的概念。

从 Euclid 几何的知识得知:点是 0 维,直线是 1 维,平面是 2 维,而立体空间是 3 维。这种维数,是拓扑学意义下的维数,记为 D_T ,它反映确定一点在空间位置所需的独立坐标数。对 Koch 曲线来说,如果把它看成是 1 维的,那么,Koch 曲线的长度为无穷大。如要把它看成 2 维的,那么,它的面积为 0。这样处理,显然不能反映出 Koch 曲线的复杂性。那么,怎么样才能恰好定量表示 Koch 曲线的复杂程度呢?为此,需要重新考察一下维数的定义。下面,从测度的角度来考察一下维数。

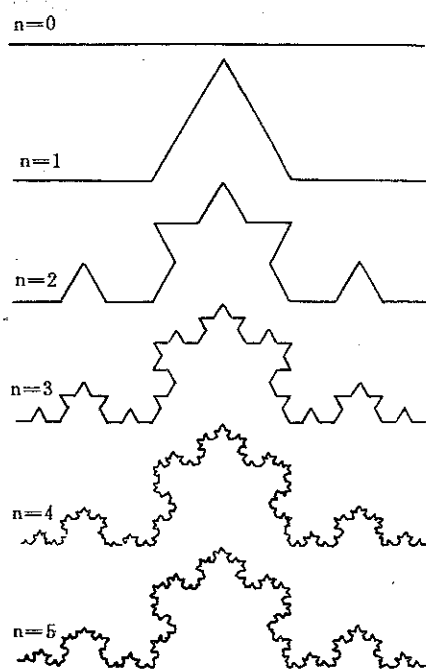


图 4-2 Koch 曲线

若把立方体边长扩大到 2 倍,那么 2 维测度的表面积为 2^2 倍,3 维测度的体积即为 2^3 倍。因此,D 维测度的量即为 2^D 倍。这里,D 并不一定要求是整数,它可以是分数。例如 Koch 曲线,在此情况下具有非整数维数测度的量是曲线的长度。若把 Koch 曲线扩大 3 倍,曲线长度变成原来的 $4 = 3^{\log_3 4}$ 倍。也就是说,这一曲线的长度应具有 $\log_3 4$ 维的特性。

现在我们来给出分维在数学上比较严格的定义:

假定 $D > 0$,用直径为 ϵ 、个数为 $N(\epsilon)$ 的球(ball)覆盖集合 S ,则 D 维测度 M_D 可表示为^[40]:

$$M_D = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \gamma(D) N(\epsilon) \epsilon^D, \quad (4-5)$$

式中: $\gamma(D)$ 为几何因子,对直线、正方形和立方体有 $\gamma(D) = 1$;对圆盘、球体(sphere)分别为 $\gamma(D) = \pi/4, \pi/6$;D 称为 Hausdorff — Besicovitch 维数,对自相似集,Hausdorff — Besicovitch 维数与自相似维数(similarity dimension)相等。

应该说明的是,Hausdorff — Besicovitch 维数的定义并不要求覆盖集合 S 的球的直径 ϵ 都为一样,也可以小于 ϵ ,这时,D 维测度 M_D 就取下确界(infimum)。这里的“球”及其“直径”是个抽象的概念,既可指直线、正方形和立方体,也可指圆盘、球体(sphere)等等。有关这方面的数学问题可参阅文献[41]。

分维关系式(4-5)与式(4-1)是一致的。如果测量海岸线的码尺为 ϵ ,覆盖海岸线的码数为 $N(\epsilon)$,根据式(4-5)有:

$$N(\epsilon) \propto \epsilon^{-D}. \quad (4-6)$$

这样,由海岸线长度 $L(\epsilon) = N(\epsilon) \cdot \epsilon$ 就可以推出式(4-1)。因此,可以通过将 $N(\epsilon)$ 或 $L(\epsilon)$ 与 ϵ 绘制在双对数坐标上,利用回归方法确定直线斜率来求出分维 D 。这种通过计算覆盖集合 S 的盒子(box)数目来确定的分维,现在又称盒子维数(box dimension 或 box counting dimension)。

由于还没有找到对任何事物都适用的定义,在有关分形和分维的专著和论文中,还有很多关于维数的定义方法,如信息维、关联维等等。对不同的研究对象,有的适用有的不适用。分形和分维的概念,还在不断发展中。本文所介绍的,是研究较多而且在本文湍流图象研究中要用到的。

有了分维的概念,下面来看看分形的定义:

Mandelbrot (1982)^[38] 最初把分形定义为 Hausdorff — Besicovitch 维数 D 严格大于拓扑维数 D_T 的集合。这个定义看来过于数学化了。为此,1986 年,他又给出了一个较为通俗化的定义:其组成部分与整体以某种方式相似的形(shape)叫分形。这里的“某种方式”是指“自相似”或“自仿射(self-affine)”。本文讲的是“自相似”。

理论上的自相似分形如 Koch 曲线、Cantor 集、Sierpinski 海绵等等都具有无穷层次的自相似结构。而自然界中实际存在的都是有限层次的统计自相似分形,如海岸线、雪花、树枝的生长等等,这些分形只在一定标度(尺度)范围内存在自相似。这是应用分形理论研究实际问题时需要知道的。

二、分形理论的意义及其在流体力学中的应用

分形理论为我们认识和处理“乱七八糟”的自然现象提供了有力的工具。分形理论的数学本质在于,它改变了我们认识事物和分析事物的测度观,如用 Hausdorff 测度取代我们已习惯的欧氏测度。正是这种测度观的改变,使我们能揭示出复杂现象背后隐藏着的规律。

湍流又叫紊流,是长期的、世界公认的难题。目前,研究湍流的思路很多,不同的学者正试图从不同的角度来揭示湍流的本质和规律。

1922 年, Richardson 提出完全发展湍流是由不同尺度的涡构成的重要思想。正是受这一思想的启发,导致分形理论应用于湍流研究。总起来说,分形理论应用于湍流研究大致有这样三个方面的发展:

1. 描述湍流的 Navier — Stokes 方程(简称 N — S 方程)与分形有关。

Lorenz(1963) 在研究大气湍流时,对 N — S 方程进行了大刀阔斧的简化,得到了一组常微分方程,现称为 Lorenz 方程。通过在计算机上求解方程的解发现了混沌行为(chaotic behavior)和后来所称的 Lorenz 吸引子(attractor)。这个吸引子是一个分形体,其分维为 2.06(Mori, 1980)。

Scheffer 在探讨三维空间中 N — S 方程解的性态时发现,方程解的奇性(如果它们存在的话)必在维数小于 3 的集合中。理想流体的奇性也有同样的结论^[47]。

在低雷诺数情况下, N — S 方程解的性态稳定,即当 t 趋于无穷时趋于唯一稳定的解。在高雷诺数情况,方程解围绕着吸引子集合转。Fias 和 Teman 等人已经证明这些吸引子集合在一适当的函数空间中,具有有限的分维。当雷诺数趋于无穷时,该维数趋于无穷^[47]。最近对雷诺数为 2800 的 Poiseuille 流动的数值仿真表明, N — S 方程的湍流解的确位于奇怪吸引子上,但它的分维大约为 400^[45]。

虽然 N — S 方程与分形有关。但是,目前还没有从 N — S 方程这样的基本方程中直接导出分维的理论。

2. 湍流的理论分形模式

湍流的理论分形模式主要集中在间歇模式(intermittency model)和湍流扩散上^[49—52]。

事实上,人们早就根据实验发现能量耗散率 $\varepsilon(x)$ 的相关函数有如下关系^[39]:

$$\langle \varepsilon(x) \cdot \varepsilon(x + r) \rangle \propto |r|^{-\mu}, \quad (4-7)$$

式中: μ 为间歇因子, $0.2 < \mu < 0.5$ 。

式(4-7)表示能量耗散区实质上是分形构造。Mandelbrot 认为能量耗散区的分维可用下式表示:

$$D = 3 - \mu. \quad (4-8)$$

Hentschel 和 Procaccia(1982)^[48] 把湍流看成自回避折叠的涡管集合体,从理论上估算出完全发展湍流的分维在 $2.5 \leq D \leq 2.75$ 的范围内。

Frisch 等人(1978)提出了湍流分形模式—— β 模式。该模式的关键假定是:湍流的小尺度结构随着该尺度大小的减小,所占空间也变得越来越小。子涡(daughter eddy)所占的体积是母涡(mother eddy)的 β 倍($\beta = 2^{D-3}$, $\beta < 1$)。根据该模式可以导出包含分维 D 的新的湍流尺度。利用新的湍流尺度,可望将湍流模式与分形结合起来,从而改善现有湍流模式的特性,这是湍流模式改进的一个新的方向。国外湍流模式研究的学者正积极开展这方面的工作^[50]。

在湍流扩散中,Henstchel 和 Procaccia(1983)^[51] 利用标度(scaling)和分形概念考虑了完全发展湍流间歇性的影响,通过引入分维修正了著名的 Richardson 4/3 次方定律。1984年,他们根据 Lovejoy 关于云的分维的测量结果,提出了新的湍流相对扩散理论^[52]。

3. 湍流分维的测量

湍流在很多方面表现出分形特征,这一点从过去的试验数据也可以发现。比如,图(4-3)是海中温度脉动的能谱图(Grant 等人,1968)。从分形的角度来看,在波数 k 较小的惯性子区,分维 $D = 5/3$ 。而在高波数的粘性区,分维 $D = 2$ ^[44]。

对于 Kolmogorov 各向同性均匀湍流,根据空间两点的温度方差和压力方差分别随两点距离 r 的 $1/3$ 和 $2/3$ 次方变化的规律,可以推知二维空间中等温线和等压线的分维 D 分别为 $5/3$ 和 $4/3$ ^[53]。

总之,从过去的湍流研究理论和数据中,我们可以发现有关湍流具有分形特征的证据。

根据分形理论对湍流图象进行分维测量,最有名的当推 Lovejoy(1982)的工作^[53]。Lovejoy 根据 Mandelbrot(1982)提出的所谓面积(A)—周长(P)关系, $P \propto \sqrt{A}^D$, 测量了气象卫星和雷达照片中云和雨区的分维。云和雨区是由天空中的水蒸汽形成的,受大气湍流的驱使。因此,云和雨区的图象反映了大气湍流的作用。如图(4-4)所示,他把从 1km^2 到 $1.2 \times 10^6\text{km}^2$ 的云和雨区的面积和周长数据点绘在双对数坐标图上,发现他们呈很好的直线关系。由此可知云的分维为 1.35 ± 0.05 。这个值与 Kolmogorov 各向同性均匀湍流的等压线分维 $4/3$ 相当接近。应该注意的是,Lovejoy 的结果还说明,在 1km 到 10^4km 的范围内直线关系都成立,也就是说,云和雨区没有特征长度尺度的范围很宽。

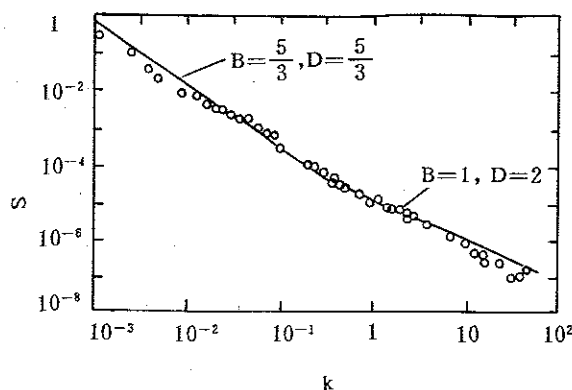
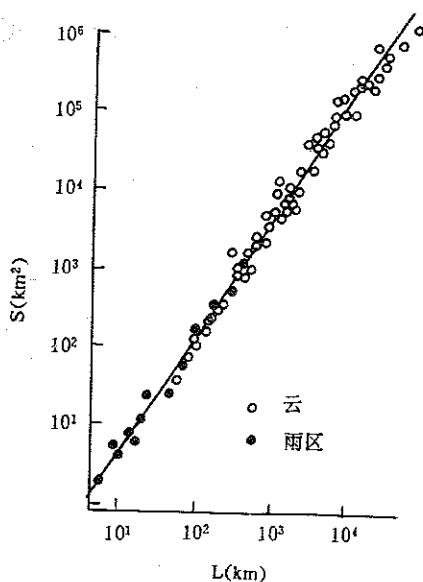


图 4-3 海中温度脉动能谱图

图 4-4 云的面积 S 与周长 A 的关系

Rys 和 Waldvogel(1986)^[40] 利用雷达获得的冰雹云(hail cloud)的图象进行了 $P \sim A$ 关系研究,认为当周长 $P > 3\text{km}$ 时,分维 $D = 1.36 \pm 0.1$,与 Lovejoy 的结果基本一致。但当周长 $P < 3\text{km}$ 时,分维 $D \approx 1$ 。

小舞知子(1984)^[39] 在洗脸盆大小的容器中将水进行搅拌后滴入墨汁使其形成“水墨画”,然后测此“水墨画”的分维 D 约为 1.3。高安秀树认为,大气这样的大流动和洗脸盆中的小流动具有极为相似的性质,表现了是流体流动的普遍特征。

应该指出的是,不论是云和雨区,还是“水墨画”和冰雹云,也不论它们的图象是通过卫星还是雷达,或者是摄像机直接获取,这些图象都不是二维的,而是多层云的叠加。这与王立新(1990)^[2] 用颜色水获取的图象一样。这是应用这些成果时应该十分小心的地方。

Sreenivasan 等人(1986,1990)^[54-56] 利用 PLIF 技术获得的湍流图象对边界层、轴对称圆形射流、平面尾流和混合层问题等开展了湍流分维的测量和分析,取得了有广泛影响的成果。他们的主要结论有:① 湍流分维存在两个区。其中,积分尺度(integral scale)和 Kolmogorov 尺度之间称为 K 区,分维为 1.36 ± 0.05 ,这个值可作为完全发展湍流的初步近似;② Kolmogorov 尺度和 Batchelor 尺度之间称为 B 区,分维为 1.7 ± 0.03 。

根据动力相似理论,人们通常认为只有惯性子区才具有分形特征, Sreenivasan 等人的成果中一个引人注目之处就在于,湍流的标度区间很宽,从 Kolmogorov 尺度到积分尺度。为什么会这样?原因是不清楚的。Lovejoy 关于云的分维测量中标度区间从 1km 到 10^4km ,这个范围也是出人预料的宽。

其他与湍流有关的流动现象的分维测量工作也取得了一些成果,如 Takeno

等人(1990)^[57]测量了火焰表面(flame surface)的分维。在此不一一列举。

总结起来,可以这样说,分形理论给湍流研究带来了新的观念和思路,特别是测度观的改变。但是,分形理论仅仅告诉我们有关几何特征方面的信息,而不能解释为什么会有这样的几何特征和形状。因此,分形理论还需要与动力学模型或湍流模式理论结合起来才更具有价值。如何利用分形理论来研究湍流的产生和发展过程,已成为湍流研究的前沿性课题。

另外,分形的数学理论还没有象普通数学理论那样,形成公理化结构,还处于很不完备的发展阶段,比如分数阶微积分理论体系的建立。这是分形理论研究和应用急需解决的问题。

三、本章工作

本章关于湍流分维的研究是在对所获得的“杂乱无章”的 PLIF 图象感到困惑而引发的,只是本文工作的一部分。由于时间的限制,只对圆形紊动射流进行了分维测量。所以,本章只是对湍流分形研究的初探。这项工作还有待更进一步深入。

湍流的分维测量较为困难,表现在两个方面:一是湍流图象(信号)的获取;二是分维测量本身。本章在研究 Sreenivasan 等人工作的基础上,结合数字图象处理技术,提出了不同的分维测量方法,更全面地反映了湍流图象的复杂性。同时,讨论了分维测量中存在的一些问题。

第二节 分维测量方法及测量软件的检验

一、分维测量方法

分维是分形理论的基本量。实用的分维测量方法较多,视具体的研究对象而定。高安秀树(1986)^[39]把分维测量归为五类:(1)改变粗视化程度求维数。比如前面所说的用脚规去量测海岸线分维就属此类,后文中我们还要详细论及此法;(2)根据测度关系求维数。这一方法适用于测量某一类分形体的分维。与改变粗视化程度求维数方法的不同之处在于,不变化单位正方形的大小,而是预先尽量把它固定得小一些;(3)根据相关函数求维数。在进行统计分析时,我们常常采用到相关函数。如果相关函数本身属于指数型或高斯型,那么就不存在分形问题,因为它们具有特征长度。如果相关函数符合幂型分布,分布就具有分维,可以利用幂指数求出分维;(4)根据分布函数求维数。这个方法与相关函数方法类似;(5)根据波谱求维数。对空间或时间的随机变量进行统计分析时可以得到波谱。利用波谱的幂型分布的指数,可以确定分维。

改变粗视化程度求维数的方法,也叫粗视化方法,它是实际测量分维的常用

方法。粗视化方法的重要思想在于:分形体的细节是通过码尺的选择来反映的。码尺越大,反映的细节越少。码尺越小,反映的细节越多。粗视化方法通常也可分成三种:

1. “脚规”(divider) 法^[38-39]

正如前面第一节中我们描述的用脚规测量海岸线长度一样,以分形曲线一端为起点,然后以此点为中心画一个半径为 ε 的圆,把此圆与曲线最初相交的点用直线连接起来。把此交点重新看起点,反复进行同样的操作。这样,用长度为 ε 的线段去近似分形曲线,线段总数记为 $N(\varepsilon)$,线段总长 $L(\varepsilon) = N(\varepsilon) \cdot \varepsilon$ 。如果改变码尺 ε , $N(\varepsilon)$ 也要变化。从而可以利用式(4-1)或式(4-6)求出分维。这种方法,叫做“脚规”法。

这种方法反映了粗视化方法的思想。分形曲线的细节,通过线段 ε 的大小来反映。线段 ε 越长,反映的细节越少,小于线段 ε 的迂回曲线被忽略了。而线段越短,反映的细节显然越多。

应该指出,这种方法只适用于分形曲线,不适用于平面上点的分布。同时,我们也看到,这种测量方法较为繁琐,技巧性较高,比如在曲线十分破碎时如何确定“脚规”与曲线的交点常常需要测量者自己拿主意。另一方面,这种方法也不适于在计算机上快速测量。

2. “香肠”(sausage) 法^{[38][54][57]}

这种方法在操作上与“脚规”法不同。该法考虑所有距离海岸线(或边界线)不超过 ε 的点,这些点组成一个象香肠一样、宽为 2ε 的带子(tape 或 strip),测量带子的面积,并将面积除以 2ε 就可得到海岸线的估算长度 $L(\varepsilon)$ 。改变 ε ,则 $L(\varepsilon)$ 也要变化,从而可用式(4-1)确定分维。如果海岸线为直线,显然带子就是个矩形。

由于这种方法还没有名称,而且在操作中获得的带子象香肠一样,本文形象地称之为“香肠”法。

在计算机上测量时,将海岸线的图象数字化,以海岸线上的每个象素为中心画半径为 ε 的圆,这样就可得到沿海岸线的带子,带子宽度为 2ε ,则带子的面积就是带子内的象素数目 $N(\varepsilon)$ (以象素为基本面积单位),这样有: $N(\varepsilon) = 2\varepsilon \cdot L(\varepsilon)$ 。因此,可利用式(4-1)或式(4-6)来确定分维。Sreenivasan 和 Meneveau(1986)^[54]最初应用此法测量湍流/非湍流界面的分维,但测量圆形射流的分维为 $D = 1.33 \pm 0.15$,这个精度似乎差了些。Takeno 等人(1990)^[57]用此法测量了火焰表面的分维。

与下面要谈及的“数盒子”法相比,这种方法在计算机图象处理系统中也不大容易实现,而且,这种方法测量分维的不确定性问题需进一步研究。

3. “数盒子”法^{[38-40][55-56]}

该法的要点是:用边长为 ε 的正方形网格分割分形图形(象),即进行空间量子

化。然后数出要研究的形状中所含的正方形网格数 $N(\epsilon)$ 。换句话说,在图象处理中,就是要计算出含有分形图象像素(至少一个)的所有网格数目。这样,可以利用式(4-6)或式(4-1)求出分维。这种方法,称为“数盒子”法(box counting method)。

该法易于在具有图象处理功能的计算机上实现。通过把分形图形(象)数字化,很容易进行空间量子化并且改变网格尺度 ϵ 。

它不仅适用于分形曲线,也适用于平面上点的分布以及有大量分岔的河流。Prasad 和 Sreenivasan(1990)^[56] 主要利用此法进行了湍流/非湍流界面分维的测量。

通常,我们会认为,不论采用那一种方法,测同一个分形体会得出相同的分维。可是,通过研究,我们发现,情况有时往往不是那样。

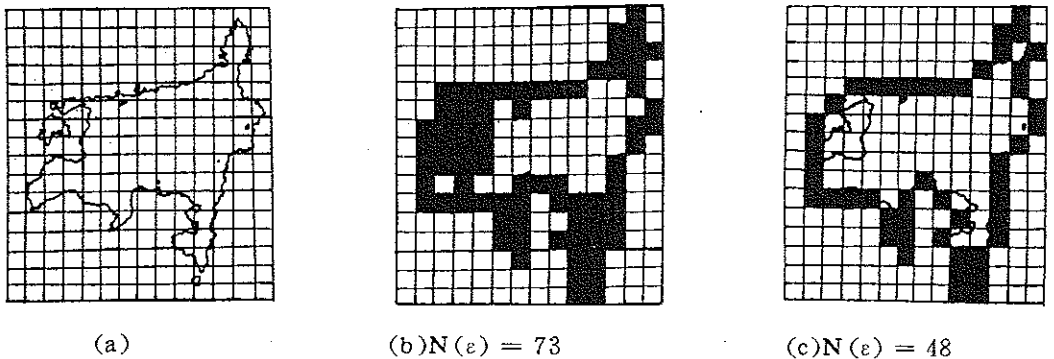


图 4-5 用“数盒子”法和修正“数盒子”法近似某海岸线的比较

图(4-5)(a)是某个岛的海岸线。图(b)为按空间量子化法,将覆盖有海岸线的所有正方形涂黑,黑正方形数 $N(\epsilon) = 73$ 。那么,黑正方形现在就是海岸线的近似,我们发现,当网格尺寸 ϵ 变大时,这样测量海岸线的结果 $N(\epsilon)$ 似乎大了一些,因此,测得的分维可能就偏小。因为,在海岸线折叠较严重而且有孤岛的地方,码尺 ϵ 反映的细节过多了一点,以致出现一片黑正方形。而粗视化方法的重要思想在于,码尺 ϵ 越大,反映的细节越少。

现在,我们来换一种近似海岸线的方式:把含有一小点岛及海岸线的正方形都涂黑,把与白正方形相接的黑正方形看成岛的近似海岸线,如图(4-5)(c)所示,图中为简便美观起见,仅把与白正方形相接的正方形涂黑,即岛的近似海岸线。而涂黑的近似海岸线内部的迂回折叠的部分“真正海岸线”被忽略了,因为码尺 ϵ 现在还无法反映这部分迂回折叠的“真正海岸线”的细节,记下近似海岸线的黑正方形数目 $N(\epsilon) = 48$,这个值与图(b)的黑方形网格数目 73 相比要小得多。这种方法,姑且叫做修正“数盒子”法。这样做,是否更体现了粗视化方法的思想?更合理一些?下文中,我们还要利用这两种方法同时对 Koch 曲线进行测量,以便进

行比较。

二、测量软件的检验

本文对圆形紊动射流分维的测量在配有 Itex151 伪彩色图象处理系统的 SUN 工作站上进行。该系统有二个 16 位帧存储器 Frame A 和 Frame B, 可分成四个 8 位帧存储器, Frame A 分成 HIGH 和 LOW, Frame B 分成 B1 和 B2。其中 B1 和 B2 可以相互共存覆盖。利用这一点, 在分维测量中, 可以将分形图象放在 B1 中, 利用 B2 来作空间量子化, 使空间量子化过程比较形象, 同时分形图象和空间量子化网格之间互不影响。图象显示屏分辨率为 512×512 , 测量软件用 C 语言编写。

在图象处理技术中, 显示屏上每个象素(pixel) 可作为空间量子化的基本单位。由于每个象素在长和宽方向所代表的实际长度可能不同, 有一个长宽比。因此, 空间量子化的网格为长方形而不是正方形, 过去的一些研究中未注意到这个问题^{[56][57]}。从理论上可以证明, 用长方形网格进行空间量子化对分维测量结果无任何影响:

在第一节“引言”中, 曾给出了分维比较严格的定义并给出了 D 维测度的表达式(4-5)。假设用长宽比为 λ (常数) 的长方形 $\varepsilon \times \lambda\varepsilon$ 去覆盖集合 S, 那么, 几何因子 $\gamma(D)$ 有:

$$\gamma(D) = \lambda^{D-1}. \quad (4-9)$$

这样, 分形曲线周长 $L(\varepsilon) = N(\varepsilon) \cdot \varepsilon$ 可表示成:

$$L(\varepsilon) \propto \frac{\varepsilon^{1-D}}{\gamma(D)} = (\lambda\varepsilon)^{1-D}. \quad (4-10)$$

即 $L(\varepsilon)$ 可写成:

$$L(\varepsilon) = K' (\lambda\varepsilon)^{(1-D)}, \quad (4-11)$$

式中: K' 为常数。

由于 λ 为常数, 因此, 对(4-11)式两边取对数, 然后用最小二乘法回归确定 D 时, 有:

$$D = 1 - \frac{M \sum_{i=1}^M [\lg L_i(\varepsilon) \cdot \lg \varepsilon_i] - \sum_{i=1}^M \lg \varepsilon_i \cdot \sum_{i=1}^M \lg L_i(\varepsilon)}{M \sum_{i=1}^M [\lg \varepsilon_i]^2 - \left[\sum_{i=1}^M \lg \varepsilon_i \right]^2}, \quad (4-12)$$

式中: M 为回归数据组数, $i = 1, 2, \dots, M$ 。

从式(4-12)可以看出, 分维 D 与 λ 无关, 即 λ 对测量 D 值无任何影响。

所以, 式(4-11)可写成:

$$L(\varepsilon) = K\varepsilon^{1-D}, \quad (4-13)$$

式中: $K = K' \lambda^{1-D}$ 。本文中 $\lambda \approx 1.44$ 。

为了检验测量软件,先在计算机显示屏上生成三条标准曲线——Koch 曲线、直线和圆形曲线,然后测量其分维。Koch 曲线的理论分维值 $D_{\text{理}} = \log_3 4 (= 1.26186\dots)$, 直线和圆形曲线的理论分维值都是 1。

首先,比较一下 Prasad 和 Sreenivasan(1990) 采用“数盒子”法和本文提出的修正“数盒子”法在测量 Koch 曲线时的差别。如图(4-6)所示,是利用“数盒子”法测得网格数 $N(\varepsilon)$ 与网格尺寸 ε 的关系,回归直线斜率为 -1.1230,根据式(4-6)可知分维 $D = 1.1230$,这个结果与理论值相差 $\Delta D = |D_{\text{理}} - D| \approx 0.1389$ 。一般说来,这个差值过大,不是由误差和分维测量的不确性引起的。然后又对直线进行测量,发现所得结果相当好,与理论值 1 基本接近。换句话说,“数盒子”法对于较为复杂的 Koch 曲线不太适用,这一点与前面对某岛海岸线的分析结果一致。

因此,本文采用修正“数盒子”法。

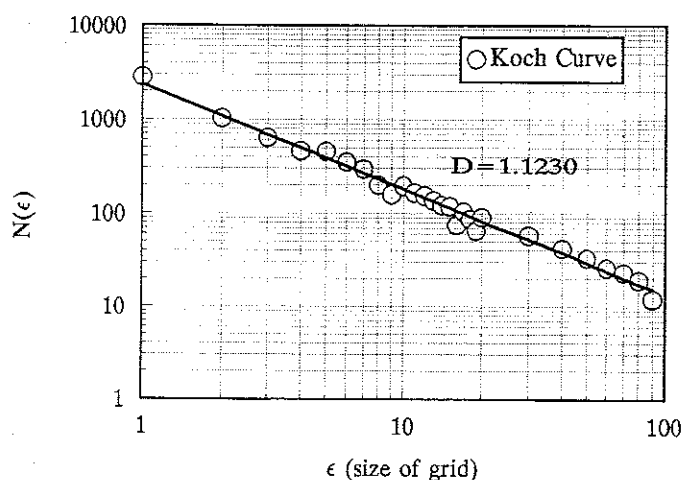


图 4-6 用“数盒子”法测量 Koch 曲线

图(4-7)是修正“数盒子”法的测量结果(实线为回归结果)。以显示屏左上角为起始点分别对三条标准曲线进行空间量子化。图中直线和圆,当网格尺寸 ε 增大到某个值后, $L(\varepsilon)$ 随着 ε 的增大而明显增加,这时的网格来度量直线和圆的周长显得太粗糙,不宜再继续增加网格尺寸 ε 。三条标准曲线的回归计算区间分别为 $[1, 90]$ (Koch 曲线)、 $[2, 40]$ (直线)和 $[2, 50]$ (圆),网格单位为 pixel。回归计算表明:Koch 曲线的分维测量值 $D = 1.26195$,与理论值相当接近。直线和圆和分维测量值分别为 0.9637 和 0.9742,与理论价值 1 相比,这个结果还是可以接受的,因为分维测量还存在一个下面将要谈到的不确定性问题。

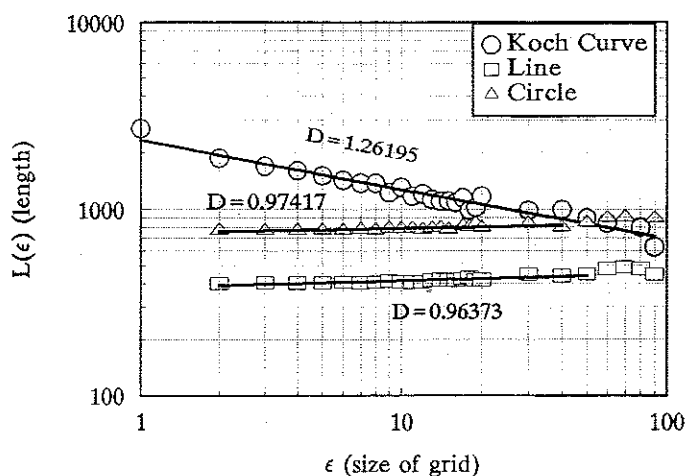


图 4-7 用修正“数盒子”法测量 Koch 曲线、直线和圆形曲线

三、分维测量的不确定性问题

过去,一些学者在利用分形体周长 P 与面积 A 的关系 $P \propto \sqrt{A}^D$ 测量分维 D 时,发现并研究了分维测量的不确定性问题^[58]。

为了进一步研究本文分维测量的精度,需要考虑利用式(4-13)测量分维时的不确定性问题。通过对以上三条标准曲线和紊动射流图象进行多次分维测量,发现有两个因素影响分维测量结果:

1. 存在着网格尺寸选择问题

这个结论与杨国伟的结论^[58]基本相似。图(4-7)中回归计算区间可看作分维测量的上、下临界点。这是由于分形体的外观最大尺寸和实际分形体的有限层次相似性结构导致的。由于图象处理显示屏的分辨率有限,即使是理论上具有无限层次相似性结构的 Koch 曲线,也只能生成有限层次的结构。

2. 与空间量子化的起始点有关

图(4-8)是对直线 AB 进行分维测量时起始点位置的影响。图(4-8)(a)中,网格数为 3,而(b)中网格数则为 4。这说明起始点选取不同会影响测量结果。通过改变起始点位置对三条标准曲线以及圆射紊动射流图象进行大量的分析,我们发现对分维测量结果确有一定的影响,与理论值相比,最大绝对误差约为 ± 0.04 。

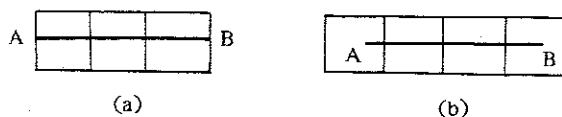
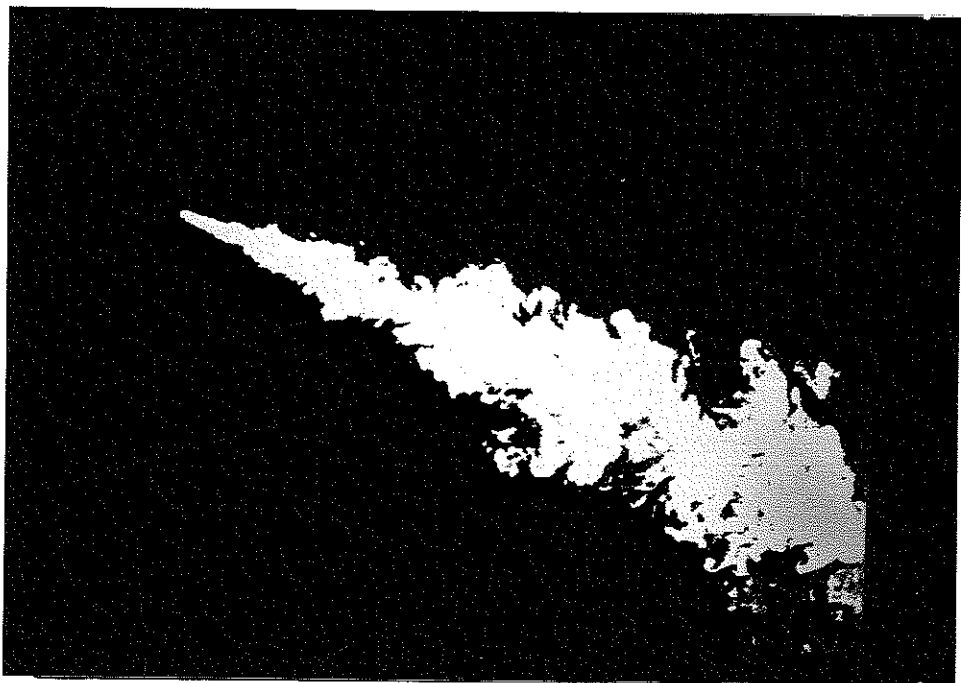


图 4-8 起始点位置的影响

第三节 圆形紊动射流的分维测量及分析

在第三章第二节中,利用自行研制和开发的 PLIF 技术测量浓度场系统获得了圆形紊动射流的瞬时图象。正如所指出的那样,这里说的瞬时图象,其抓拍(grab)时间实际上是 $1/24$ 秒,这是由于摄像机的拍摄速度所致。目前,提高拍摄速度的方法有两种:一是采用高速电视录相装置,这种办法费用太高;二是采用照相记录方式,但会带来诸多不便,如记录图像有限、照片数字化可能会增加噪音从而降低精度等等。文献[56]中瞬时图象的抓拍速度最高只能达到 0.8 秒/帧,比本文的瞬时图象的 $1/24$ 秒还长。文献[57]中采用照相记录方式获取火焰燃烧图象,快门时间为 $1/1000$ 秒。但是,应该注意的是,获得的分维测量结果却比文献[56]的小。



照片 4—1 PLIF 技术获得的紊动射流瞬时图象(二值化)

照片(黑白)(4—1)是一幅二值化射流瞬时图象,射流区的灰度为 255 ,非射流区的灰度为 0 。在分维测量中,我们没有象文献[54—56]那样先从图象中提取边界线(湍流/非湍流界面),然后再测定边界线的分维。本文编制的修正“数盒子”法测量软件能自动寻找出边界线。打个可能不恰当的比方来说,本文测量的是“岛屿的海岸线”的分维,不象文献[56]仅仅测量“海岸线”的分维而忽略了“岛屿”的存在。

由于不同图象的噪音略有不同,本文中湍流 / 非湍流界面的二值化阈值在 10 — 20(灰度) 之间,相当于 $0.04 - 0.1C_0$ (C_0 为喷嘴浓度)。

表(4 — 1) 为射流有关参数。 d_0 为喷嘴直径, u_0 、 u' 和 Re 分别为喷嘴的时均速度、脉动速度和出口雷诺数($= d_0 u_0 / \nu$, ν 是水的运动粘性系数)。 Δx , Δy 分别为图象显示屏在水平方向和垂直方向的象素分辨率,即每个象素所代表的实际长度。从表 4 — 1 可以看出,本文所达到的最小象素分辨率为 $0.14 \times 0.1\text{mm/pixel}$ 。这与 Prasad 和 Sreenivasan 在文献[55] 中所明确报道的象素分辨率 $0.5 \times 0.5\text{mm/pixel}$ (文献[56] 中未明确报道) 和 Takeno 等人在文献[57] 中的象素分辨率 $0.277 \times 0.277\text{mm/pixel}$ 相比,本文测量系统的象素分辨率是比较高的。

从表(4 — 1) 还可以看出,本文主要针对喷嘴直径 d_0 为 6mm 的射流图象进行测量和分析。

表 4 — 1 不同象素分辨率和研究区域中射流图象的分维测量结果

No.	d_0 mm	u_0 cm/s	u' cm/s	Re	Δx mm/pixel	Δy mm/pixel	研究 区域*	D	D + 1	相关 系数
1	6	75	11.32	4550	0.14	0.10	12	1.4296	2.4296	0.9059
2	6	75	11.32	4550	0.60	0.43	38	1.4952	2.4952	0.9347
3	6	75	11.32	4550	0.70	0.50	43	1.5153	2.5153	0.8387
4	6	75	11.32	4550	1.05	0.75	45	1.5227	2.5227	0.9123
5	3	204	36.72	6200	0.42	0.30	67	1.5883	2.5883	0.8508

* 研究区域是指图象中射流从喷口算起的纵向距离(X/d_0)

表 4 — 2 No. 1 在不同研究区域中分维测量结果

X/d_0	D	D + 1	相关系数
0.84	0.9981	1.9981	0.9676
4.1	1.0592	2.0592	0.8580
5.5	1.0686	2.0686	0.9151
10.2	1.2639	2.2639	0.9472
12	1.4296	2.4296	0.9059

一、射流分维尺度的上、下临界点

为使图面简捷美观,图(4-9)仅仅给出了 No. 1 和 No. 2 两幅不同像素分辨率的射流图象的分维测量结果。从图中可以发现,射流中确实存在某一尺度范围的自相似性,利用式(4-12)可以确定分维 D 。

No. 1 中网格 ϵ 在 8—20pixels (1.12—2.8mm) 范围内分维为: $D = 1.4296$, 回归相关系数为 0.9059。No. 2 中网格 ϵ 在 1—5pixels (0.6—3mm) 范围内分维为: $D = 1.4952$, 回归相关系数为 0.9347。

紊动尺度的测量较为困难。利用 Wygnanski 和 Fieldler (1969) 的成果^[59], 可以粗略估计出射流在轴线上的最大纵向积分尺度 $\Lambda_f = 8.9\text{mm}$, 最大横向积分尺度 $\Lambda_g = 3.6\text{mm}$; 最大纵向耗散长度尺度 $\lambda_f = 1.1\text{mm}$, 最大横向耗散长度尺度 $\lambda_g = 0.85\text{mm}$ 。因此, 可以认为, 射流分维尺度的上、下临界点约为积分尺度和耗散长度尺度。其他射流图象的测量和分析也证实了这一点。

另外, 利用各向同性湍流中耗散长度尺度 λ_g 与 Kolmogorov 尺度 η 的关系^[60], 可以粗略估计 η 约为 0.044mm, 这个尺度比耗散长度尺度约小一个量级。

在 No. 1 中 ϵ 小于 1.12mm (8 pixels) 的数据似乎也有自相似性, 分维 $D = 1.1603$, 相关系数为 0.7464, 如图(4-9)中虚线所示, 网格尺度范围为 0.14—1.12mm。由于这个范围的测量较少, 而且数据的相关系数似乎略小了一些, 这个尺度范围是否具有分维, 还需进一步研究。当然, 这首先还需要提高测量的分辨率, 以便能探测更小的尺度空间。

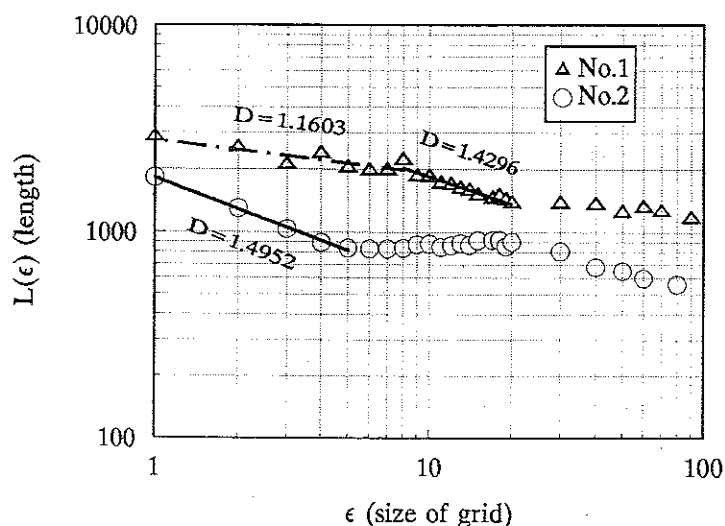


图 4-9 No. 1 和 No. 2 紊动射流分维测量结果

Sreenivasan 等人(1986,1990)^[54-56]通过对边界层、轴对称圆形射流、平面尾流和混合层问题进行分维测量和分析后认为,湍流分维存在两个区。其中积分尺度和 Kolmogorov 尺度之间称为 K 区,分维为 1.36 ± 0.05 ,这个值可作为完全发展湍流的初步近似;Kolmogorov 尺度和 Batchelor 尺度之间称为 B 区,分维为 1.7 ± 0.03 。应该指出,Sreenivasan 等人的 PLIF 射流图象的最大分辨率为 $0.5 \times 0.5 \text{ mm/pixel}$,达不到能分辨他们所研究的射流图象的 Kolmogorov 尺度(约 0.15 mm)。B 区的分维成果,是他们基于泰勒假设(Taylor's hypothesis),利用点测量以获得较高的分辨率来研究尾流分维所取得的。这种做法能否可行是不清楚的。

至于 K 区测量的分维比本文测量的分维偏小,就象本章第二节中利用“数盒子”法测量 Koch 曲线所得结果比理论值偏小一样,可能是测量方法带来。因此,用修正“数盒子”法是合适的。

关于分维尺度的上、下临界点,Takeno 等人(1990)^[57]对火焰表面的分维测量和分析表明;火焰分维尺度的上、下临界点大约分别是火焰厚度(flame thickness)和火焰平均直径的一半(one half of the mean flame diameter),与湍流特征尺度无关。

这里应该说明:不论是圆形紊动射流,还是平面尾流等湍流流动,其湍流特征尺度如积分尺度、耗散尺度、Kolmogorov 尺度等都是随空间变化的,不是一个常数。因此,用湍流特征尺度来表示湍流的上、下临界点只是一种近似估计。这种将分维与湍流特征尺度相联系的做法,可能对今后利用分维改进湍流模式会带来很多方便。

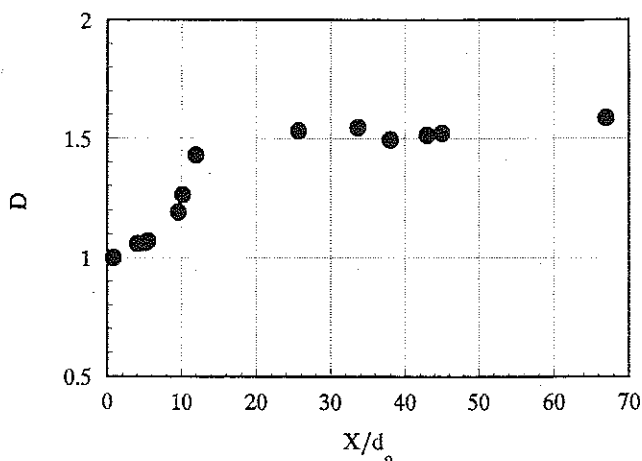


图 4-10 紊动射流分维 D 沿程 X/d_0 的变化

二、射流分维 D 沿程的变化

表(4-1)为不同像素分辨率和不同研究区域中射流图象的分维。表(4-2)是对 No. 1 的射流图象进行不同区域的分维测量的结果。图(4-10)是根据表(4-1)、表(4-2)绘制的紊动射流沿程(X 方向)发展时分维的变化。随着紊动射流的发展,射流图象的空隙和“孤岛”逐渐增多,界面破碎更严重,分维 D 也逐渐增大,这时容易理解的。

图(4-10)中 $X/d_0 \approx 6$ 附近,分维 D 的变化剧烈,有一个“跳跃”,过渡区很短。这是由于紊动射流从初始段向完全发展区(主体段)转化,经过很短的过渡段。从这里可以看出,分维的沿程变化,可以反映出紊动射流的分区特性。

图(4-10)中使用了喷嘴直径 d_0 为 3mm、雷诺数为 6200 的一个数据。应该指出,在流动未达到完全发展湍流以前,雷诺数对分维也有明显的影响,平面尾数和混合的测量数据表明^[56],随着雷诺数的增加,分维也增大。

三、射流分维 D 随 C/C_0 的变化

射流喷嘴浓度为 C_0 ,在空间任一点的浓度为 C 。当射流从喷嘴射出后,随着射流的发展,由于紊动卷吸作用,射流破碎加剧,射流浓度也总体上趋于衰减。图(4-11)为射流分维随浓度 C/C_0 的变化。越靠近喷口, C/C_0 越大,分维越小,接近 1。随着射流的发展,浓度 C/C_0 减小,分维增大,最大达到 1.5 以上。

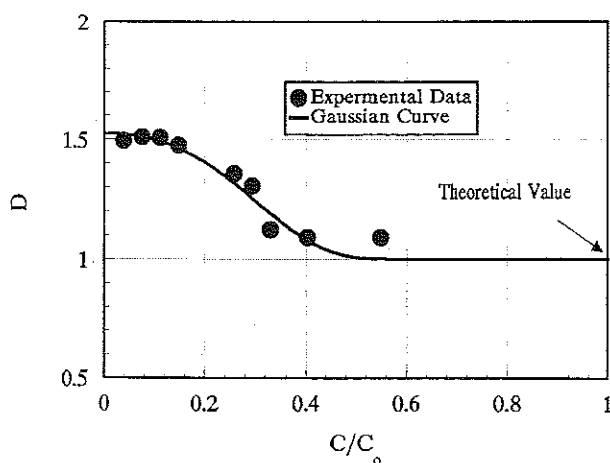


图 4-11 紊动射流分维 D 随浓度 C/C_0 的变化

图(4-11)中,分维 D 随 C/C_0 的变化呈高斯型分布。可近似用下式表示:

$$D = 1 + K_1 \exp \left[-K_2 \left(\frac{C}{C_0 - C} \right)^2 \right] \quad (4-14)$$

式中: K_1 、 K_2 为回归常数, $K_1 = 0.5260$, $K_2 = 4.1594$ 。

式(4-14)中, 当 $C/C_0 \rightarrow 1$ 时, 分维 $D \rightarrow 1$; 当 $C/C_0 \rightarrow 0$ 时, 分维 D 趋近于完全发展湍流的分维值, 约 1.53。

四、完全发展湍流的分维

本文测量的分维只是二维平面(准确地说, 是二维截面)射流图象的结果。而过去的知识表明, 真实的湍流属于三维问题。那么, 自然会产生这样的疑问: 三维空间中射流界面的分维是多少? 它与二维截面的分维有没有关系? 这就需要用到所谓的余维相加性定律(Law of Additive Codimensions) (Marstrand, 1954; Mandelbrot, 1982):

如果 S_1 和 S_2 是两个嵌入 d 维空间的独立集合, 并且如果有: 余维(S_1) + 余维(S_2) $< d$, 那么, S_1, S_2 截面的余维等于 S_1 的余维和 S_2 的余维的总和。

如果 F 被嵌入三维空间中, 并且被平面切割。上述定律表明: 截面集合的维数小于 F 的维数。。

三维湍流图象的分维测量通常是不可能的。我们常常只能测量二维截面湍流图象。根据余维相加性定律, 如果二维截面湍流边界的分维为 D , 则三维空间湍流界面的分维为 $D + 1$ 。这个做法的前提是: 二维截面在不同方向都具有相同的分维。

Sreenivasan 等人(1990)^[56] 研究几种典型湍流的边界线获得了 K 区的分维 $D = 1.36 \pm 0.05$, 因此, 他们推荐三维空间中完全发展湍流分维的初步近似值为 2.36 ± 0.05 。这个值与本文的测量结果相比显然偏小。本文中, 当沿程距离 $X/d_0 > 12$ 时, 分维 $D + 1$ 大于 2.36 ± 0.05 , 当 X/d_0 达到 67 时, 分维 $D + 1$ 高达 2.5883。

Mandelbrot(1975)^[38] 认为 Kolmogorov 各向同性湍流的理论分维值为 2.67。Hentschel 和 Procaccia(1982)^[48] 把湍流看成自回避折叠的涡管集合体从理论上估算出完全发展湍流的分维在 2.5 — 2.75 的范围内。本文的结果与这个范围相当吻合。如果利用本文的结果推荐完全发展湍流的分维值, 根据(4-14), 考虑到分维测量的不确定性影响, 笔者认为可采用 2.53 ± 0.04 。

本文的分维测量表明, 随着紊动沿程方向发展, 射流逐渐变成完全发展湍流, 分维值正好在 Hentschel 和 Procaccia 的理论估值范围。而 Sreenivasan 等人把 2.36 ± 0.05 作为完全发展湍流的分维显然偏小。

五、问题讨论

1. 片光厚度对分维的影响

正如在第一节“引言”中所指出的那样, 不论是云和雨区(Lovejoy, 1982), 还是“水墨画”(小舞知子, 1984) 和冰雹云(Rys 和 Waldvogel, 1986), 也不论它们的

图象是采用那种方式记录的,这些图象都不是二维的,而是投影图象(projection image),即多层“云”的叠加结果。利用 PLIF 技术获得的射流图象才是二维图象。事实上,由于存在片光厚度 δ ,它们实际上也是在截面厚度 δ 内的叠加结果。所以,我们总是希望把片光做得越薄越好。Sreenivasan(1990)等人的测量装置中片光厚度约为 0.25mm。Takeno(1990)等人的片光厚度约为 0.4mm。本文中片光厚度约为 1.5mm。

Prasad 和 Sreenivasan(1990)研究了截面厚度 δ 对分维 D 的影响。如图(4-12)所示是射流和尾流的结果。从图(4-12)可以看出,随着截面厚度 δ/η (η 为 Kolmogorov 尺度,目的是使 δ 无量纲化)的增加,分维 D 减小,随着 δ/η 的增大,图象趋近于投影图象,分维 D 为 1.22。分维 D 沿截面厚度 δ/η 呈高斯型分布,可表示为:

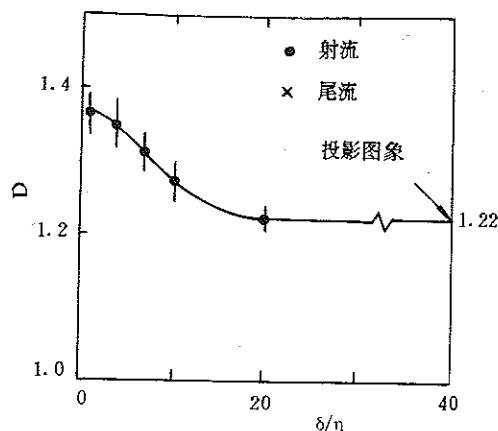


图 4-12 片光(截面)厚度对分维的影响

$$D = 1.22 + 0.147 \exp \left[-0.01075 \left(\frac{\delta}{\eta} \right)^2 \right]. \quad (4-15)$$

这个关系是最小二乘法的回归方程,并不是普适性的。现在还不能认为任何雷诺数的流动都符合这个关系,还需进一步研究。

根据图(4-12),可以作出这样一个结论:本文测量的射流分维比 Sreenivasan 等人的测量结果偏大,并不是片光厚度引起的,而是由测量方法带来的。

Lovejoy(1982)利用 $P \propto \sqrt{A}^D$ 关系获得的云的分维为 1.36 ± 0.05 。据此,我们应该希望图(4-12)中投影图象的分维是 1.36 左右而不是 1.22。这两个值相差 0.14,显然不可能由分维测量的误差或不确性带来。这进一步说明, Sreenivasan 等人的分维测量方法有问题,即“数盒子”法不适用于湍流分维研究,应该采用本文提出的修正“数盒子”法。

2. 雷诺数对分维的影响

雷诺数对湍流分维的影响,因流动形式的不同而不同,没有统一的规律。如图(4-13)是两种流动中雷诺数对分维的影响。图(a)是 Prasad 和 Sreenivasan(1990)利用近区附近固定探头测量二维尾流的结果。图(b)是 Ramshankar(1988)利用二维截面测量逆流混合层(countercurrent mixing layer)的结果^[56]。

从图(4-13)可以看出,雷诺数大于某一值后,分维与雷诺数无关。进一步说,完全发展湍流的分维与雷诺数无关。

3. 湍流瞬时图象的进一步研究

本文利用提出的修正“数盒子”法测量了圆形紊动射流的分维,这项工作还有很多地方值得深入研究和改进,如:

(1). 提高测量系统的空间分辨率。这主要包括两个方面:一是提高像素分辨率,以便能探测更小的尺度空间;二是改进片光系统,减小片光厚度,从而尽量减少“叠加效应”的影响;

(2). 提高瞬时图象的抓拍速度,尽量跟上湍流最小时间尺度;

(3). 除了研究穿过轴线的射流图象外,还可以测量离开轴线或垂直于轴线的二维截面的分维;

(4). 研究 Re 数的影响;

(5). 将本文提出的修正“数盒子”法应用于其他湍流形式,如边界层、尾流、混合层、火焰燃烧等等。

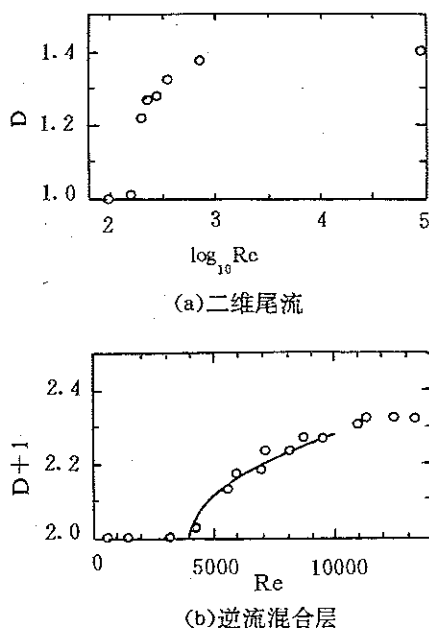


图 4-13 雷诺数对分维的影响

现在我们已经知道,利用分形理论可以揭示出湍流瞬时图象的内部规律性,分维反映了湍流内部的标度不变性。但是,要区分两个具有相同分维的不同湍流图象,仅用分维显然是不行的。要进一步研究湍流在不同层次的生长特征,需要开展湍流多重分形(multifractal)研究。另一方面,近年来,国外一些学者正积极利用子波变换研究湍流问题^[61],目前已成为湍流研究的热点之一。例如:结合 PLIF 技术获得的圆形紊动射流图象,Everson, Sirovich 和 Sreenivasan(1990)^[62] 进行子波分析,揭示了射流的局域结构。

第四节 小 结

本章为探讨瞬时浓度场的分布特征和规律,在概括地介绍了分形理论的基本概念和基本思想的基础上,综述了分形理论在湍流研究中已经取得的一些成果,指出了“数盒子”法存在的问题,并且提出了新的测量方法,并针对圆形紊动射流

的瞬时 PLIF 图象进行了湍流分维测量。总结起来,本章有以下特色和主要结论:

(1). 将分形理论在湍流研究中的应用归结为三个方面,简述了目前的研究状况和发展趋势。

(2). 指出了过去湍流分维测量中常用的“数盒子”法存在的问题,同时,提出了一种新的方法——修正“数盒子”法。通过用两种方法同时对标准分形曲线——Koch 曲线的分维测量对比表明:过去的“数盒子”法测量的分维值偏小。

(3). 编制和开发了一套分维测量软件,同时对测量软件进行了检验。

(4). 研究了分维测量的不确定性问题。

(5). 对圆形紊动射流进行了分维测量。研究发现:①紊动射流分维尺度的上、下临界点约为积分尺度和耗散长度尺度;②紊动射流的分维 D 沿程增加,在 $X/d_0 \approx 6$ 附近存在一个“跳跃”段。分维的沿程变化,反映出紊动射流的分区特性;③紊动射流的分维 D 随 C/C_0 的增加而减少,呈高斯型分布。

(6). 指出了被广泛引用的 Sreenivasan 等人的推荐的完全发展湍流分维值 (2.36 ± 0.05) 偏小,同时,推荐 2.53 ± 0.04 作为完全发展湍流的分维,这个值与 Hentschel 和 Procaccia 的理论估算结果一致。

(7). 讨论了片光厚度和雷诺数对分维的影响,并提出了今后湍流瞬时图象进一步研究的可能方向。

第五章 浅水域中垂向纯射流的流动特征

第一节 引言

我国的江河很多,海岸线很长。江河和近海区域的水深较浅。因此,浅水域中排江排海技术的研究具有较大的实际工程意义。另一方面,浅水使射流的性质发生若干变化,比深水情况复杂。

利用前三章已经研究的 PLIF 技术,本文拟开展横流中射流问题的研究,着重探讨污水排入浅水域中后在横流作用下的浓度分布。由于浅水问题复杂,本章先讨论“浅水”概念,然后,结合横流的作用,利用流动显示的办法研究流动的总体特征。

浅水射流问题可分成两类:一是浅水淹没射流;二是浅水表面射流。从射流水体与接受水体的密度差来看,浅水射流问题又可分为纯射流(pure jet 或 non-buoyant jet,有初始动量,无密度差)、浮射流(buoyant jet,有初始动量和密度差)、羽流(pure plume,无初始动量)。从射流喷口和射流扩展来看,一般可分成两种:二维平面射流和轴对称圆形射流。

本文仅针对浅水域中垂向射流情况,不考虑密度差的影响。

第二节 静止水域中“浅水”概念及隆起高度的计算

日常的浅水概念往往以水域的深度来判断,是一个直观的概念。在排江排海工程中,深浅水的概念应该以水深对射流流动状态的影响是否应该考虑来定义。不同的排放型式,水深对射流的影响是不同的,如水平排放型式和垂向排放型式等。

Jirka 和 Harleman(1979)^[63]研究了有限深静止水体中垂向平面浮射流的稳定和混合问题,得到了稳定性判据。Lee 和 Jirka(1981)^[64]考虑了轴对称问题。应该说明的是,这里说的稳定,是指浮射流到达表面附近形成表面层,向两边扩展后不再被射流区重新卷吸。由于没有重新卷吸的现象,这种稳定的排污系统的稀释效果较好。因此,如果按照表面层稳定性来区分深浅水的话,那么,稳定意味着深水,不稳定意味着浅水。也就是说,深水和浅水的区别除了取决于 H/d_0 (H 为水深, d_0 为喷口宽度或直径),还与 Fd (射流密度 Froude 数) 和排放角度有关。这是 Jirka(1982)^[66]的观点。

对于纯射流, $Fd \rightarrow \infty$, 根据稳定性判据,不论 H/d_0 为多大,流动都是不稳定的,都属浅水。因此,不能用稳定性条件作为深浅水的判据。

Jirka 等人(1991)^[67-68], 利用动力学的长度尺度(length scale) 对单孔和多孔淹没排放进行了较为全面的分类, 并完成了流动分类的专家系统。其中深浅水的概念是以 L_m/H (射流 / 横流长度尺度, H 为淹没水深) 来划分的。

对垂向纯射流的深浅水问题而言, 至少有二个流动特征: 一是射流导致了水面的隆起; 二是在横流情况下存在流动转变。

静止水域中的垂向射流离开喷嘴后扩展和卷吸环境水体, 然后撞击自由水面, 引起自由水面的“隆起”。这种撞击就象射在固壁上, 其不同之处在后者没有“隆起”, 而静压增加了^[65]。由于射流抵达水面附近发生转折, 在水面以下 $5 - 10d_0$ 内有强烈的紊动混合^[69]。射流影响水面, 而水面限制射流发展。下面, 我们通过隆起高度的计算来分析这种相互影响。

一、水面隆起高度的计算

1. 二维平面射流问题

作这样一个简化假设: 水面隆起高度可近似看成是射流进入无限深水体中到达 H 高度时的动能转化成的势能高度。根据 Reichardt 理论(1940), 可以得到射流在完全发展段的速度分布:

$$\frac{u}{u_0} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{d_0}{c_2 x}\right)^{1/2} e^{-\xi^2}, \quad (5-1)$$

式中: u_0 为喷口速度; d_0 为喷口宽度; $\xi = y/c_2 x$, $c_2 = 0.141$ (Andreopoulos 等^[85], 1986)。

如图(5-1)所示, 射流射入无限深水体中到达 H 时的速度分布为:

$$\frac{u_H}{u_0} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{d_0}{c_2 H}\right)^{1/2} e^{-\xi_H^2}, \quad (5-2)$$

式中: $\xi_H = y/c_2 H$ 。

式(5-2)中的速度转换成隆起势能高度 Δh 有:

$$\frac{1}{2} u_H^2 = g \Delta h. \quad (5-3)$$

式中(5-2)代入式(5-3)有:

$$\Delta h = \frac{1}{2g} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{d_0}{c_2 H}\right) u_0^2 e^{-2\xi_H^2}. \quad (5-4)$$

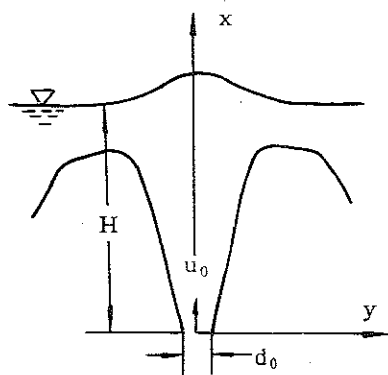


图 5-1 浅水射流隆起高度计算图示

引入喷口无量纲射流能量通量 $E_0 = d_0 u_0^3 / g^{1/5} H^{2.5}$, 则(5-4)式有:

$$\frac{\Delta h}{H} = \frac{1}{2c_2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{d_0}{H} \right)^{1/3} E_0^{2/3} e^{-2\xi_m^2} \quad (5-5)$$

若射流轴线上($y = 0$)的隆起高度为 Δh_m , 则

$$\frac{\Delta h}{\Delta h_m} = e^{-2\xi_m^2}, \quad (5-6)$$

$$\frac{\Delta h_m}{H} = \frac{1}{2c_2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{d_0}{H} \right)^{1/3} E_0^{2/3}. \quad (5-7)$$

这样,得到了计算隆起高度的公式(5-5)、(5-6)和(5-7)。从这些公式中可以看出,射流对水面隆起的影响仅与 H/d_0 和 E_0 有关。

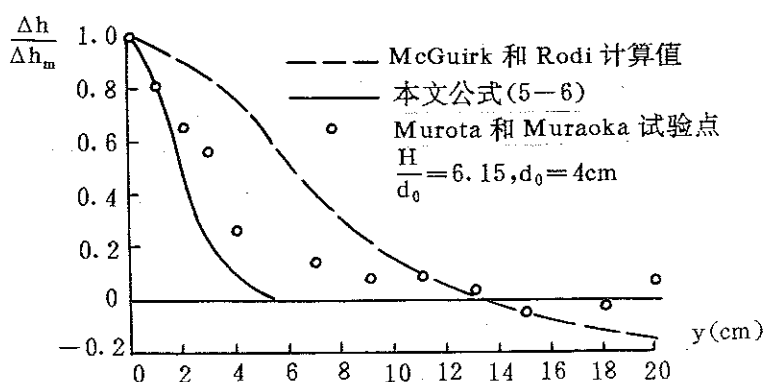


图 5-2 隆起水面的试验值与计算值的比较
(平面射流问题)

McGuirk 和 Rodi(1977)^[70] 用 $k-\epsilon$ 模型进行了浅水平面射流的计算,计算中采用钢盖假定,然后将水面压力的分布转换成相应的隆起高度。如图(5-2)所示,计算的隆起形状与试验值相比差别较大。产生的偏差是由 $k-\epsilon$ 模型带来的还是试验有问题,这一点是不清楚的。但 McGuirk 和 Rodi 认为这肯定不是由钢盖假定带来的。对最大隆起高度值的计算,如图(5-3)所示,McGuirk 和 Rodi 认为是比较好的。

许唯临等(1990)^[71] 提出“弹性盖”法来改进钢盖假定,用代数应力模型(ASM)计算了最大隆起高度,如图(5-3)所示。

本文公式(5-6)计算的隆起形状与试验值相比也符合得不好,如图(5-2)所示,其原因是本文推导中的简化假定所致。实际情况是,水面隆起后,外围部分水面要凹下。当然,凹下的深度一般远远小于最大隆起高度。

如图(5-3)所示,用本文公式(5-7)计算的最大隆起高度比钢盖假定以及弹性盖假定所得的数值计算结果要好一些。

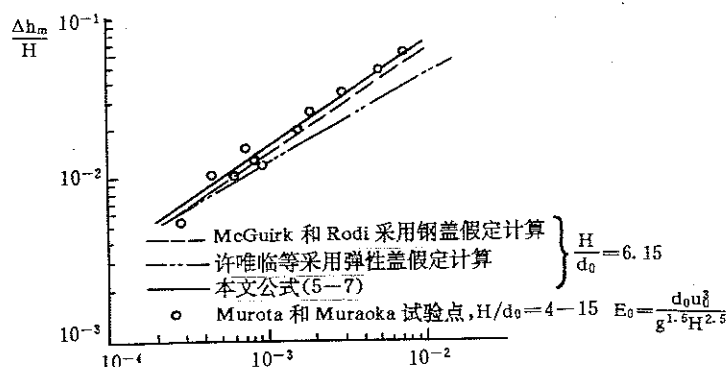


图 5-3 最大隆起高度 $\Delta h_m/H$ 的试验值与计算值比较
(平面射流问题)

2. 轴对称圆形射流问题

轴对称形射流在完全发展段的速度分布为:

$$\frac{u}{u_0} = \frac{1}{\sqrt{2} c_1} \left(\frac{d_0}{x} \right) e^{-\xi^2}, \quad (5-8)$$

式中: d_0 为喷口直径; $\xi = y/c_1 x$, y 为径向距离, $c_1 = 0.103$ (Chen 和 Rodi, 1980); 其余同前。

采用与前面相类似的方法, 可以得到:

$$\frac{\Delta h}{\Delta h_m} = e^{-2\xi_m^2}, \quad (5-9)$$

$$\frac{\Delta h_m}{H} = \frac{1}{4c_1^2} \left(\frac{d_0}{H} \right)^{4/3} E_0^{2/3}. \quad (5-10)$$

比较式(5-7)式和(5-10)式, 可以发现, 平面射流和轴对称圆形射流的不同之处在于射流扩展率(c_1 和 c_2) 和 H/d_0 的指数(平面: 1/3; 圆形: 4/3)。

对于垂向轴对称圆形射流问题, 我们进行了试验研究。试验中, 喷孔内径 $d_0 = 3\text{mm}$, 孔口出口距底面 6mm , 水深 H 的计算从喷口位置算起。孔口出口速度 u_0 采用一维激光多谱勒测速仪测量, 水深和隆起高度采用探针测得。由于受激光测速仪入射光角度的限制, 测量点不在喷口处, 而在喷口中心正上方 8mm 处, 在射流核心区的(约 $6d_0$, 即 1.8cm) 的范围内。试验中水深的变化范围为 $H/d_0 = 28 \sim 65$, 喷口速度 u_0 的变化范围从 $100 \sim 700\text{cm/s}$ 。

对于某一水深值, 如 $H/d_0 = 50$, 当喷口速度较小时, 水面看不到隆起。增加喷口速度, 隆起产生。随着喷口速度的增大, 隆起越来越大。当速度达到 550cm/s 时, 水面以下发现有气泡挟入, 同时, 水面晃动较大, 给隆起高度的测量带来困难。以

后,再增大喷口速度,挟入气泡越来越多,水面晃动越来越剧烈,无法进行测量。

图(5-4)、图(5-5)为隆起形状与最大隆起高度。从图(5-4)中可以看出,公式(5-9)的结果与试验值相差较大,与前面提到的平面射流问题类似,计算值比测量值偏小。图(5-5)中,用公式(5-10)预测水面最大隆起高度与试验值符合较好。

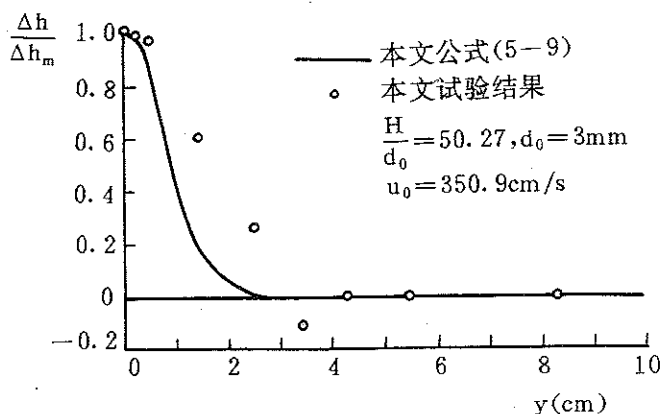


图 5-4 隆起水面的试验值与计算值的比较
(轴对称圆形射流问题)

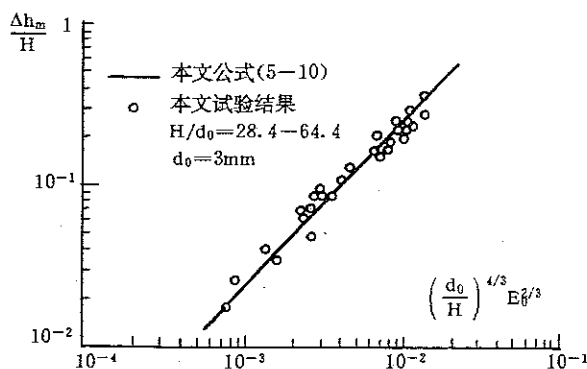


图 5-5 最大隆高度 $\Delta h_m/H$ 的试验值与计算值比较
(轴对称圆形射流问题)

二、静止水域中“浅水”概念

深浅水的划分,主要是指排污近区而言,目的是方便工程设计。比如在设计中对于深水问题,可以采取较为简单的设计方法,而对于浅水问题,要考虑的因素应该比较多。

由隆起高度的计算可以发现,对于静止水域中纯射流垂向排放问题,底部射流对水面的影响有两个指标: H/d_0 和 E_0 。因此,所谓“浅水”的概念应该由这两个

无量纲量和流态相联系决定。比如,对于单孔圆形射流来讲,当 $(d_0/H)^{4/3}E_0^{2/3} > 5 \times 10^{-4}$ 时,水面隆起高度 $\Delta h_m/H > 10^{-2}$,这时,射流对水面产生较为显著的影响,要考虑射流撞击水面后又被重新卷吸的问题。反之,可以按照无限空间自由射流设计,因为射流到达水面时,已经稀释扩散得差不多了。

第三节 有横流时流动转变条件的确定

静止环境中,底部射流冲击水面,在左右两侧形成回流。有横流存在时,射流发生偏转。当横流速度增加到某个值时,射流偏向下游形成回流,而上游回流消失,这就是本文所说的流动转变条件。

一、二维平面射流问题

如图(5-6)所示,当射流上升到 H_t 高度、垂向动量小于水平动量时,射流偏向下游形成回流,而上游回流消失,即转变条件为:

$$\frac{H_t \text{ 处射流的垂向动量}}{\text{横流动量}} \leq 1,$$

$$\text{即 } \frac{\rho Q_0 u_0}{\rho Q v} \leq 1. \quad (5-11)$$

式中: u_0 为喷口速度; v 为横流平均速度,除了靠近底部边壁附近以外,横流流速分布一般较为均匀,而且分布规律也研究得较清楚。因此,本文中采用水面横流速度值。 ρ 为水的密度; Q_0 为射流喷口单宽流量, $= u_0 d_0$; Q 为射流上升到 H_t 处时的卷吸后的流量。

如图(5-6)所示,假定射流抵达水面之前速度分布符合高斯分布,这样有:

$$H_t = H - b, \quad (5-12)$$

式中: b 为射流上升到 H_t 高度时的半宽; H 为水深。

由 $b = c_2 H_t$ 代入(5-12)式有:

$$H = (1 + c_2) H_t. \quad (5-13)$$

根据(5-1)式可得:

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} u dy = (2\pi)^{1/4} (c_2 H_t d_0)^{1/2} u_0. \quad (5-14)$$

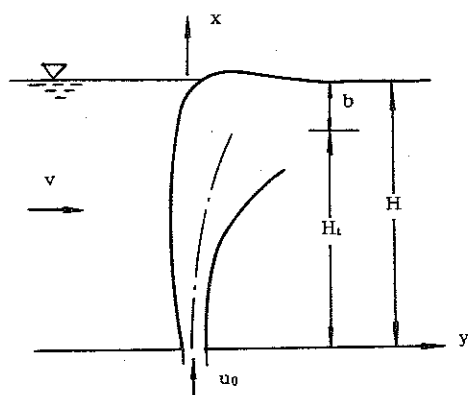


图 5-6 横流时流动转变图示

由(5-11)、(5-13)、(5-14)式有:

$$\frac{\rho Q_0 u_0}{\rho Q v} = \frac{\sqrt{1+c_2}}{(2\pi)^{\frac{1}{4}} \sqrt{c_2}} \sqrt{\frac{d_0}{H}} \frac{u_0}{v} \leq 1. \quad (5-15)$$

应该说明的是,式(5-15)中的 c_2 应为 $u/u_m = 0.02$ 时的扩展率,为区别起见,写成 c'_2 。

由(5-1)式可知, $u/u_m = 1/e$ 时, $y/c_2 x = 1$ 。当 $u/u_m = 0.02$ 时, $y/c'_2 x = 1.978$ 。这样有 $c'_2 = 1.978 c_2 = 0.279$ 。将此值代入(5-15)式有:

$$\sqrt{\frac{d_0}{H}} \frac{u_0}{v} \leq 0.74. \quad (5-16)$$

这就是本文推导的流动转变条件。陈道毅(1988)^[72] 曾经进行过推导,但其推导中将(5-12)式中的 b 写成 $2b$ 。陈用激光测量非恒定流动的结果将(5-16)式修正为:

$$\sqrt{\frac{d_0}{H}} \frac{u_0}{v} < 1. \quad (5-17)$$

二、轴对称圆形射流问题

同理,对轴对称圆形射流问题有:

$$\frac{\rho Q_0 u_0}{\rho Q v} = \frac{\sqrt{2}}{4c'_1} \frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v} \leq 1. \quad (5-18)$$

当边界在 $u/u_m = 1/e$ 时, $c_1 = 0.103$ 。同样,用 $u/u_m = 0.02$ 作射流边界, $c'_1 = 0.204$ 。将 c'_1 的值代入(5-18)式,有:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v} \leq 0.48. \quad (5-19)$$

这是本文推导的轴对称圆形射流的流动转变条件。

采用颜色水进行横流情况下的流动显示观察试验。 $d_0 = 3\text{mm}$, $H = 12.7\text{cm}$, $u_0 = 62\text{cm/s}$, $v = 3\text{cm/s}$ (用水面撒纸花的办法测得) 时,流动正好只存在一个回流区,这时 $d_0 u_0 / H v = 0.49$,因此,可将(5-19)式右端的 0.48 略微修正为 0.5 即可。

在第六章中利用 PLIF 技术测量横流中三种单孔纯射流工况的水平截面的浓度场时,我们对穿过喷嘴的垂直截面进行了定性观察。照片(5-1)为工况 I,射流未能到达水面就被横流带走, $d_0 u_0 / H v \approx 0.143 < 0.5$ 。照片(5-2)为工况 II,射流接近抵达水面, $d_0 u_0 / H v = 0.4$,接近流动转变条件式(5-9)。照片(5-3)为

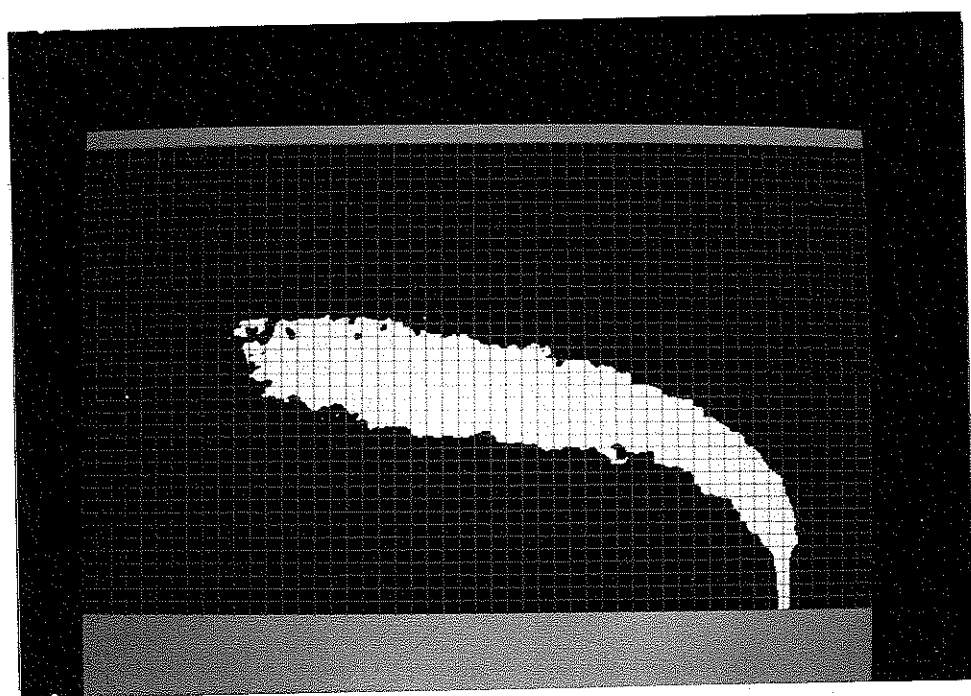
工况Ⅲ,这时,射流已经撞击水面,带来水面的剧烈波动,并在水面形成回流,形成双回流图象。照片中,由于片光光强较弱,加上射流到达水面附近时由于稀释作用荧光素钠浓度较低,荧光信号较弱。因此,双回流图象不太令人满意,但从照片中仍然可以发现形成双回流的趋势。该工况下, $d_0 u_0 / H v = 0.89$ 。

PLIF 技术对工况Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ的垂直截面的定性观察表明:式(5-19)可作为轴对称圆形射流的流动转变条件。

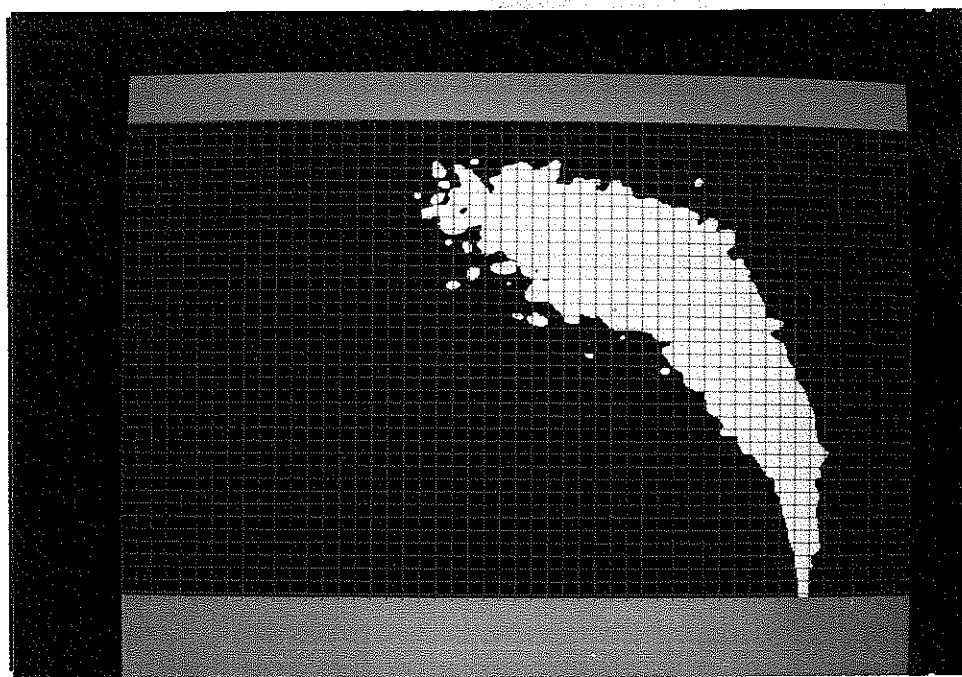
根据 Jirka 等人的观点^[67],利用 L_m/H 来划分深浅水,对于单孔垂向弱浮力流动有临界判据:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v} = 0.73 \pm 0.23. \quad (5-20)$$

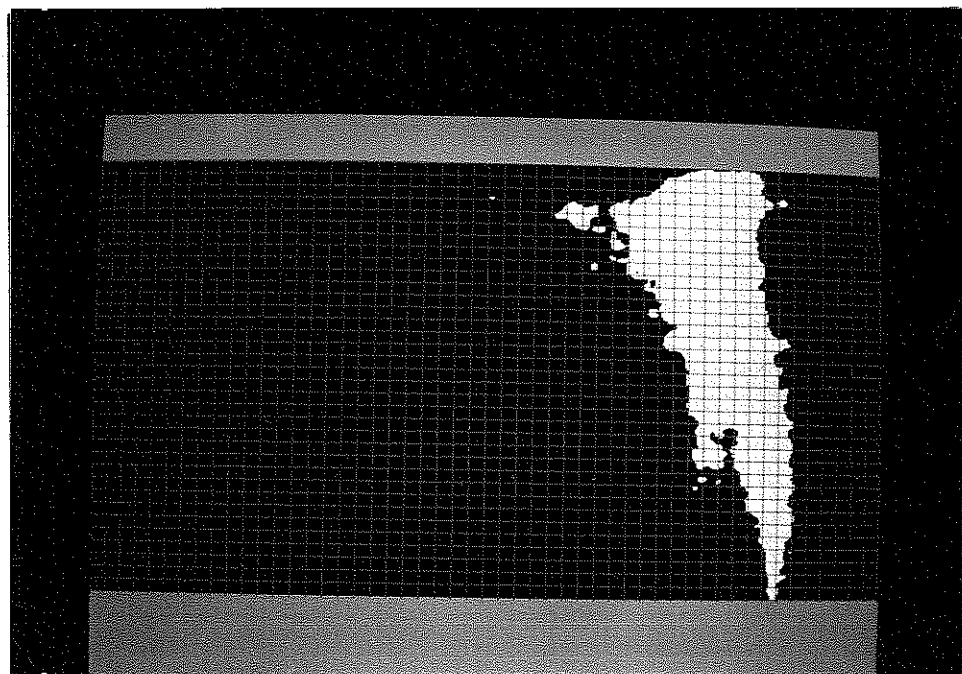
式(5-20)的结果与本文试验相比显然偏大,但下限值正好是 0.5,与本文一致。



照片 5-1 工况Ⅰ 穿过喷嘴轴线的垂直截面二值化图象



照片 5—2 工况 II 穿过喷嘴轴线的垂直截面二值化图象



照片 5—3 工况 III 穿过喷嘴轴线的垂直截面二值化图象

三、多孔扩散器排放问题

对于多孔垂向排放问题,由于各股射流之间相互影响,流动转变条件显然不能再用式(5-19)(关于多股平行圆形紊动射流之间的相互影响,参见文献[73-74])。

下面是我们进行的五孔扩散器排放试验的结果。

图(5-7)是五孔扩散器排放时采用颜色水进行流动显示观察的流动转变临界状态。表(5-1)为十一组试验结果。表中喷口速度 u_0 由一维 LDV 测得, v 由水面撒纸花法测得,水深 H 由探针测得。

图(5-8)为射流垂向动量大于水平动量时在上下游产生两个回流区的情形。表(5-2)为该情况下的八组试验结果。

从图(5-7)、图(5-8)、表(5-1)、表(5-2)可以发现,多孔垂向平行紊动射流的流动转变条件为:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v} \leq 0.6. \quad (5-21)$$

当 $d_0 u_0 / H v \leq 0.6$ 时,多孔扩散器排放的废水不会在上游被重新卷吸。扩散器每个排污孔之间有一定的距离,与平面窄缝射流不同,由于横流对射流的绕流作用,使下游的回流也不明显。

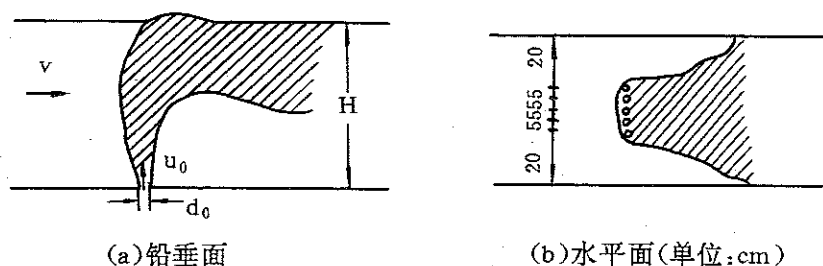


图 5-7 流动转变临界状态图示(阴影部分为可见的颜色水)

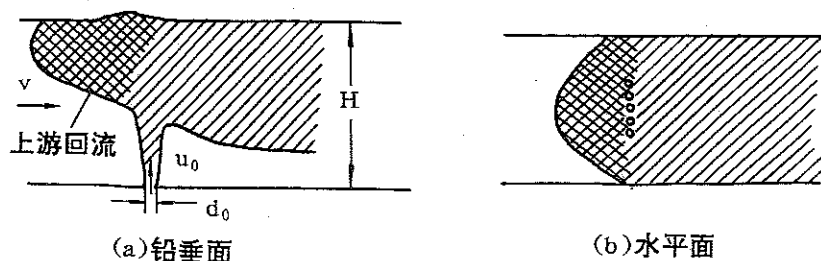


图 5-8 两个回流区存时的图示(阴影部分为可见的颜色水)

式(5-21)中没有顾及孔距的影响,如果把孔距 s 考虑进去,则式(5-21)可表示为:

$$\frac{d_0}{\sqrt{sH}} \frac{u_0}{v} \leq 1. \quad (5-22)$$

当然,式(5-22)还需进一步的试验检验,特别是改变孔距进行试验。

根据 Jirka 等人^[68]的观点,对于多孔垂向弱浮力射流有临界判据:

$$\frac{d_0}{\sqrt{sH}} \frac{u_0}{v} = \sqrt{\frac{40}{\pi} \frac{(n-1)}{n}} \quad (2-23)$$

式中: s 为孔距; n 为孔数;其余同前。

将本文中 $n=5$ 代入式(5-22)有:

$$\frac{d_0}{\sqrt{sH}} \frac{u_0}{v} = 3.19 \quad (5-24)$$

式(5-24)与本文的初步结果式(5-22)相比显然偏大。但究竟那一个更合理一些,还需进一步试验确定。

浅水域中多孔射流问题较为复杂,一般来讲属于三维问题。每孔射流之间的相互影响取决于孔距和水深的比值 s/H 。当 $s/H \gg 1$ 时,多孔射流可按单孔处理,忽略每股射流之间的影响。

表 5-1 流动转变临界状态的试验结果($d_0 = 3\text{mm}$)

No.	H (cm)	v (cm/s)	u_0 (cm/s)	$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v}$
1	13.89	4.1	113.5	0.598
2	13.89	4.1	110.6	0.583
3	13.89	4.1	103.5	0.545
4	13.89	4.1	101.5	0.535
5	13.78	4.6	96.67	0.458
6	13.78	4.6	108.8	0.515
7	13.69	4.2	98.35	0.513
8	13.69	4.2	109.5	0.571
9	13.54	4.2	105.6	0.557
10	13.7	3.84	84.8	0.48
11	13.7	3.61	86.96	0.53

表 5-2 两个回流存在时的试验结果($d_0 = 3\text{mm}$)

No.	H (cm)	v (cm/s)	u_0 (cm/s)	$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v}$
1	13.78	4.6	150.6	.712
2	13.54	4.2	153.7	0.811
3	13.54	4.2	147.3	0.777
4	13.54	4.2	148.1	0.781
5	13.54	4.2	125.9	0.664
6	13.54	4.2	126.1	0.665
7	13.7	3.61	113.7	0.69
8	13.9	3.61	173.8	1.04

四、有横流时的“浅水”概念

与静止环境中的射流相比,有横流时的射流流态复杂得多。横流的作用,有加强稀释的效果。这时的“深水”和“浅水”,可按照流动转变条件划分,这与 Jirka 等人(1991)用 L_m/H 来划分的思想基本一致,只是 Jirka 等人划分的判据值需要根据试验作适当调整。当射流动量与横流相比较大时,应按浅水考虑,这时射流撞击水面后在上、下游均形成回流,上游回流被重新卷吸。反之,当流动满足式(5-17)、(5-19)或(5-21)时,可按深水问题处理,这时射流未抵达水面就被横流带走,水深的影响可以不考虑。

应该特别指出,在实际排江排海工程设计中,出现浅水问题时,应该对排污水进行控制,尽量避免垂直向上直接排放。这时,排污口的造型设计和控制要十分慎重。

第四节 小 结

本章研究了静止环境和有横流情况下垂向纯射流在浅水域中的流动特征问题,从总体上对这些流动有了认识。在此基础上,第六章将利用 PLIF 技术测量横流作用下的射流浓度场,研究在深水和浅水情况下浓度场的特征问题。

本章结论如下:

(1). 本文的研究认为,静止环境中垂向纯射流中的“深水”和“浅水”应由 H/d_0 、 E_0 两参数与流态相联系来确定。有横流作用时,“深水”和“浅水”可由流动转变条件确定。

(2). 本文研究了静止环境中平面和圆形垂向纯射流的隆起高度,所得的最大隆起高度的计算公式(5-7)或(5-10)与试验值符合较好。与数值计算结果对比

表明,公式(5 — 7) 比采用钢盖假定和弹性盖假定所得的结果要好一些。

(3). 本文从理论上得到了有横流时平面、圆形、多孔圆形射流的流动转变条件,并用观察试验进行了验证或修正。

第六章 横流中垂向纯射流的浓度分布特征

第五章中通过流动显示和理论分析,对有限水深横流作用下射流的总体行为有了基本的认识,提出了划分深浅水的基本判据。同时也看到,由于浅水时射流撞击水面使问题变得复杂。

众所周知,即使深水域中横流作用下的圆形紊动射流问题也较复杂,属于三维问题,过去的研究主要集中在速度场和温度场的测量上^[74-84],常采用激光测速仪和点温仪分别进行速度和温度的点测量。部分科研单位正积极尝试利用数字图象处理技术进行二维速度场测量^[3-5],或利用红外热像系统进行二维温度场测量^[32]。

关于三维标量场(温度场或浓度场)的测量,目前国内外均未见报道。本文利用 PLIF 技术通过对不同断面上浓度场的量测,获得了单孔和五孔排放工况下射流的三维浓度场。

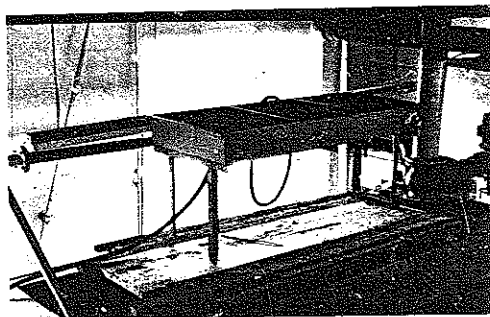
第一节 试验和测量装置

一、水槽和模拟污染物排放系统

试验在水槽中进行。该水槽长 26m,宽 60cm,深 80cm,边壁为透明玻璃,槽底坡度为 0,容量为 82.5m³ 的水库提供了循环水源。底部排放孔及观测段约在水槽中部,如照片(6—1)所示。



照片 6—1 观测段位置



照片 6—2 模拟污染源水箱

模拟污染物排放系统主要由两部分组成:一是污染源;二是排污器。照片

(6—2) 为模拟污染源水箱, 水箱长约 200cm, 宽 80cm, 高 20cm, 放置在比排污器高约 3m 的地方, 排放流量通过设置阀门来调节。由于水箱放置较高, 水箱面积较大, 因此, 试验过程中水箱水位的变化(最大为 20cm) 可以忽略不计, 认为是恒定的。

排污器放在水槽底部, 图(6—1) 为排污器图, 共有五个直径 $d_0 = 3\text{mm}$ 的圆孔, 为保证每孔射流的供水均匀, 排污器被设计成两端进水。排污器相邻两孔之间的间距为 5cm, 垂直于水槽方向排列, 如第五章中图(5—7) 或(5—8) 所示。为避免每个孔伸出的一小段短管对流动的影响, 在排污器上加盖一块长 1.5m、宽 60cm 的灰塑料板。

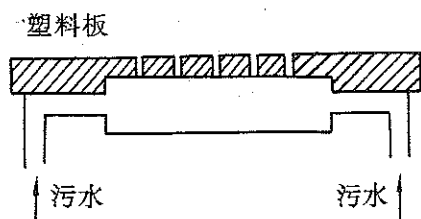


图 6—1 排污器简图

二、PLIF 系统的布置

1. 水平截面的测量

如图(6—2) 是 PLIF 技术测量水平截面浓度场的示意。 Ar^+ 激光器放在坐标架上, 可上、下移动。通过上、下移动激光器, 使片光水平扫描测量域。以排污器中孔为原点建立坐标系, 顺流方向为 Y 轴, 垂直向上的方向为 Z 轴。摄像机放置在水槽上部, 垂直向下进行拍摄。片光中心可能在排污孔位置, 也可能有偏离。每次试验前, 先用激光功率计测出其位置, 以便校正时计入其影响。片光厚度约为 1.5mm; 片光厚度在试验段的变化可忽略不计, 因为从激光器出来的激光光束发散角很小。

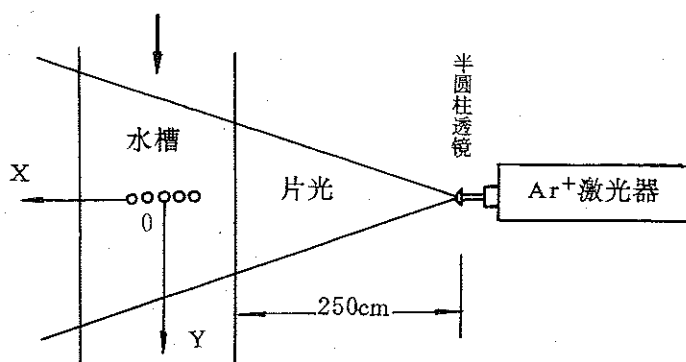


图 6—2 水平截面浓度测量

2. 垂直截面的测量

图(6—3) 是垂直截面的片光光路简图。由于激光光束经过三个反光镜, 发散

角放大了 6 倍,因此,光束被反光镜(3) 反射后,光束直径已经很大。如果对光束采用透镜进行聚焦、准直,仍可以得到很细的激光光束。但由于时间限制,聚焦、准直光学系统没有来得及做好。因此,我们设置了直径为 $\phi 4$ 的孔板,以便从反光镜(3) 反射出的光束中取出直径为 $\phi 4$ 的光束,然后用半圆柱透镜将光束变成片光。这样,获得的片光光强相对很弱。因此,本文对垂直截面图象只作定性观察,不作定量测量。

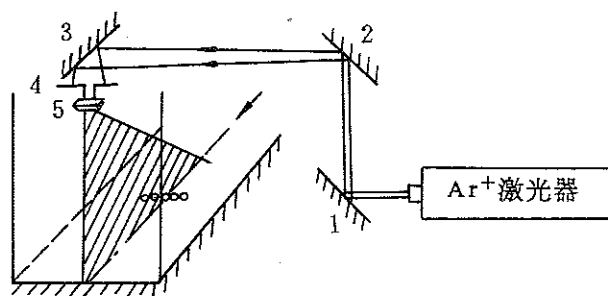


图 6-3 垂直截面的激光光路简图

1,2,3—— 反光镜 4—— $\phi 4$ 孔板
5—— 半圆柱透镜

三、速度的测量

本文的速度测量使用一维激光多普勒测速仪(LDV),主要是测量喷嘴流速。对工况 I、II、III,我们测量了横流速度沿垂向的分布,发现它们基本服从同样的分布规律。这样,在工况 IV、V 中,我们只需采用撒纸花的办法测量水面流速分布,这种办法简单而且可靠性好。

在喷嘴流速测量中,由于受入射光角度的限制,测量点不在喷口处,而在喷口上方约 8mm 处。由于喷嘴直径很小(3mm),再加之横流的作用,使得喷嘴流速测量较为困难。

第二节 污染源浓度的选择

本文使用的单色光(488nm) 功率为 2.05w,根据图(2-6),为了使测量中荧光素钠浓度在线性区范围内,污染源的最大浓度应为 6×10^{-3} ppm。与第三章中静止环境中的射流相比,由于横流的作用,加剧了射流的稀释和紊动扩散。在这种情况下,如果污染源浓度选择太小,那么,射流离开喷口后很快稀释扩散,使荧光素钠浓度的降低很快,荧光信号强度减弱也很快,从而影响测量的范围和精度。因此,我们在选择污染源浓度时,考虑到这个因素,将污染源浓度选为 2×10^{-2} ppm。当射流离开喷口后,在一小段距离范围内,浓度与荧光强度的关系不是

线性关系式(2-3),而是非线性关系式(2-4)。这就带来一个问题,如何对非线性区的浓度进行二维数字校正?本文采用局部线性化的方法:

从图(2-6)(b)可以清楚地看出,在 $[6 \times 10^{-3}, 2 \times 10^{-2} \text{ppm}]$ 区间里,试验数据仍然近似可用线性关系描述,即忽略式(2-4)中的二次项和三次项,式(2-4)变成:

$$F = 5366C + 141.49. \quad (6-1)$$

第三节 测量工况的基本参数及浓度测量结果

有横流作用下垂向纯射流的测量工况的选择,主要是依据第五章中流动特征的分析。为此,我们主要针对单孔和五孔分别在深水和浅水中的工况进行测量,共五种工况。工况 I、IV 属深水问题,这时射流未抵达水面就被横流带走;工况 II、V 属深浅水临界情况,这时射流在近区抵达水面,并引起水面的轻微波动。

对于射流碰撞水面并且在上、下游均形成较强烈回流的浅水问题工况 III,由于带来的水面波动剧烈,严重影响了测量。因此,本文未能给出浓度定量测量结果。

本文的浓度测量资料共有两种:一是时均浓度;二是瞬时浓度。对这两种浓度资料,我们又分别给出了时均浓度曲面分布、时均浓度等浓度线、瞬时浓度曲面分布和瞬时浓度等浓度线四种图形表达方式。曲面分布图形给出了截面的所有浓度信息,而等浓度线只是从其中抽取出来的部分信息,目的是为了便于分析资料和今后与数值计算成果相比较。四种工况(I, II, IV, V)的四种图形资料多达 132 幅。由于篇幅限制,本文只能有选择地列出这些资料。其中,工况 I 单孔深水情况和工况 V 多孔深浅水临界情况给出了所有四种图形表达方式的资料。而工况 II 单孔深浅水临界情况和工况 IV 多孔深水情况,本文只给出时均等浓度线的资料。

一、工况 I

1. 基本参数

工况 I 为单孔深水射流情况。水深 $H = 15.1 \text{cm}$, 喷嘴直径 $d_0 = 3 \text{mm}$, 喷嘴速度 $u_0 \approx 97 \text{cm/s}$, 喷嘴脉动速度 $u' \approx 20.4 \text{cm/s}$, 出口雷诺数 $Re \approx 2940$ 。

图(6-4)为横流速度沿水深 h 的分布,近似服从 $1/7$ 次方指数函数分布规律:

$$\frac{v}{v_s} = \left(\frac{h}{H}\right)^{1/7}, \quad (6-2)$$

式中: v_s 为水面横流速度。

从图(6-4)可知,工况 I 中水面横流速度 v_s 约为 13.5 cm/s, 流速比 $R(u_0/v_s)$ 约为 7.2。这样有:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v_s} = 0.143 < 0.5. \quad (6-3)$$

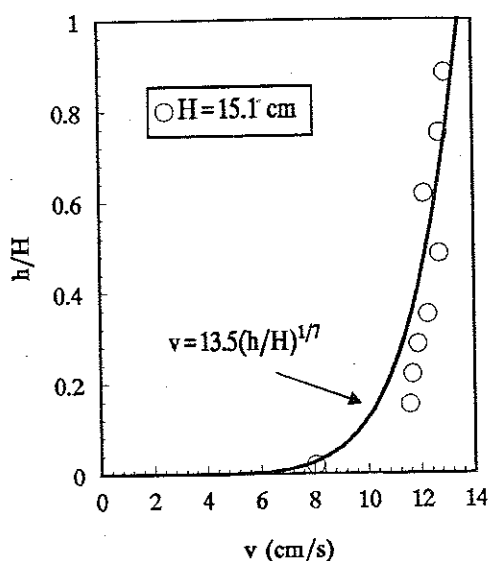


图 6-4 工况 I 横流流速分布

2. 浓度测量结果

如图(6-5)所示,浓度测量共进行六个截面,在截面 6-6 以上,荧光信号消失,射流没有抵达,不再进行测量。表(6-1)为浓度测量截面位置。由于篇幅有限,在这里只给出截面 2-2 的时均浓度(灰)度图象,如照片(6-3)所示。

图(6-11)和(6-12)分别是六个截面的时均浓度曲面分布和相应的等浓度线。

图(6-13)和(6-14)分别是六个截面某一时刻的瞬时浓度曲面分布和相应的等浓度线。从这些图中,可以看出浓度分布的复杂性。虽然现在湍流的直接数值模拟(direct numerical simulation)方法能提供每一瞬时三维流场的完整信息,但主要由于计算机容量和速度的限制,只有极少数研究中心才有能力做。

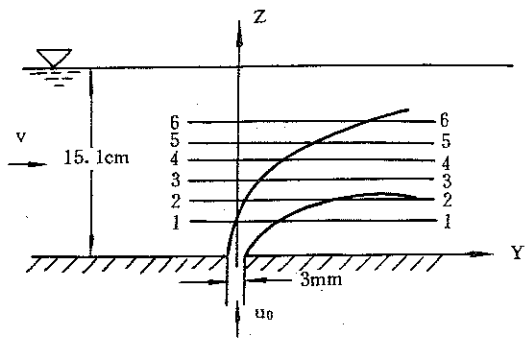


图 6 — 5 工况 I 浓度测量截面示意

表 6 — 1 浓度测量截面位置

截面	h(cm)
1 — 1	3
2 — 2	4.5
3 — 3	6
4 — 4	7.5
5 — 5	9
6 — 6	10.5



照片 6 — 3 工况 I 截面 2 — 2 的时均浓(灰)度图象

二、工况 II

1. 基本参数

工况 II 为单孔深浅水临界射流情况。水深 $H = 20.2\text{cm}$ ，喷嘴直径 $d_0 = 3\text{mm}$ ，喷嘴速度 $u_0 \approx 223\text{cm/s}$ ，出口雷诺数 Re 约为 6700。

图(6-6)是横流速度沿水深方向的分布,近似服从 $1/7$ 次方指数函数分布规律。

从图(6-6)中可知,工况Ⅱ中水面横流速度 v_s 约为 9cm/s ,流速比 R 约为 24.8 ,这样有:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v_s} \approx 0.4. \quad (6-4)$$

与式(5-19)相比,接近临界转变状态。从第五章照片(5-2)中可以看出,射流在近区接近抵达水面。

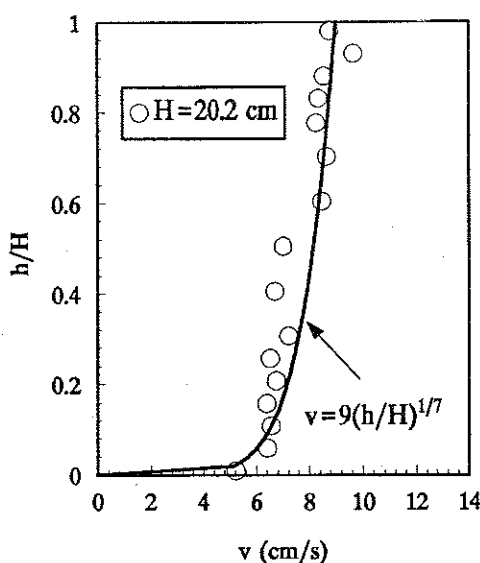


图 6-6 工况Ⅱ 横流流速分布

2. 浓度测量结果

如图(6-7)所示,浓度测量共进行十二个截面,表(6-2)是浓度测量截面位置。由于篇幅限制,在这里只给出截面 6-6 的时均浓(灰)度图象,如照片(6-4)所示。

图(6-15)是工况Ⅱ 十二截面的时均等浓度线图。

三、工况Ⅲ

1. 基本参数

工况Ⅲ为单孔射流浅水情况。水深 $H = 17.3\text{cm}$,喷嘴直径为 $d_0 = 3\text{mm}$,喷嘴速度 $u_0 \approx 536\text{cm/s}$,出口雷诺数 $Re \approx 16000$ 。

图(6-8)是横流速度沿水深的分布,近似服从 $1/7$ 次方指数分布规律。

表 6-2 浓度测量截面位置

截 面	h(cm)
1-1	3
2-2	4.5
3-3	6
4-4	7.5
5-5	9
6-6	10.5
7-7	12
8-8	13.5
9-9	15
10-10	16.5
11-11	18
12-12	19.5

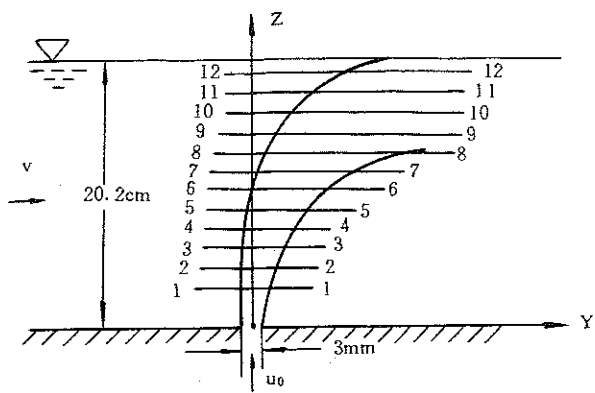
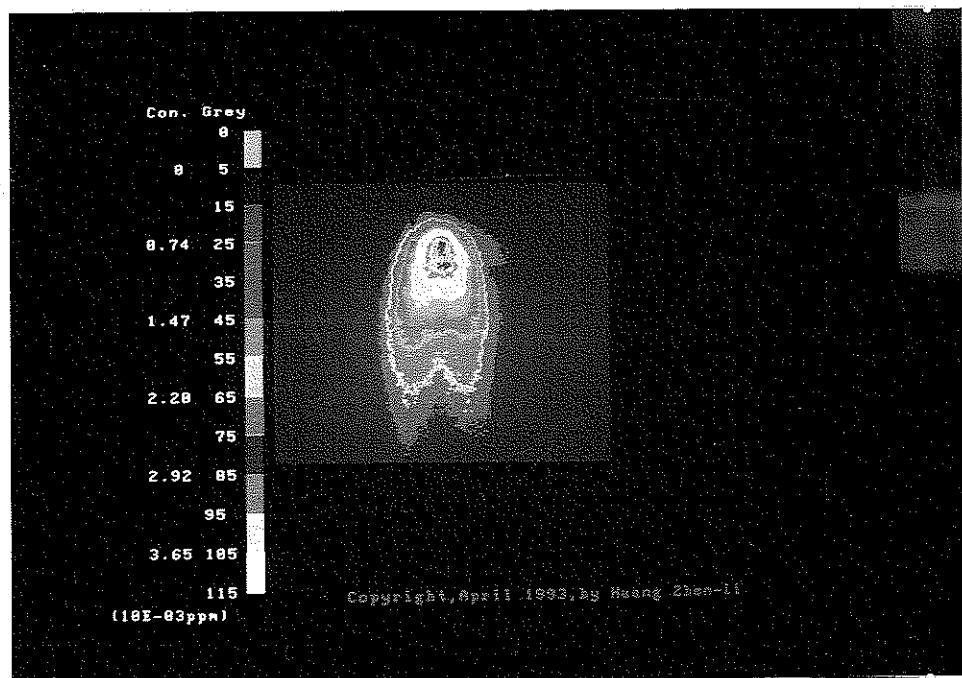


图 6-7 工况 II 浓度测量截面示意



照片 6-4 工况 II 截面 6-6 的时均浓(灰)度图象

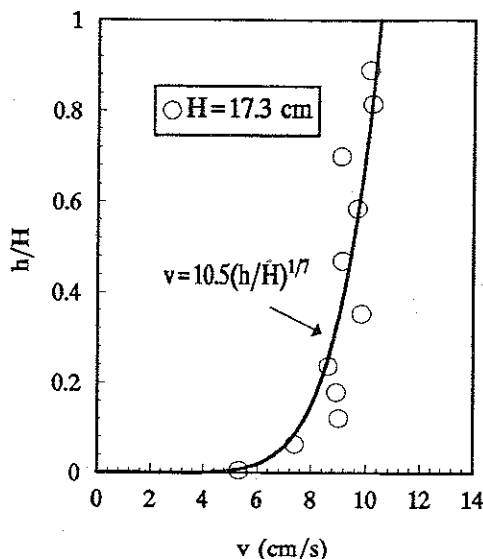


图 6-8 工况 III 横流速度分布

从图(6-8)中可知,工况 III 中水面横流速度 v_s 约为 10.5cm/s,因此,流速比 $R \approx 51$,而且

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v_s} \approx 0.89 > 0.5. \quad (6-5)$$

与式(5-19)相比,可知流动为双回流浅水情况。

2. 浓度测量结果

由于水面波动剧烈,影响了光线的透过,所以,该工况未能给出浓度定量测量结果,只能给出定性的二值化图象。在第五章中,照片(5-3)是穿过喷嘴轴线的垂直截面的二值化图象。

四、工况 IV

1. 基本参数

工况 IV 为五孔深水情况。水深 $H = 17\text{cm}$,由于进水条件的限制,五个喷嘴的出流速度 u_0 略有不同,平均约为 166cm/s,喷嘴出口雷诺数 Re 约为 5000。水面横流速度采用水面撒纸花法测得 $v_s \approx 11.83\text{cm/s}$,流速比 $R \approx 14$ 。这样有:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v_s} \approx 0.25 < 0.6. \quad (6-6)$$

2. 浓度测量结果

如图(6-9)所示,浓度测量共进行八个截面。表(6-3)为浓度测量截面位置。照片(6-5)为截面3-3的时均浓(灰)度图象。

由于篇幅限制,对于工况IV,本文只给出了七个截面的时均等浓度线资料,如图(6-16)所示。在截面8-8中,瞬时浓度信号仍然有,但时均浓度信号已经消失,说明间歇性明显。

表 6-3 浓度测量截面位置

截 面	h(cm)
1-1	1
2-2	2
3-3	4
4-4	6
5-5	8
6-6	10
7-7	11
8-8	12.5

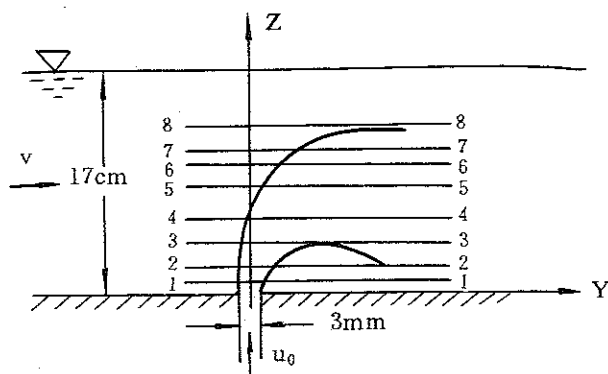
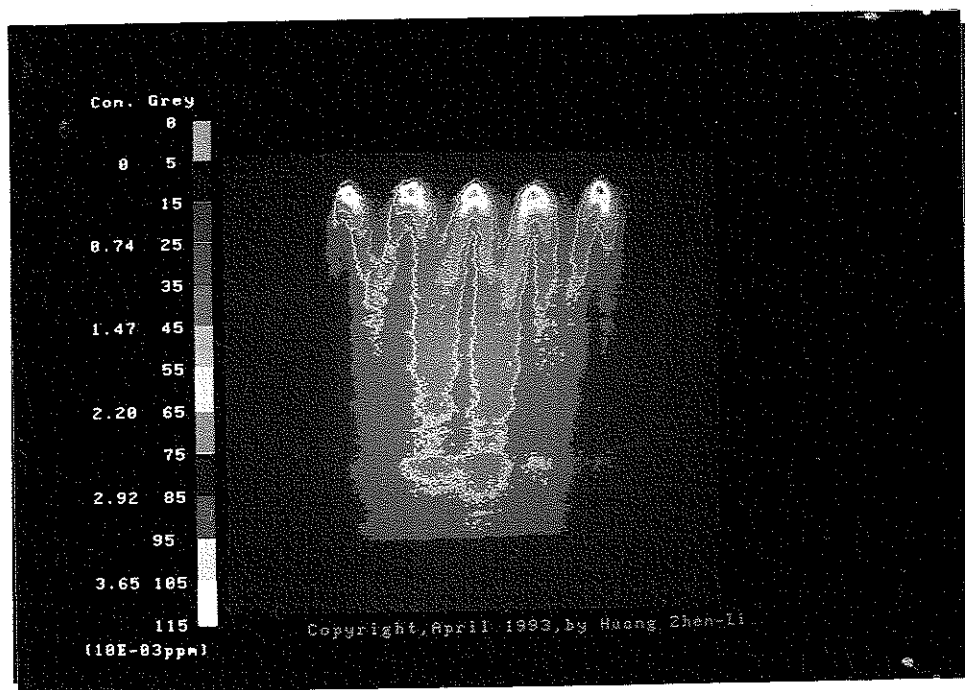


图 6-9 工况 IV 浓度测量截面示意



照片 6-5 工况 IV 截面 3-3 的时均浓(灰)度图象

五、工况 V

1. 基本参数

工况 V 为五孔深浅水临界射流情况。水深 $H = 15\text{cm}$, 喷嘴直径 $d_0 = 3\text{mm}$, 五个喷嘴的出流速度 u_0 略有不同, 平均为 480cm/s , 喷嘴出口雷诺数 $Re \approx 14500$, 水面横流速度采用撒纸花法测得 $v_s \approx 26\text{cm/s}$, 流速比 $R \approx 18.5$ 。这样有:

$$\frac{d_0}{H} \frac{u_0}{v_s} \approx 0.4 \quad (6-7)$$

与式(5-21)相比, 接近临界转变状态。

2. 浓度测量结果

如图(6-10)所示, 浓度测量进行了七个截面, 表(6-4)是浓度测量截面位置。照片(6-6)是截面 3-3 的时均浓(灰)度图象。

图(6-17)和(6-18)分别是七个截面的时均浓度曲面分布及相应的等浓度线。图(6-19)和(6-20)分别是七个截面的瞬时浓度曲面分布及相应的等浓度线。

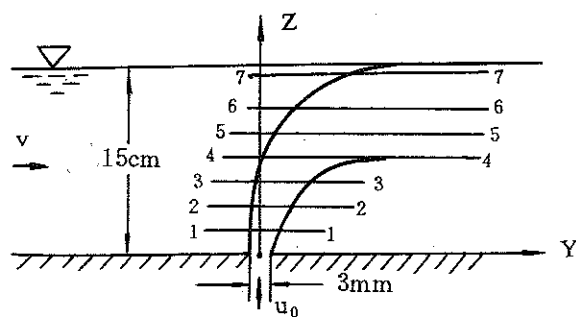
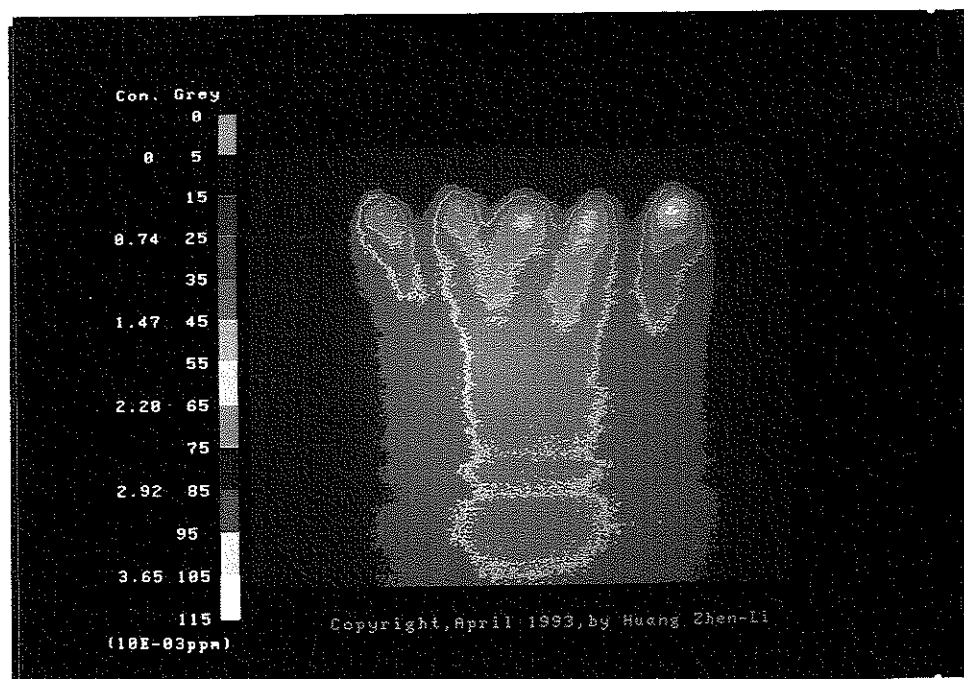


图 6-10 工况 V 浓度截面示意

表 6-4 浓度测量截面位置

截 面	h(cm)
1-1	2
2-2	4
3-3	6
4-4	8
5-5	10
6-6	12
7-7	14.5



照片 6-6 工况 V 截面 3-3 的时均浓(灰)度图象

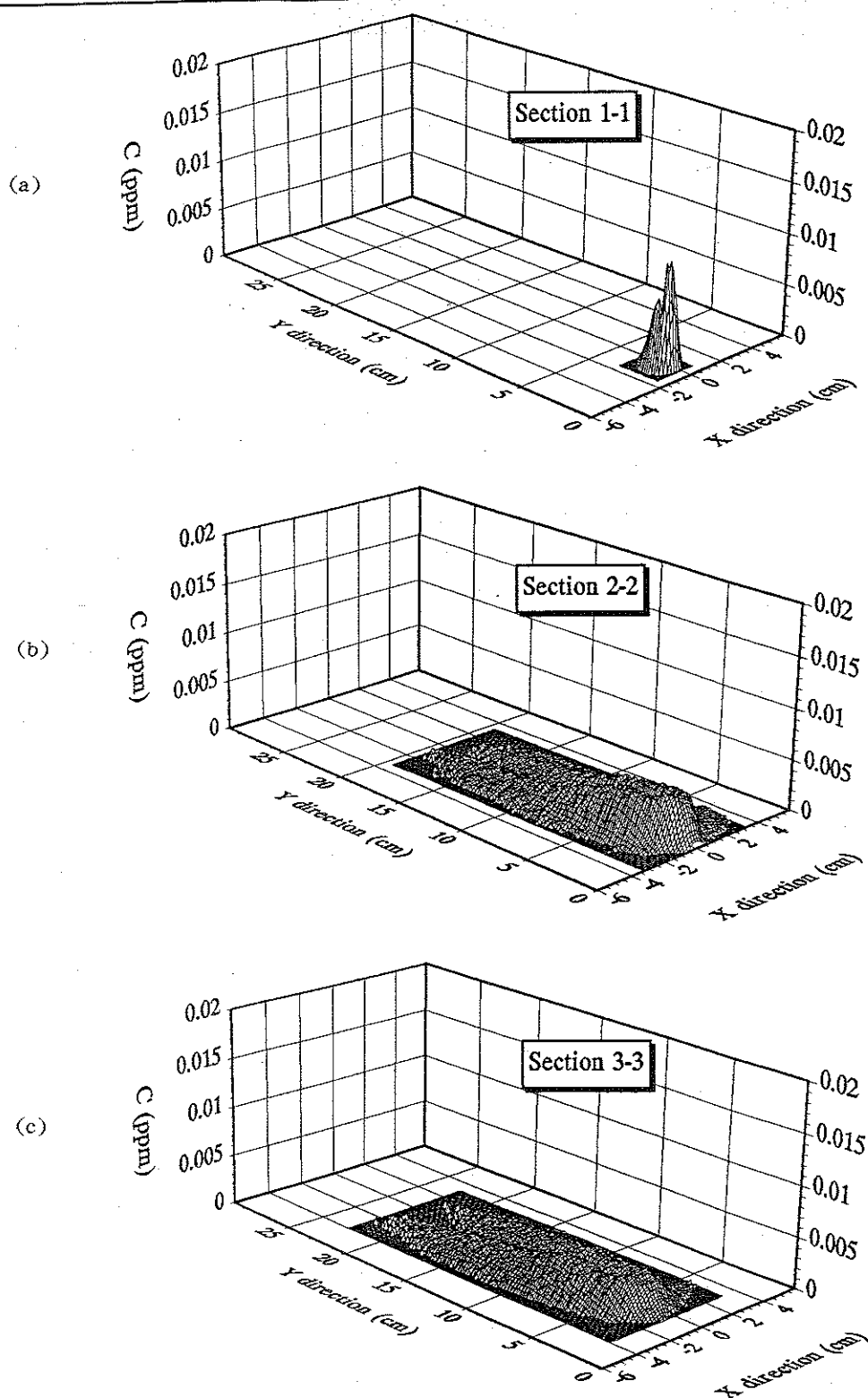


图 6-11 工况 I 六个截面的时均浓度曲面分布

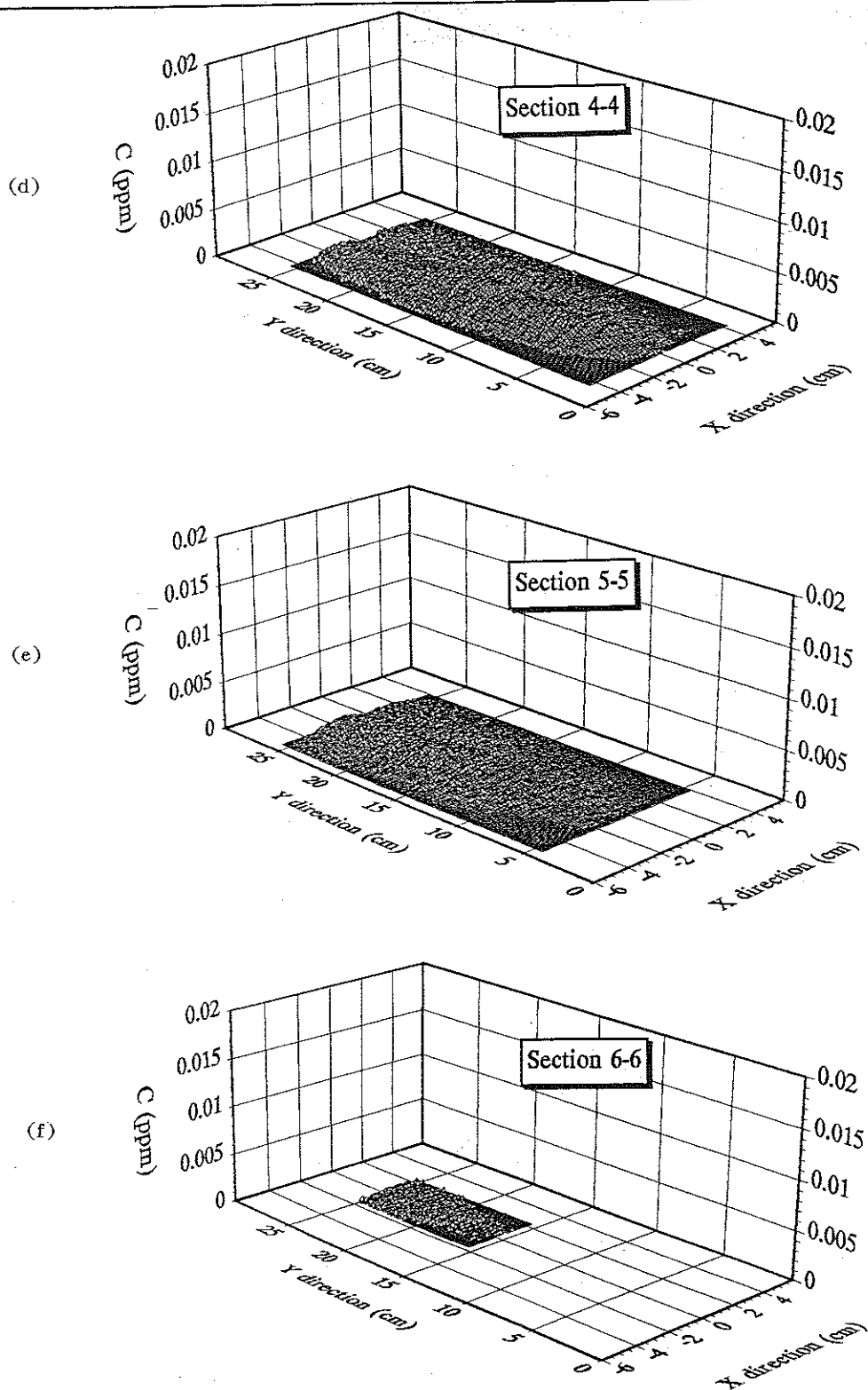


图 6-11 工况 I 六个截面的时均浓度曲面分布(续)

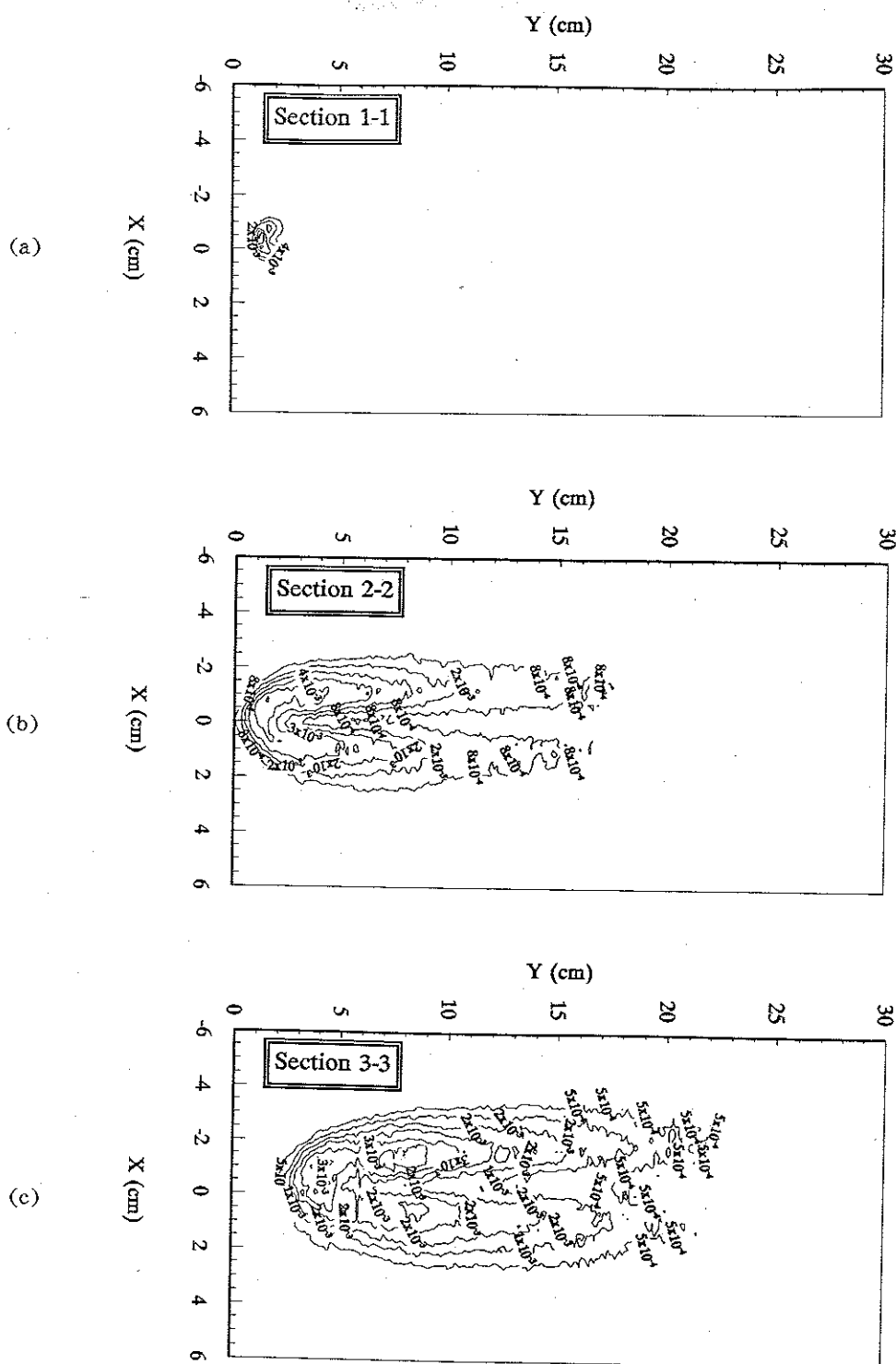


图 6-12 工况 I 六个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)

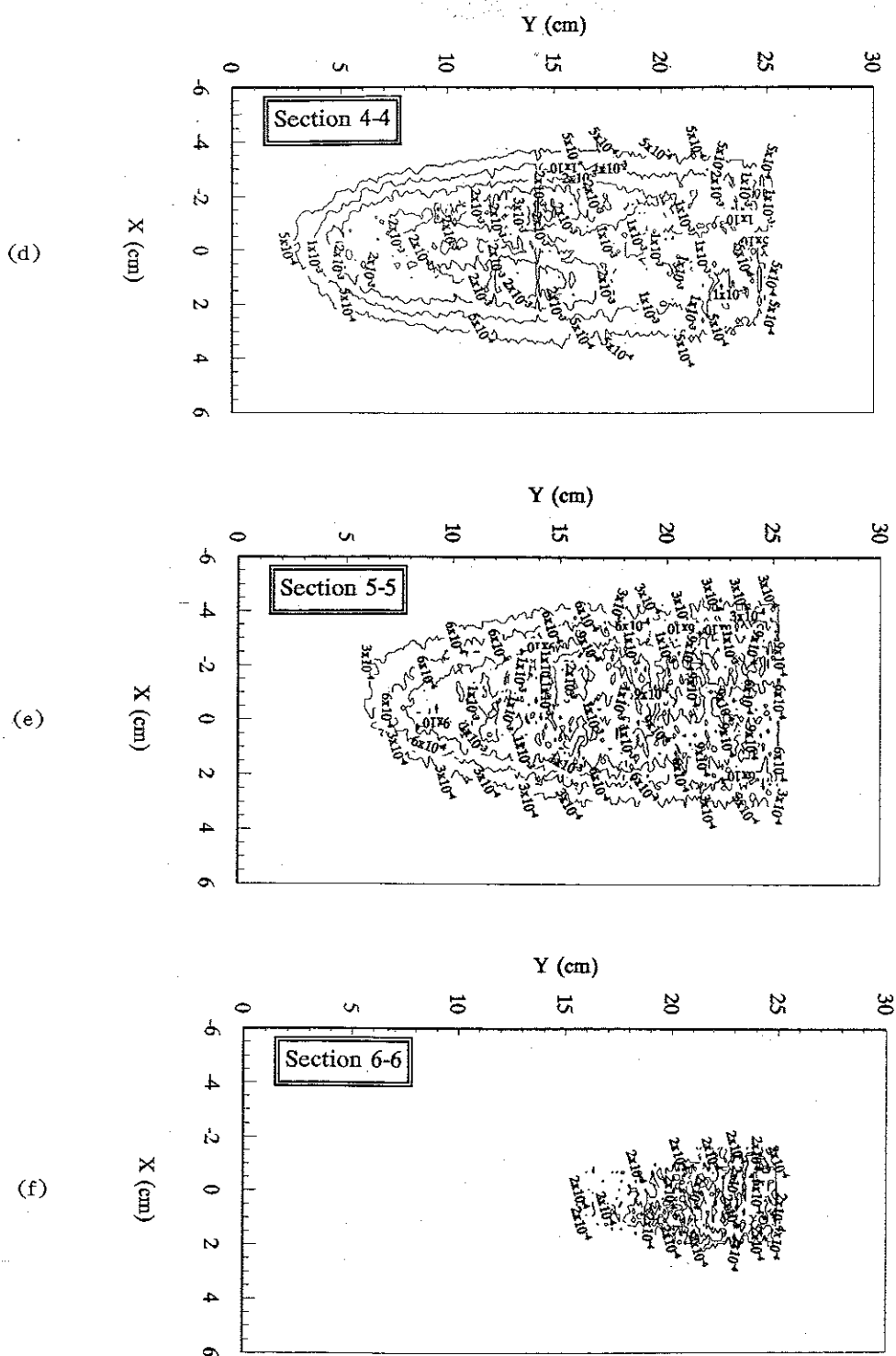


图 6-12 工况 I 六个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

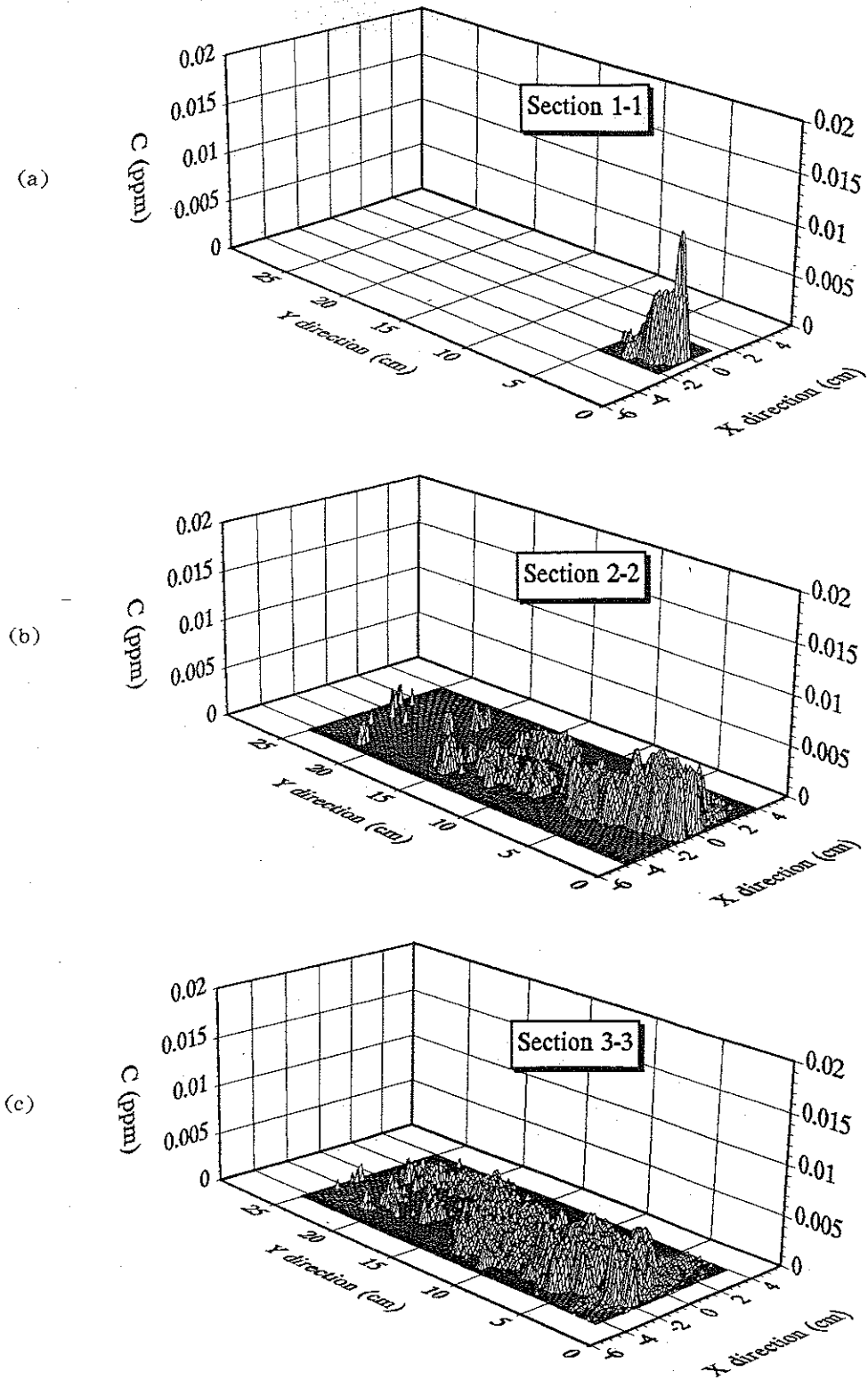


图 6-13 工况 I 六个截面的瞬时浓度曲面分布

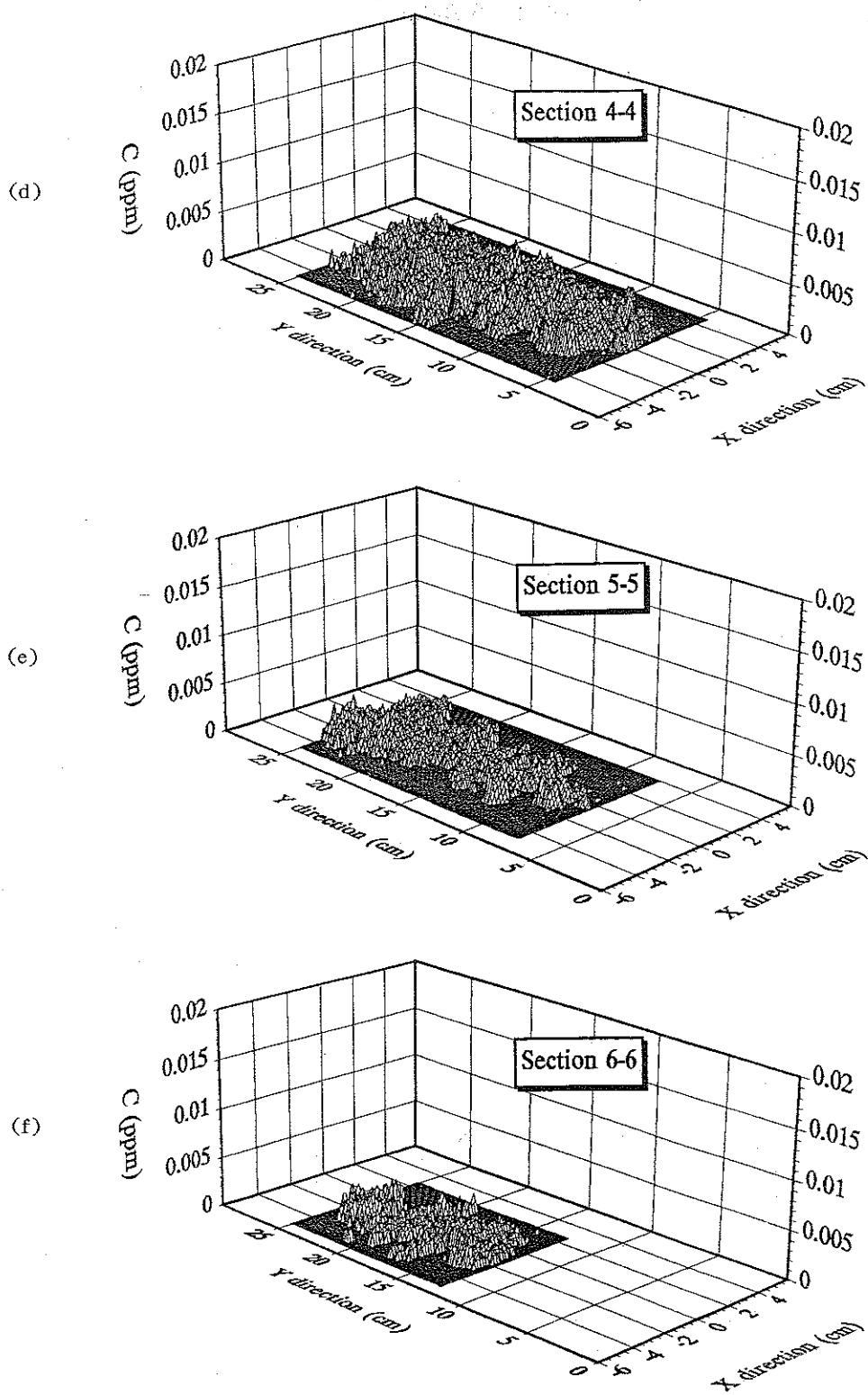


图 6-13 工况 I 六个截面的瞬时浓度曲面分布(续)

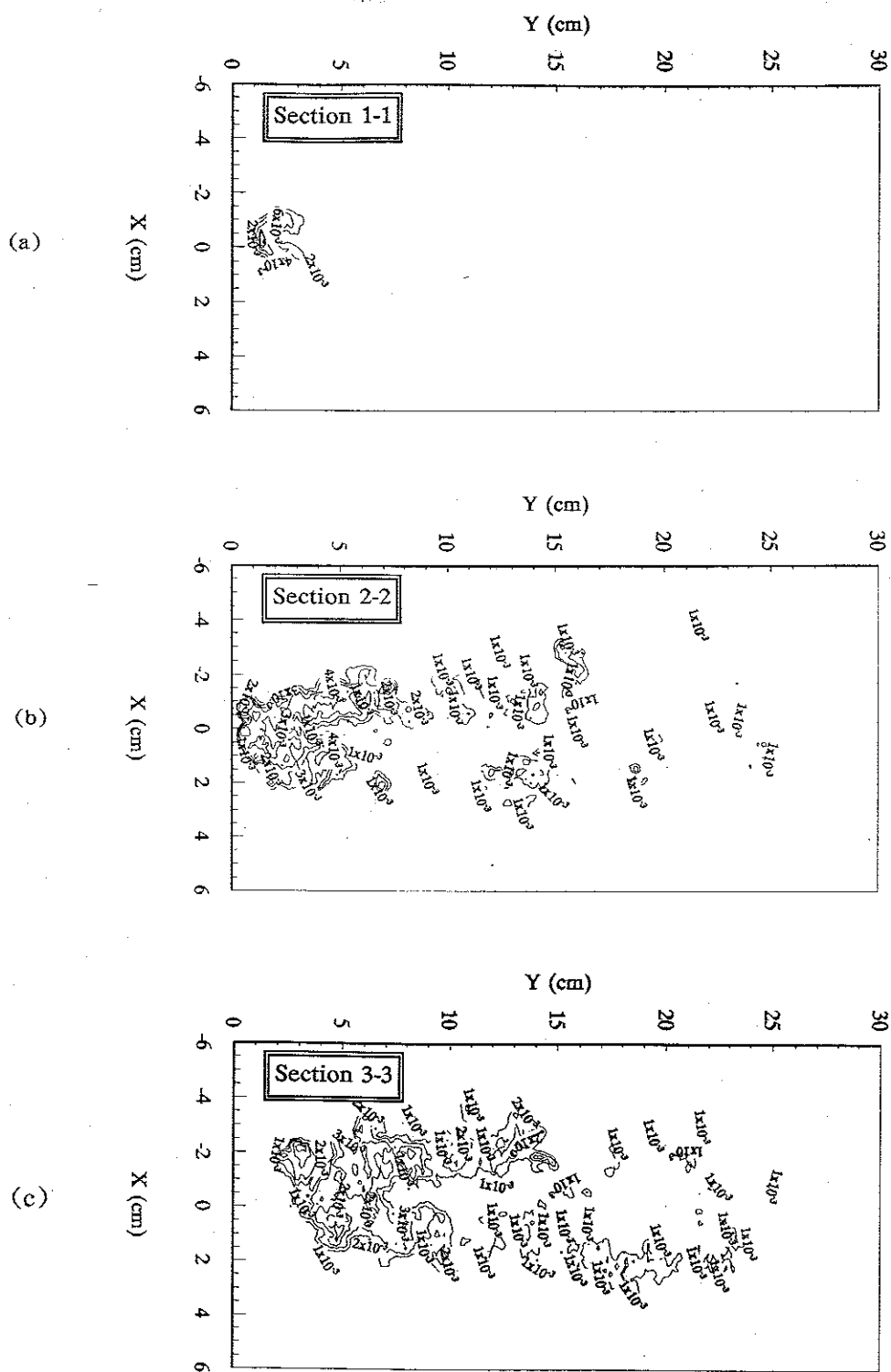


图 6-14 工况 I 六个截面的瞬时浓度等浓度线(以 ppm 为单位)

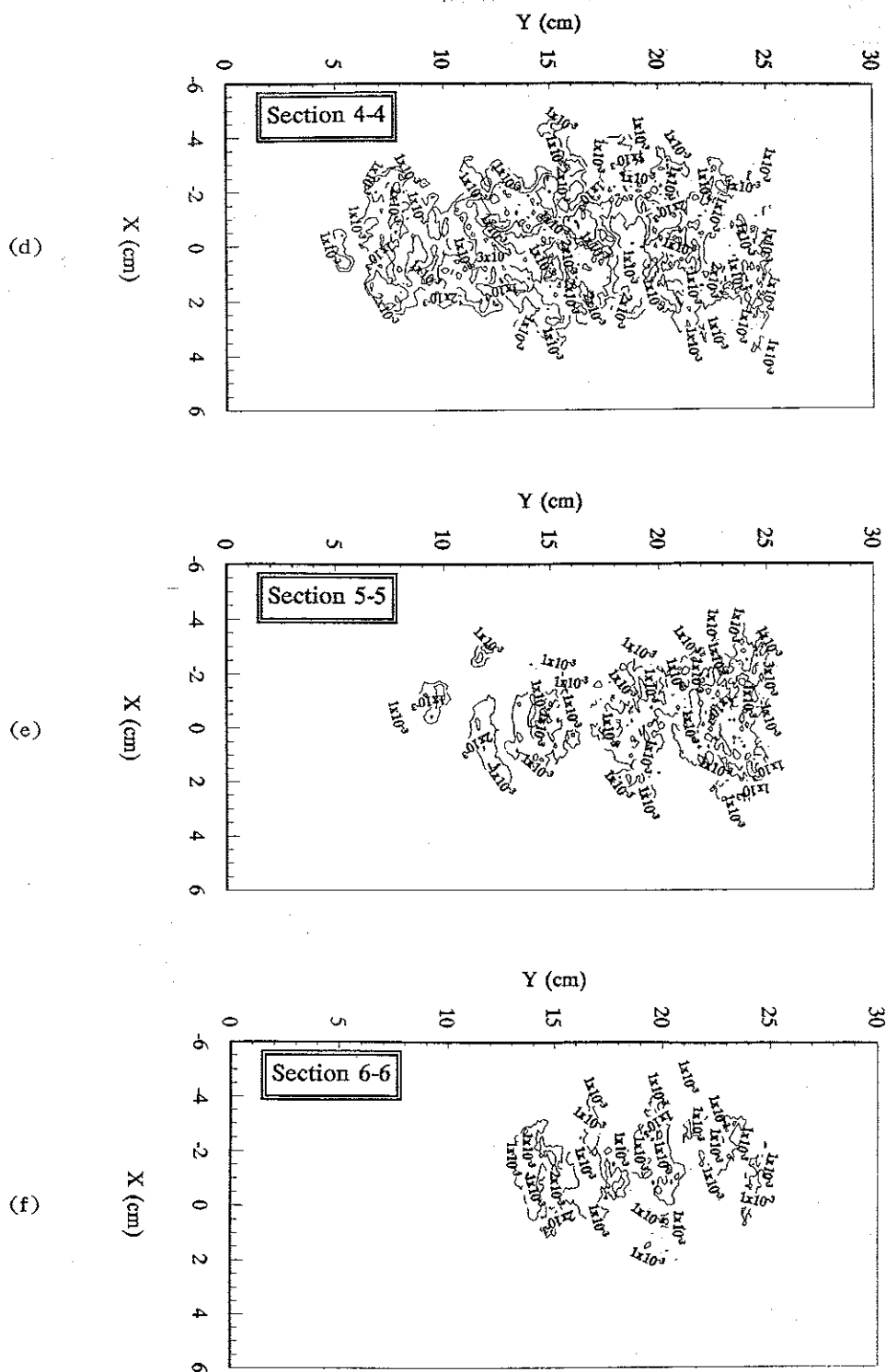


图 6-14 工况 I 六个截面的瞬时浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

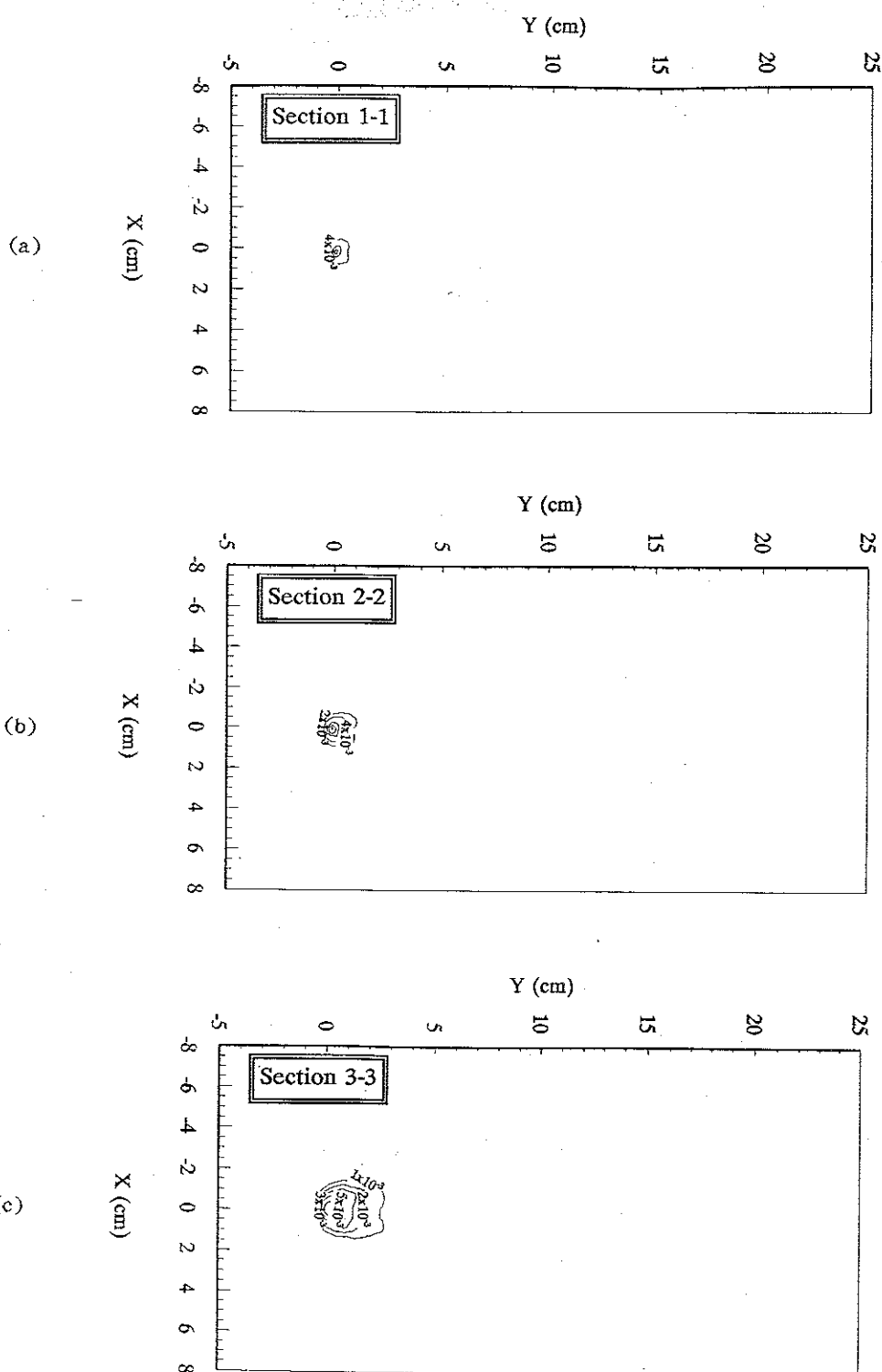


图 6-15 工况 II 十二个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)

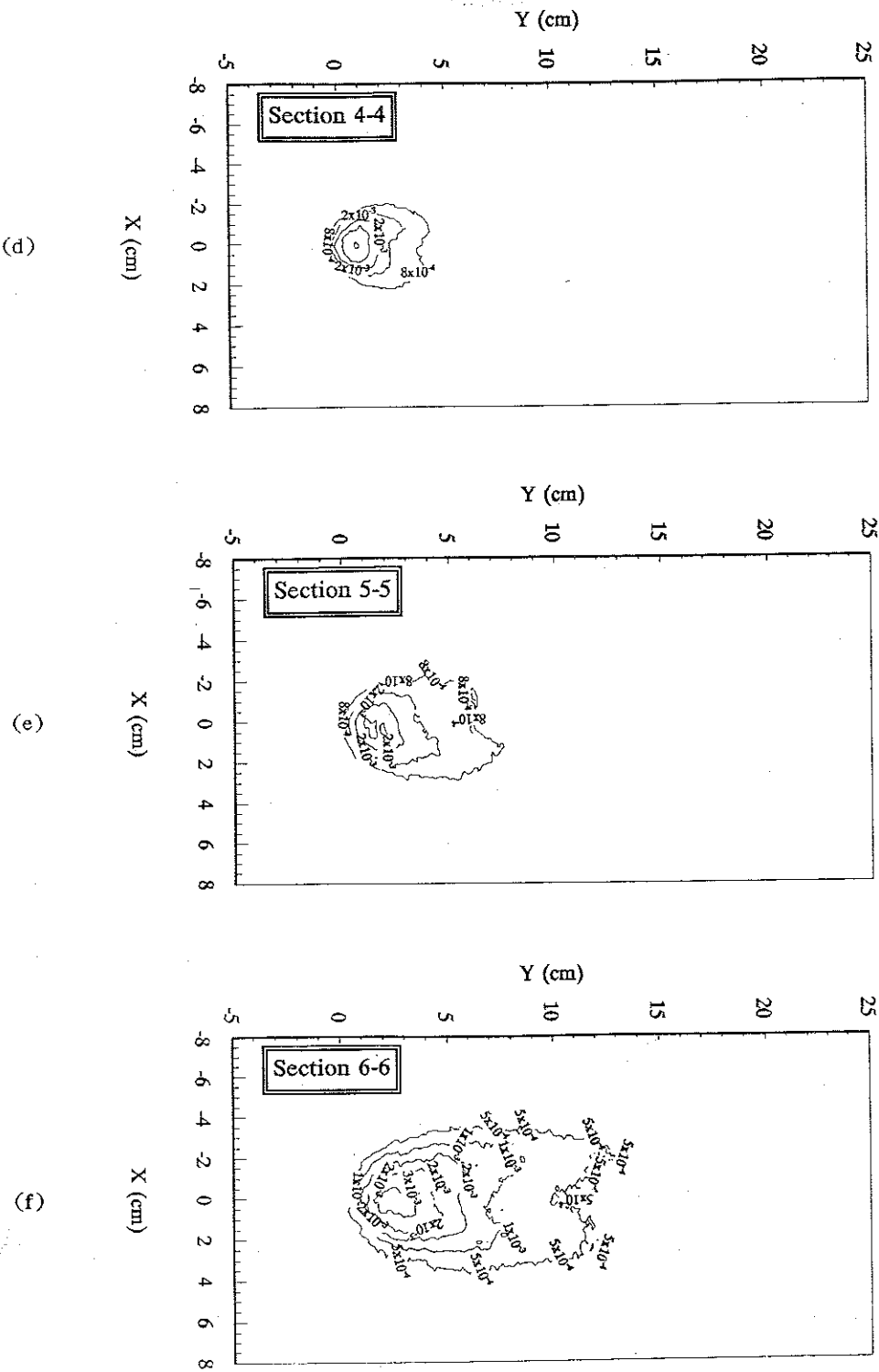


图 6-15 工况 II 十二个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

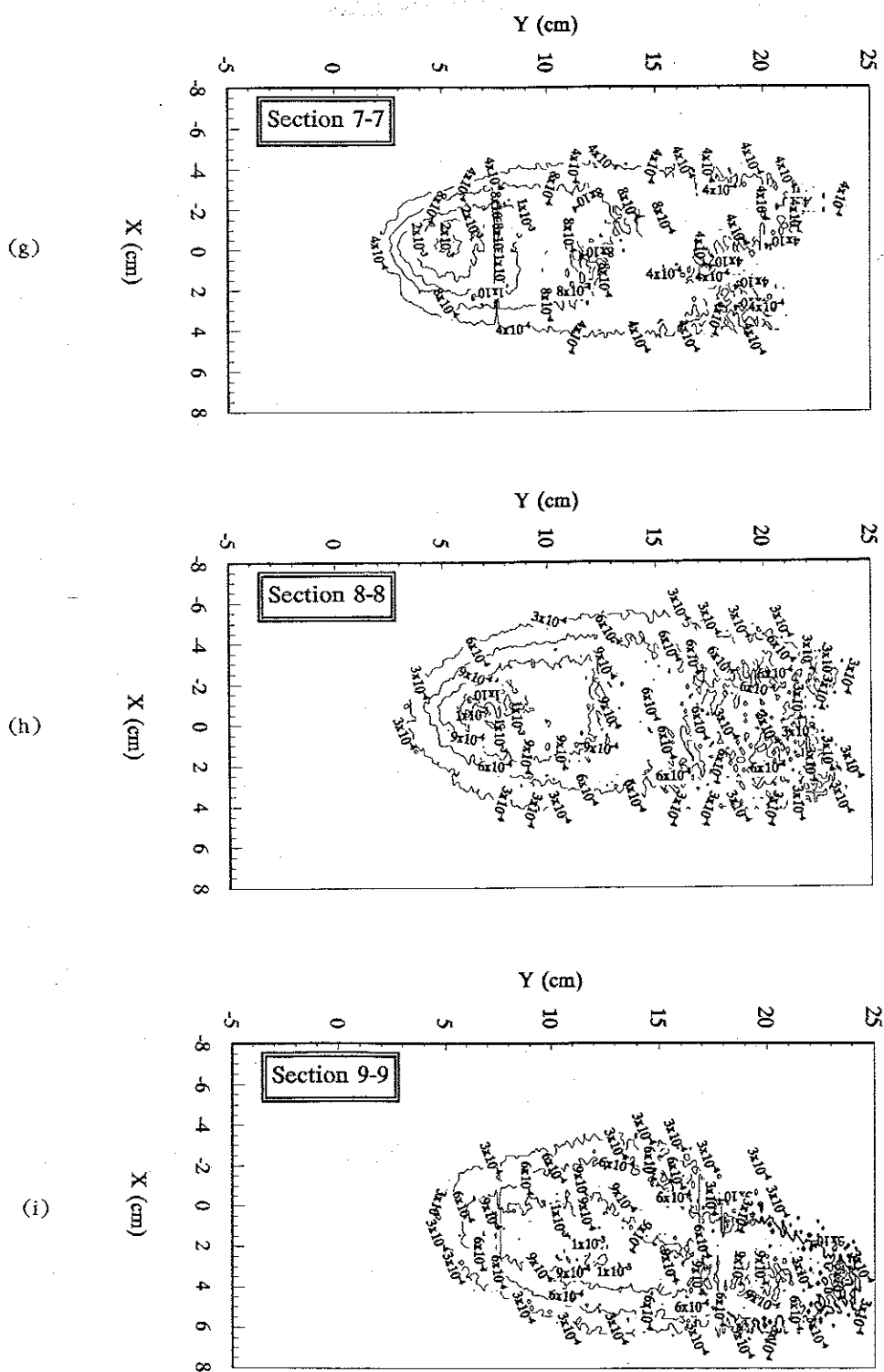
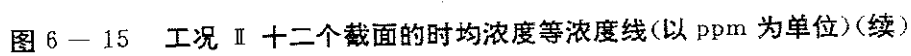


图 6-15 工况 II 十二个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)



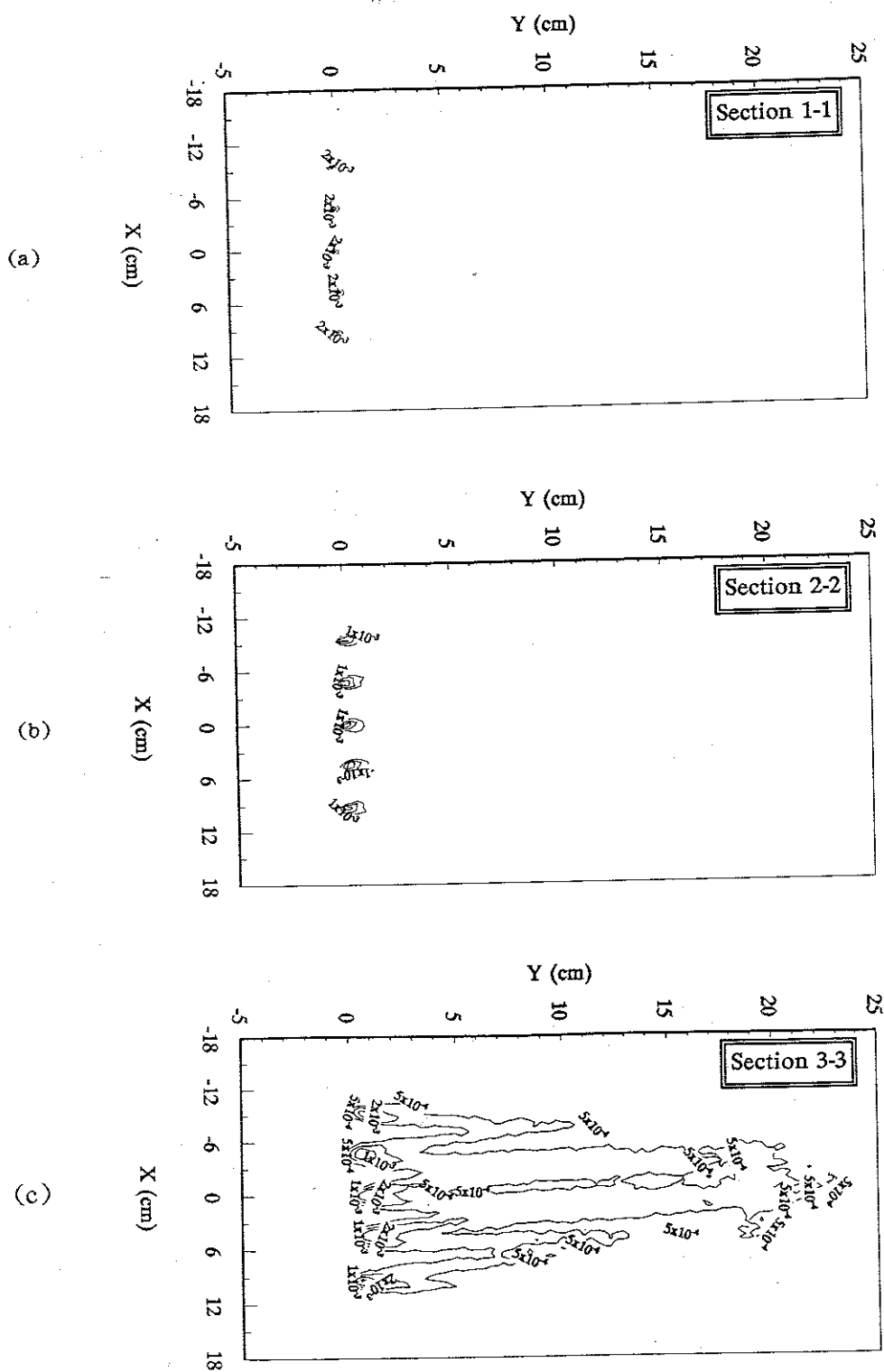


图 6-16 工况 IV 七个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)

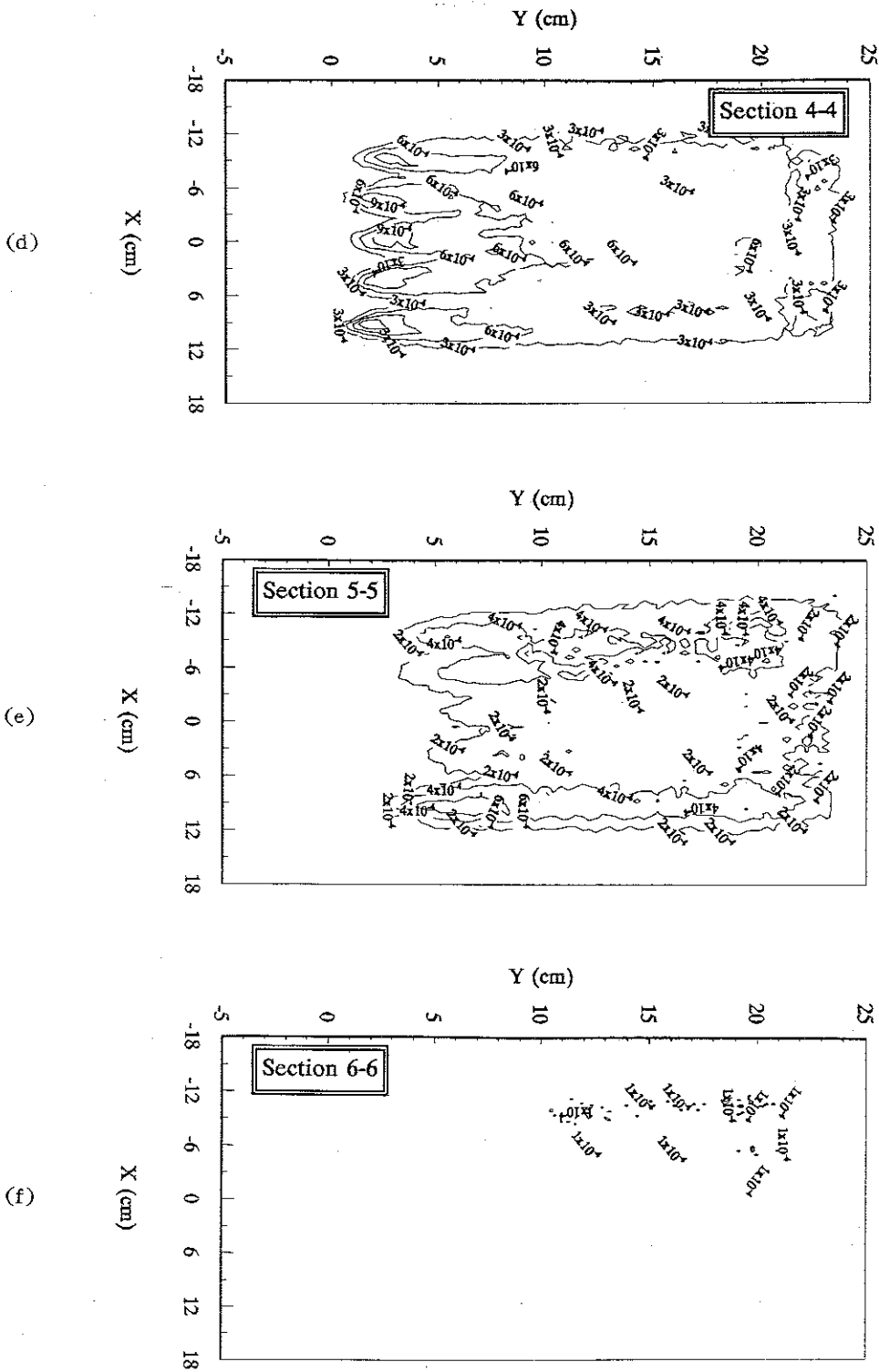


图 6-16 工况 IV 七个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

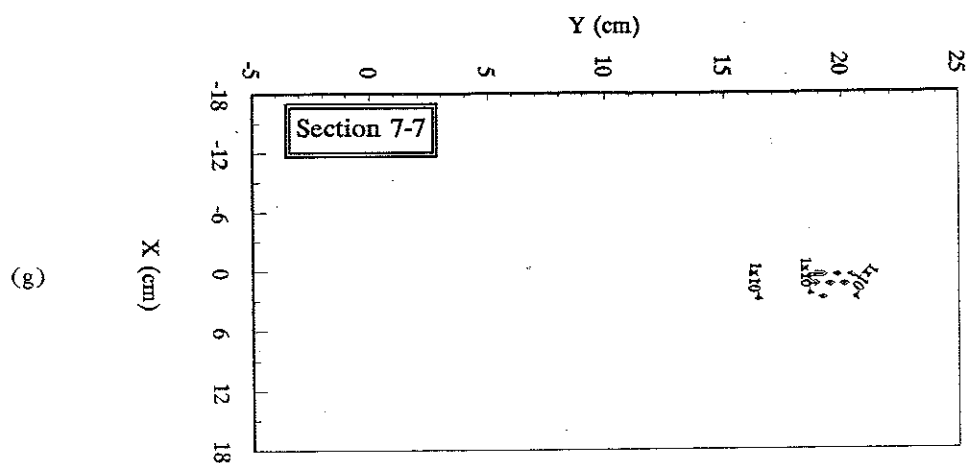


图 6-16 工况 IV 七个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

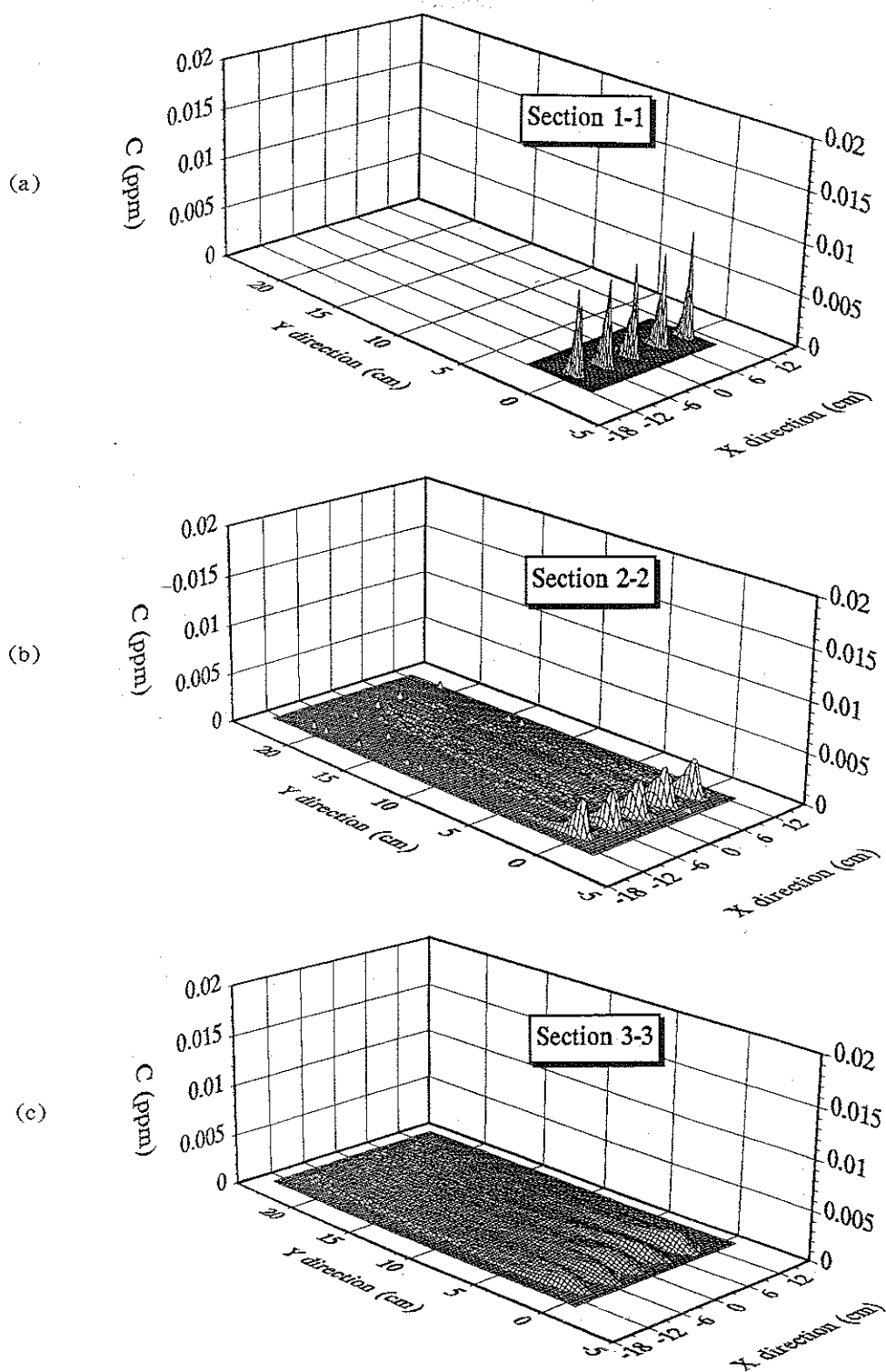


图 6-17 工况 V 七个截面的时均浓度曲面分布

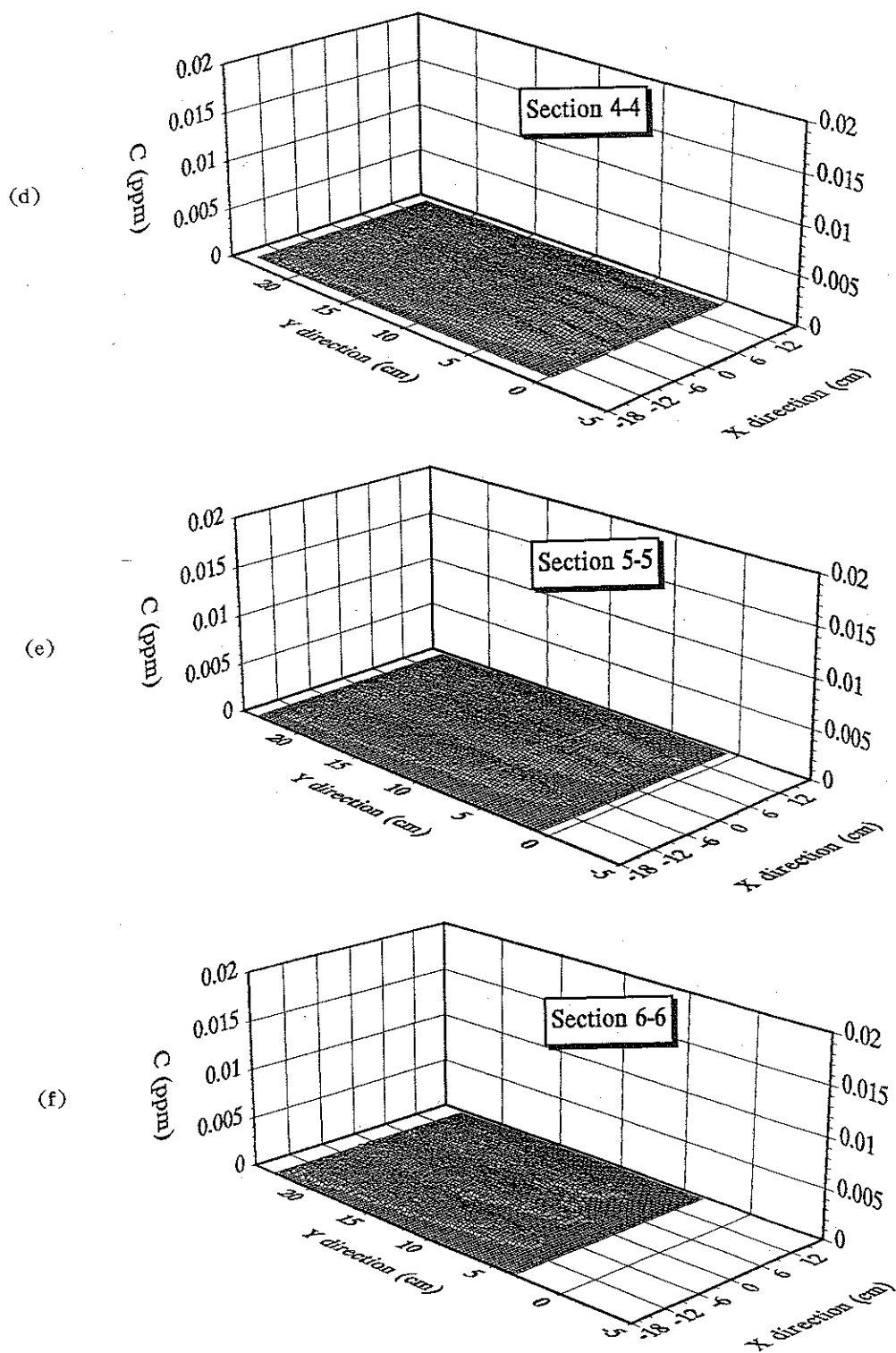


图 6-17 工况 V 七个截面的时均浓度曲面分布(续)

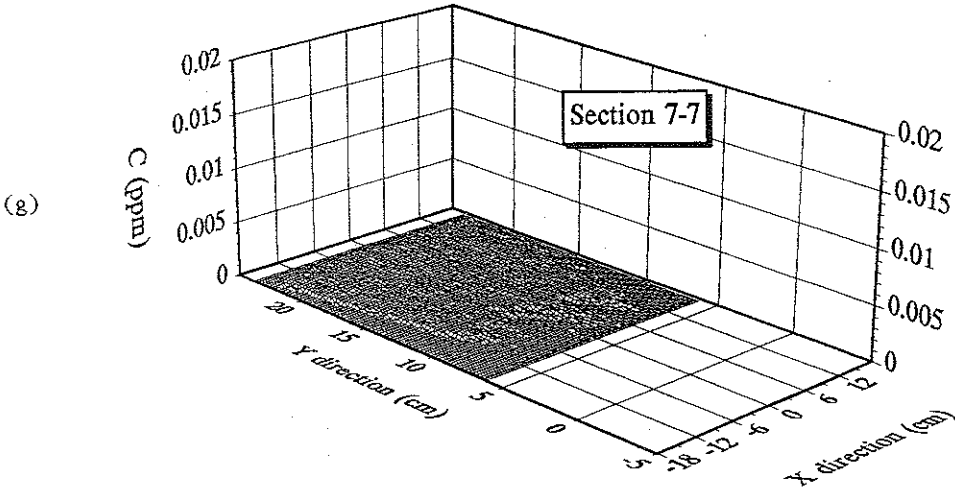


图 6-17 工况 V 七个截面的时均浓度曲面分布(续)

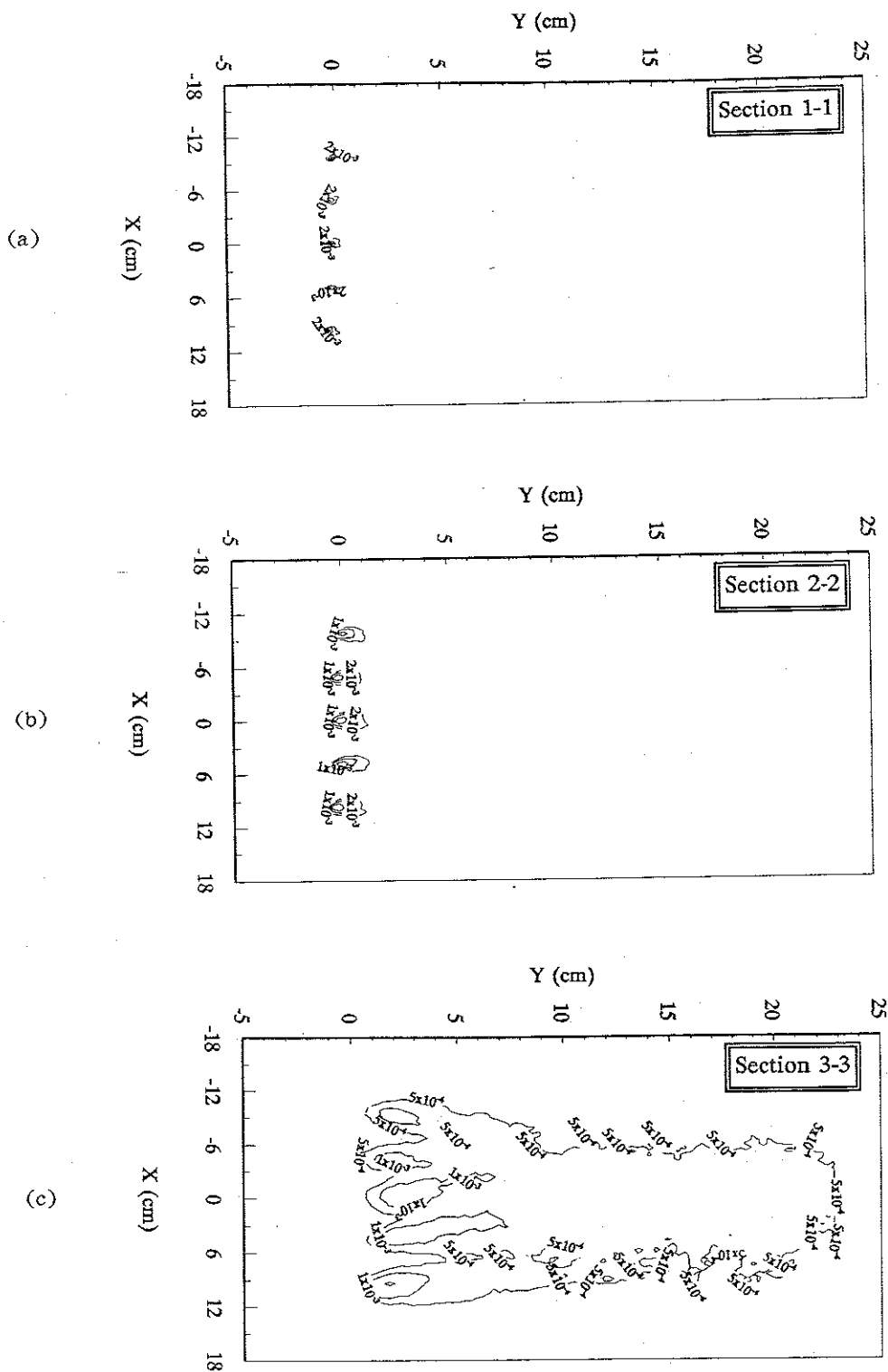


图 6-18 工况 V 七个截面的时均浓度等浓度线 (以 ppm 为单位)

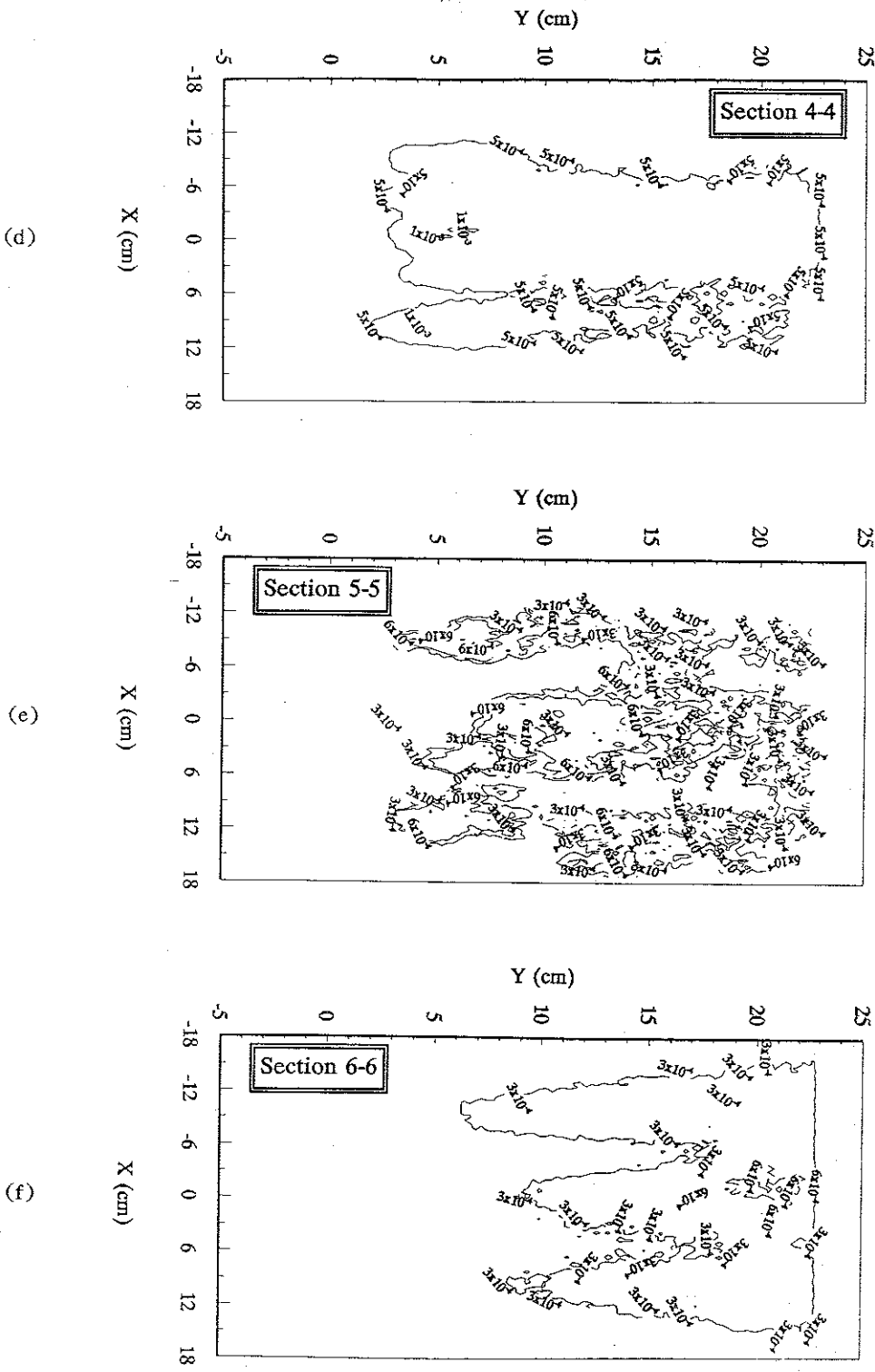


图 6 - 18 工况 V 七个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

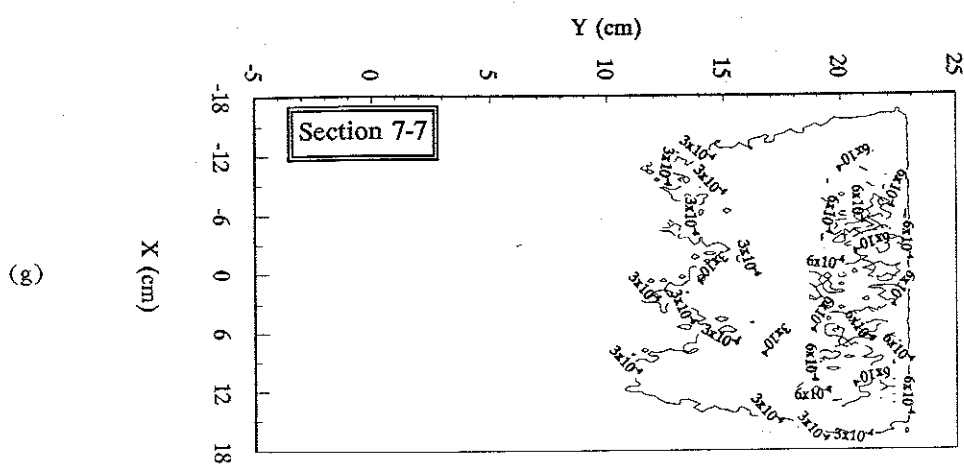


图 6-18 工况 V 七个截面的时均浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

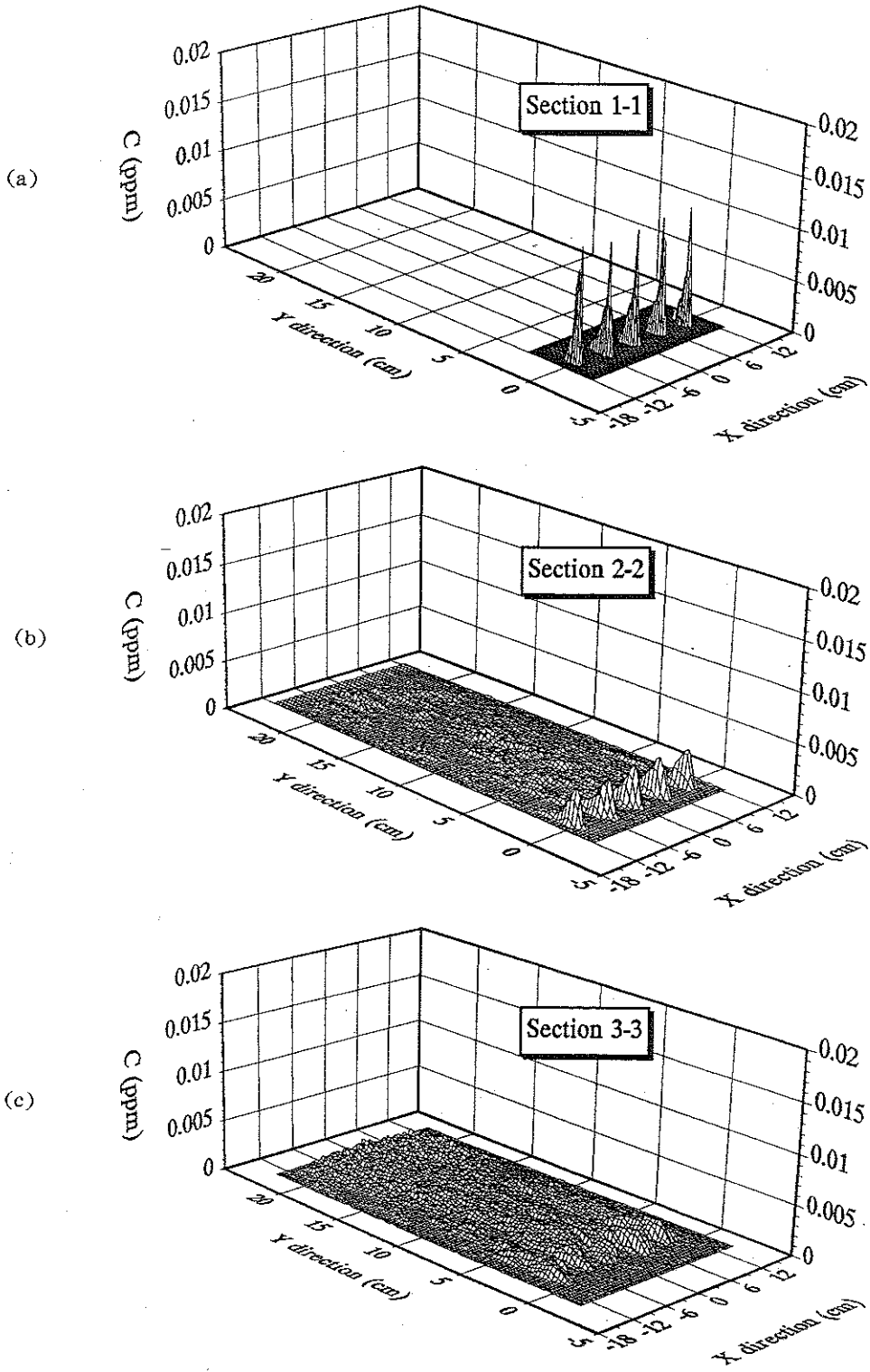


图 6-19 工况 V 七个截面的瞬时浓度曲面分布

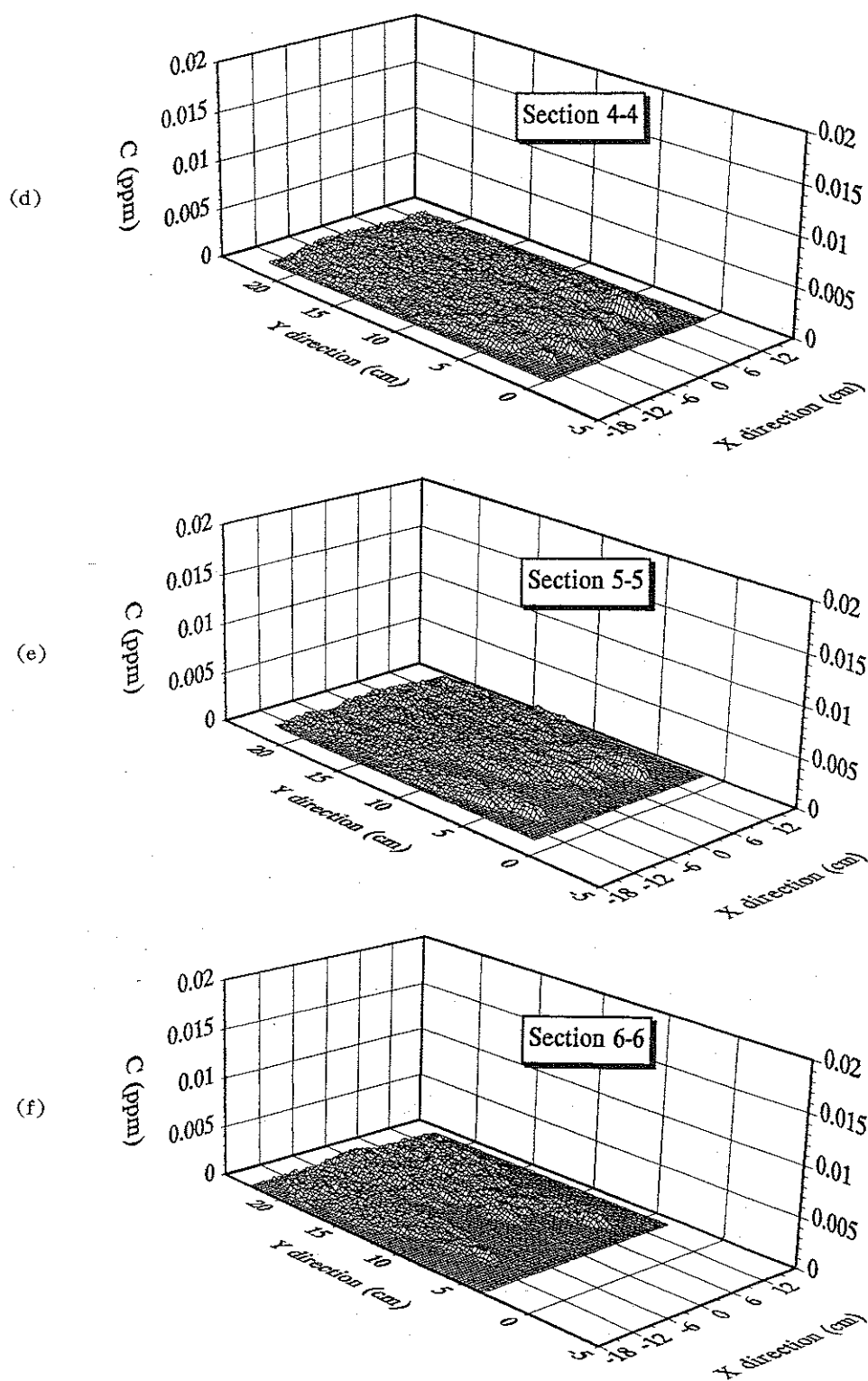


图 6-19 工况 V 七个截面的瞬时浓度曲面分布(续)

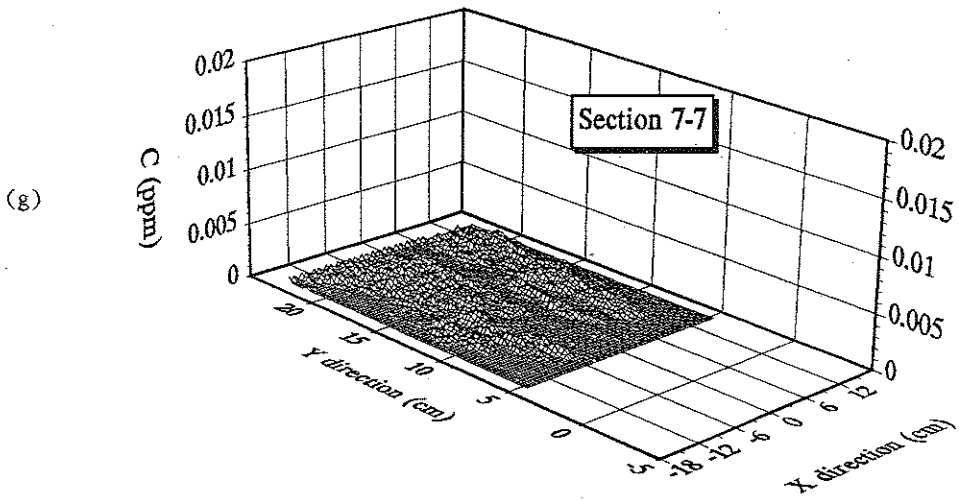


图 6-19 工况 V 七个截面的瞬时浓度曲面分布(续)

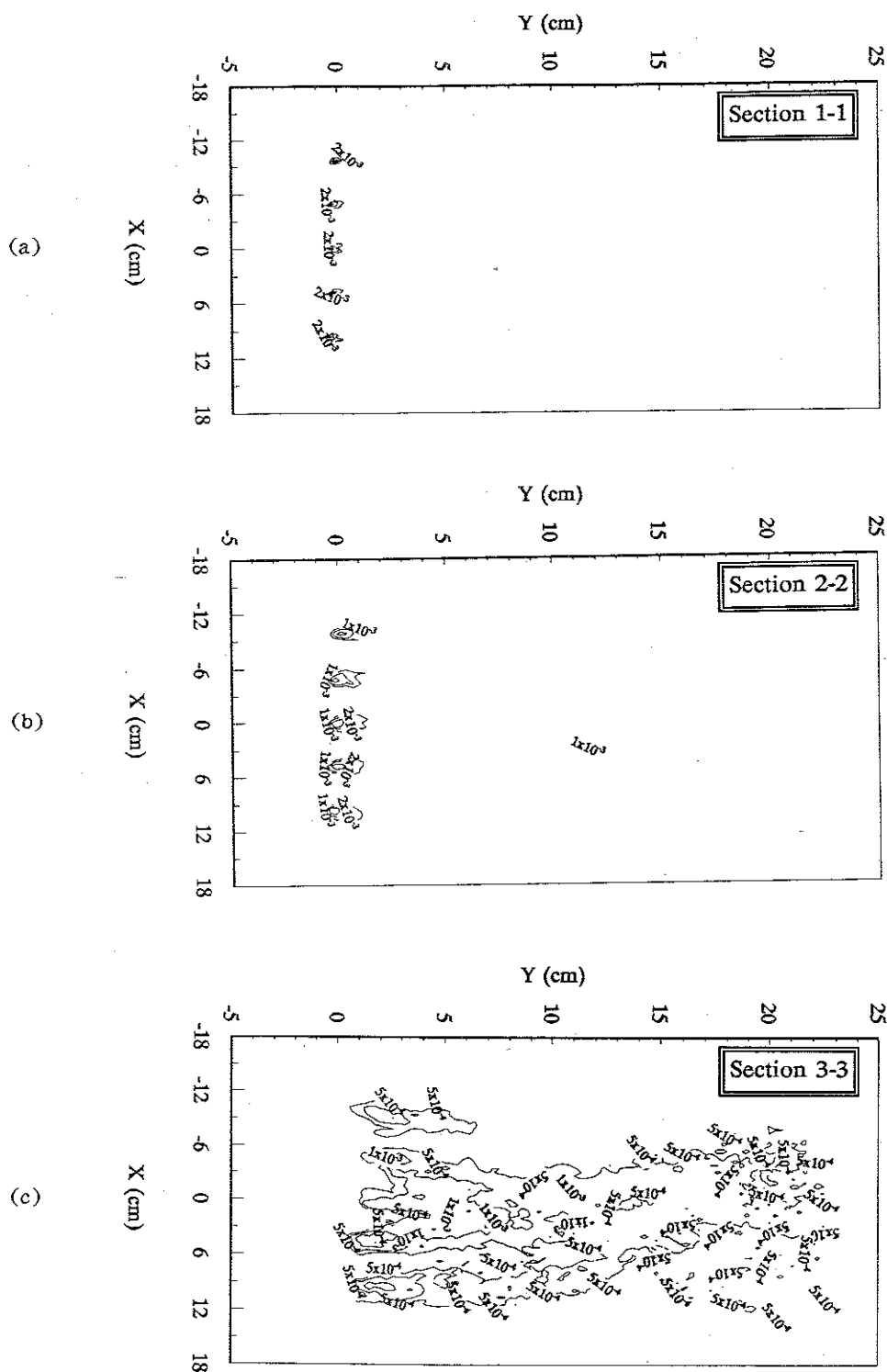


图 6-20 工况 V 七个截面的瞬时浓度等浓度线 (以 ppm 为单位)

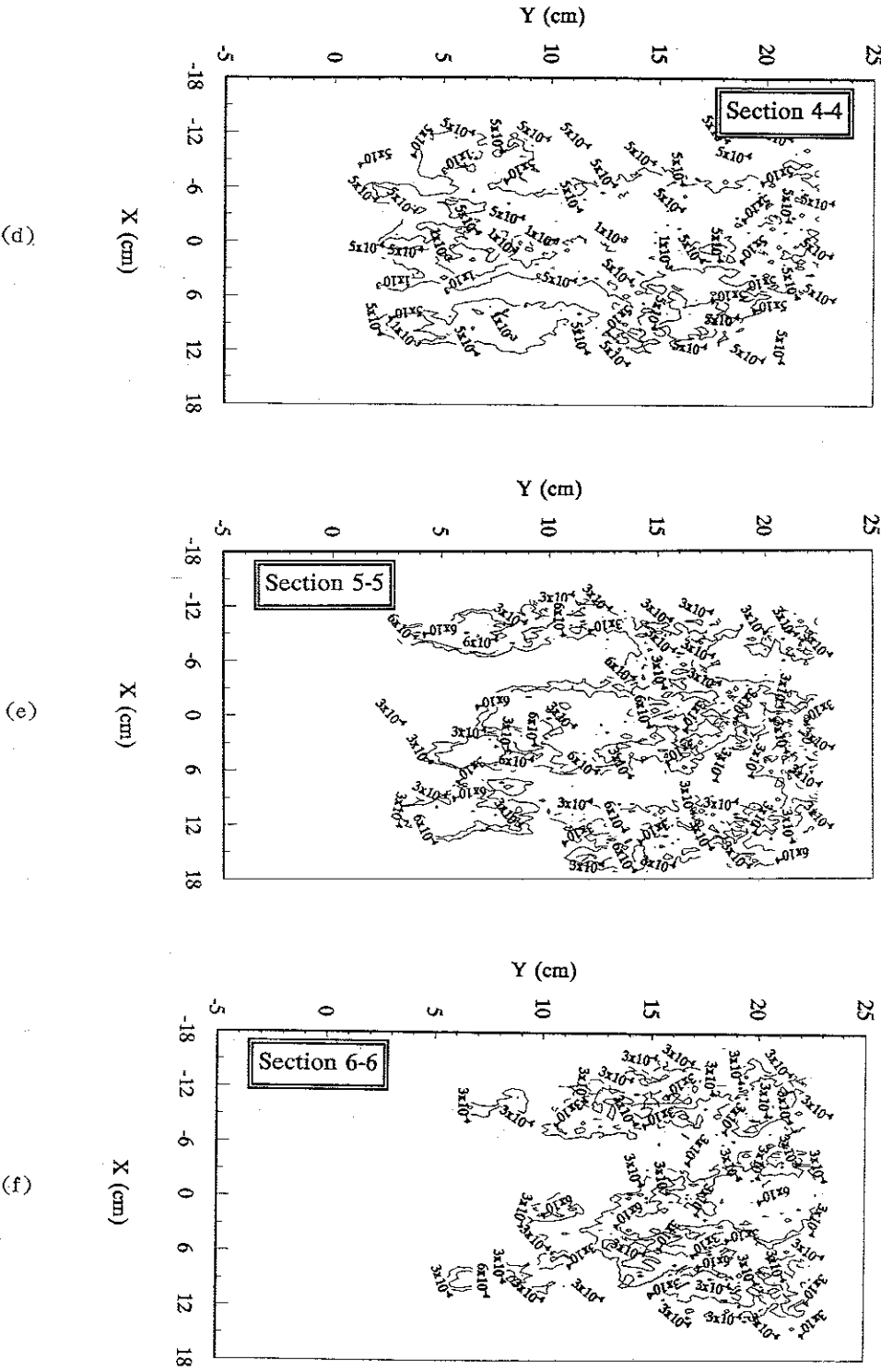


图 6 — 20 工况 V 七个截面的瞬时浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

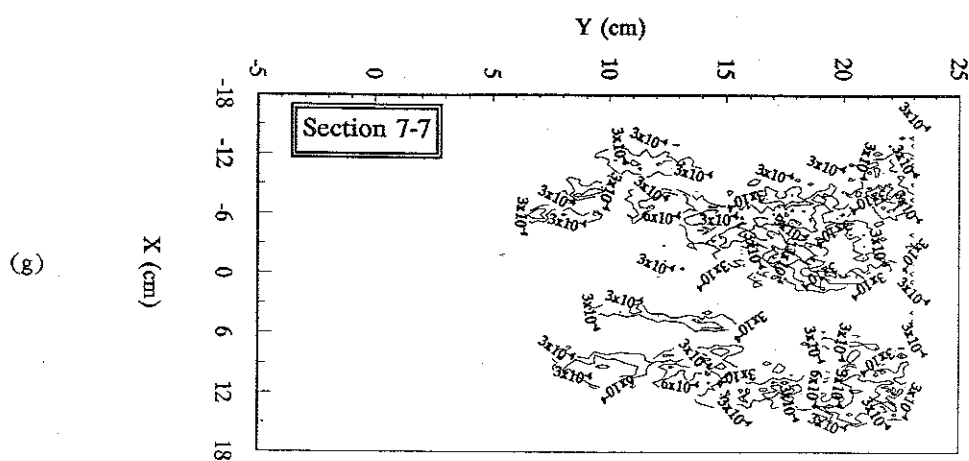


图 6-20 工况 V 七个截面的瞬时浓度等浓度线(以 ppm 为单位)(续)

第四节 浓度分布特征分析

一、时均浓度与瞬时浓度的比较

本文中同时给出二种工况(I, V)情况下不同截面时均浓度和瞬时浓度的曲面分布和相应的等浓度线,将时均浓度和瞬时浓度分布对比起来观察,我们会发现,两者的差别是显著的,时均浓度的值往往比瞬时浓度小很多,特别是远离射流喷口的位置,差别超过一倍或数倍,瞬时浓度分布中有很多浓度峰值。这是由于湍流间歇性的影响所致。实际观察表明,射流具有阵发性,从而产生一个一个的湍流斑(turbulent spot),这些湍流斑由于紊动扩散作用逐渐扩大,当通过空间某点时,该点的浓度就骤然增加,出现浓度峰值,呈现间歇性行为,间歇因子在空间上的分布不相同。当浓度对时间取平均时,抹掉了湍流斑的影响,也抹平了许多浓度峰值。

另一方面,不管是建立在积分方程基础上的数值计算还是较新的湍流模式理论如 $k-\epsilon$ 模型、代数应力模型(ASM)等等,它们所预测的都是时均量。大量的试验室测量和实际现场测量得到的也是时均值。这就带来一个问题值得考虑,在污染控制和防治中,污染混合区或污染最大容许值的选择和预报应不应该考虑瞬时量。

二、马蹄形结构、分叉现象和尾涡

环境中的横流遇到射流的阻碍形成绕流,射流压强分布上、下游不对称,受到横流的推力作用而发生弯曲。横流作用下的垂向纯射流一般可分成三段,即起始段、弯曲段和顺流贯穿段^[83]。在出口附近存在一个势流核心区,从出口至核心区末端为射流的起始段,起始段射流弯曲不大。本文的单孔射流工况 I、II 中,测量起始截面的位置为 $h/d_0 = 10$,位于起始段之后。

射流经过起始段后,逐渐转变为近乎平行于横流,这一段称为弯曲段,由于横流的作用,截面形状发展为马蹄形。工况 I 和 II 相比,工况 I 的流速比 R 较小,因此,横流作用更为强烈。在截面 1—1 处射流截面形状就变成马蹄形,如图(6—12)(a)—(d) 所示,可以清楚地看到工况 I 中射流截面的马蹄形随着截面位置上升的演化过程。工况 II 中,横流的绕流作用相对较弱,马蹄形结构不同,图(6—15)(a)—(h) 可以清楚地看到强动量射流下截面马蹄形的演化。

在弯曲段后面,流动方向与横流方向趋于一致。绕流现象逐渐消失,称为顺流贯穿段。例如:工况 I 中,如图(6—12)(e)—(f) 所示,上升到截面 5—5 以后,绕流现象逐渐减弱,马蹄形结构已不明显。工况 II 的情况也基本类似,如图(6—

15)(i) — (l) 所示。

当马蹄的“两翅”被绕流拉得较长时,流动明显分成两股,形成分叉(bifurcation)现象(这里讲的分叉与混沌动力学中的分叉是两回事)。分叉现象通常发生在流速比较小的流动中。如工况 I 中,流速比为 7.2,从截面 1—1 开始,随着射流的发展,射流分成两股。被分成两股射流不断发展,由于相互间的掺混作用,又逐渐合二为一,趋于均匀化。时均浓度曲面分布图(6—11)和相应的等浓度线图(6—12)清楚地记录了这一流动现象和发展过程。五孔射流工况 IV 中,流速比为 14,图(6—16)中(c)和(d)也可发现分叉现象的存在。从工况 I 的瞬时浓度等值线图(6—14)(b)、(c)中,我们还可以看到,横流使射流产生一对对的尾涡,导致两股流动中有一个个孤立的云团。另外,在时均浓等浓度线图(6—12)(a)、(c)、(d)中,尾涡依然存在,并呈马蹄形。这似乎可以导致这样的结论:马蹄形尾涡即使经过长时间平均依然存在,说明稳定性好。

横流中射流的马蹄形结构、分叉现象和尾涡过去已有学者观察到^[82],但由于试验手段的限制,不能得到截面的结果。因此,无法获得这些现象随截面位置的演化过程。

三、单孔射流边界和中心线

横流中的射流又被看成射流对横流的侵入(penetration),其侵入的边界通常采用流动显示拍摄照片的办法确定。Partte 和 Baines(1967)^[85]依据喷嘴直径为 0.4cm 的风洞实验资料提出均匀横流中的射流内、外边界和中心线方程:

射流外边界方程为:

$$\frac{Z_0}{Rd_0} = 2.63 \left(\frac{Y}{Rd_0} \right)^{0.28} \quad (6-8)$$

射流内边界方程为:

$$\frac{Z_i}{Rd_0} = 1.35 \left(\frac{Y}{Rd_0} \right)^{0.28} \quad (6-9)$$

射流中心线方程为:

$$\frac{Z_c}{Rd_0} = 2.05 \left(\frac{Y}{Rd_0} \right)^{0.28} \quad (6-10)$$

应该指出,由于喷嘴直径一般较小,式(6—8)、(6—9)和(6—10)中都没有考虑。

根据第五章中照片(5—1)、(5—2)和(5—3),可以得到工况 I、II、III 的射流内、外边界和中心线。图(6—21)、(6—22)和(6—23)分别是三种工况的试验值与预测值的比较。

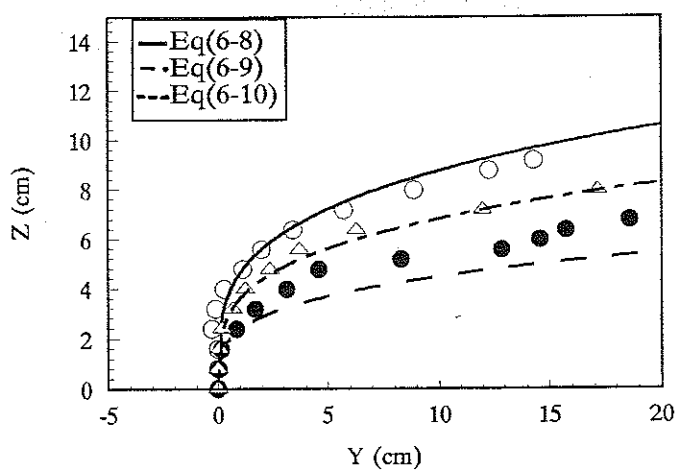


图 6-21 工况 I 的射流内、外边界和中心线

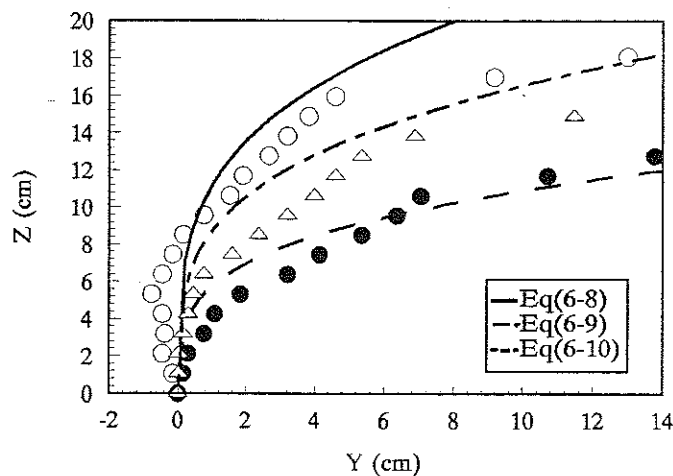


图 6-22 工况 II 的射流内、外边界和中心线

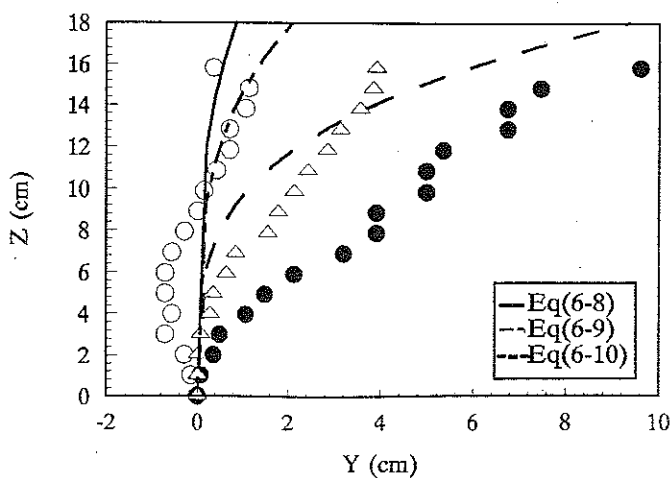


图 6-23 工况 III 的射流内、外边界和中心线

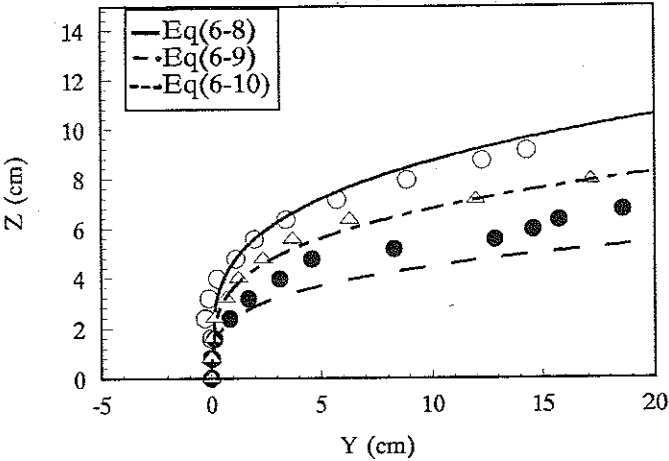


图 6 - 21 工况 I 的射流内、外边界和中心线

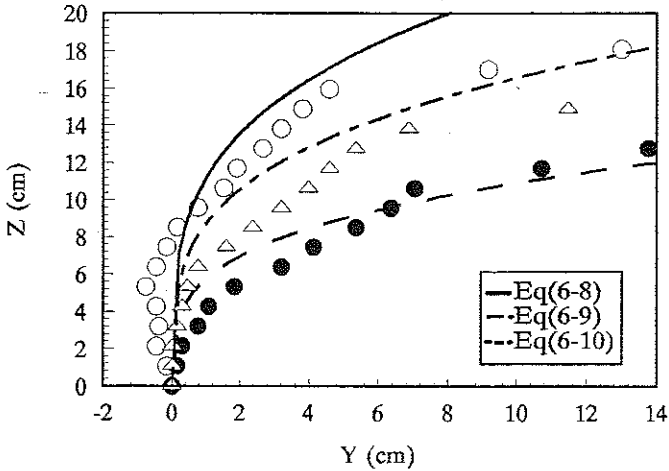


图 6 - 22 工况 II 的射流内、外边界和中心线

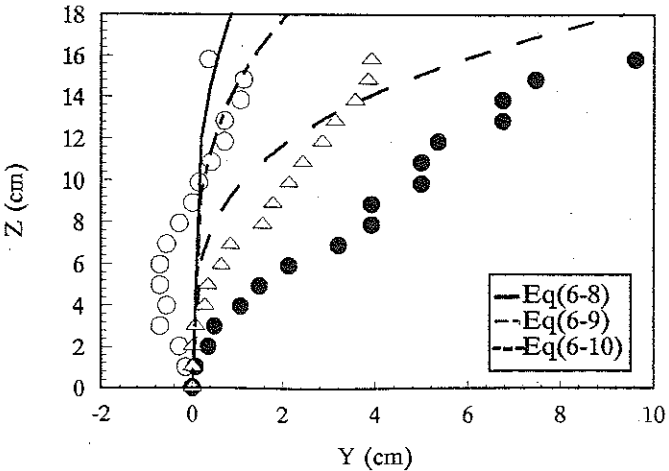


图 6 - 23 工况 III 的射流内、外边界和中心线

第四节 浓度分布特征分析

一、时均浓度与瞬时浓度的比较

本文中同时给出二种工况(I, V)情况下不同截面时均浓度和瞬时浓度的曲面分布和相应的等浓度线,将时均浓度和瞬时浓度分布对比起来观察,我们会发现,两者的差别是显著的,时均浓度的值往往比瞬时浓度小很多,特别是远离射流喷口的位置,差别超过一倍或数倍,瞬时浓度分布中有很多浓度峰值。这是由于湍流间歇性的影响所致。实际观察表明,射流具有阵发性,从而产生一个一个的湍流斑(turbulent spot),这些湍流斑由于紊动扩散作用逐渐扩大,当通过空间某点时,该点的浓度就骤然增加,出现浓度峰值,呈现间歇性行为,间歇因子在空间上的分布不相同。当浓度对时间取平均时,抹掉了湍流斑的影响,也抹平了许多浓度峰值。

另一方面,不管是建立在积分方程基础上的数值计算还是较新的湍流模式理论如 $k - \epsilon$ 模型、代数应力模型(ASM) 等等,它们所预测的都是时均量。大量的试验室测量和实际现场测量得到的也是时均值。这就带来一个问题值得考虑,在污染控制和防治中,污染混合区或污染最大容许值的选择和预报应不应该考虑瞬时量。

二、马蹄形结构、分叉现象和尾涡

环境中的横流遇到射流的阻碍形成绕流,射流压强分布上、下游不对称,受到横流的推力作用而发生弯曲。横流作用下的垂向纯射流一般可分成三段,即起始段、弯曲段和顺流贯穿段^[83]。在出口附近存在一个势流核心区,从出口至核心区末端为射流的起始段,起始段射流弯曲不大。本文的单孔射流工况 I、II 中,测量起始截面的位置为 $h/d_0 = 10$,位于起始段之后。

射流经过起始段后,逐渐转变为近乎平行于横流,这一段称为弯曲段,由于横流的作用,截面形状发展为马蹄形。工况 I 和 II 相比,工况 I 的流速比 R 较小,因此,横流作用更为强烈。在截面 1-1 处射流截面形状就变成马蹄形,如图(6-12)(a)~(d) 所示,可以清楚地看到工况 I 中射流截面的马蹄形随着截面位置上升的演化过程。工况 II 中,横流的绕流作用相对较弱,马蹄形结构不同,图(6-15)(a)~(h) 可以清楚地看到强动量射流下截面马蹄形的演化。

在弯曲段后面,流动方向与横流方向趋于一致。绕流现象逐渐消失,称为顺流贯穿段。例如:工况 I 中,如图(6-12)(e)~(f) 所示,上升到截面 5-5 以后,绕流现象逐渐减弱,马蹄形结构已不明显。工况 II 的情况也基本类似,如图(6-

15)(i) — (l) 所示。

当马蹄的“两翅”被绕流拉得较长时,流动明显分成两股,形成分叉(bifurcation)现象(这里讲的分叉与混沌动力学中的分叉是两回事)。分叉现象通常发生在流速比较小的流动中。如工况 I 中,流速比为 7.2,从截面 1—1 开始,随着射流的发展,射流分成两股。被分成两股射流不断发展,由于相互间的掺混作用,又逐渐合二为一,趋于均匀化。时均浓度曲面分布图(6—11)和相应的等浓度线图(6—12)清楚地记录了这一流动现象和发展过程。五孔射流工况 IV 中,流速比为 14,图(6—16)中(c)和(d)也可发现分叉现象的存在。从工况 I 的瞬时浓度等值线图(6—14)(b)、(c)中,我们还可以看到,横流使射流产生一对对的尾涡,导致两股流动中有一个个孤立的云团。另外,在时均浓度等浓度线图(6—12)(a)、(c)、(d)中,尾涡依然存在,并呈马蹄形。这似乎可以导致这样的结论:马蹄形尾涡即使经过长时间平均依然存在,说明稳定性好。

横流中射流的马蹄形结构、分叉现象和尾涡过去已有学者观察到^[82],但由于试验手段的限制,不能得到截面的结果。因此,无法获得这些现象随截面位置的演化过程。

三、单孔射流边界和中心线

横流中的射流又被看成射流对横流的侵入(penetration),其侵入的边界通常采用流动显示拍摄照片的办法确定。Partte 和 Baines(1967)^[85]依据喷嘴直径为 0.4cm 的风洞实验资料提出均匀横流中的射流内、外边界和中心线方程:

射流外边界方程为:

$$\frac{Z_0}{Rd_0} = 2.63 \left(\frac{Y}{Rd_0} \right)^{0.28} \quad (6-8)$$

射流内边界方程为:

$$\frac{Z_i}{Rd_0} = 1.35 \left(\frac{Y}{Rd_0} \right)^{0.28} \quad (6-9)$$

射流中心线方程为:

$$\frac{Z_c}{Rd_0} = 2.05 \left(\frac{Y}{Rd_0} \right)^{0.28} \quad (6-10)$$

应该指出,由于喷嘴直径一般较小,式(6—8)、(6—9)和(6—10)中都没有考虑。

根据第五章中照片(5—1)、(5—2)和(5—3),可以得到工况 I、II、III 的射流内、外边界和中心线。图(6—21)、(6—22)和(6—23)分别是三种工况的试验值与预测值的比较。

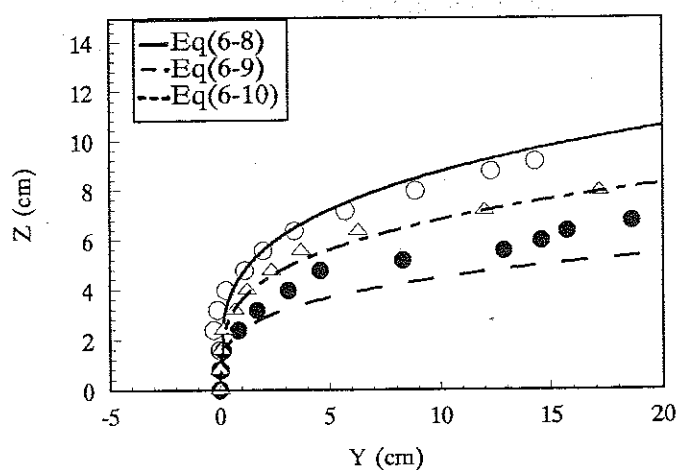


图 6-21 工况 I 的射流内、外边界和中心线

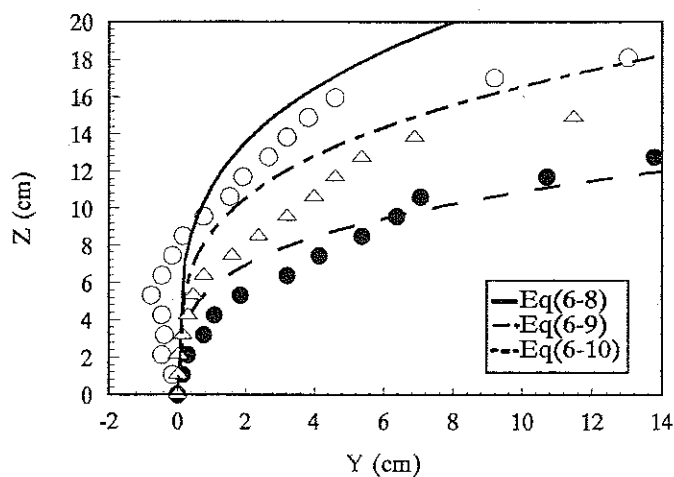


图 6-22 工况 II 的射流内、外边界和中心线

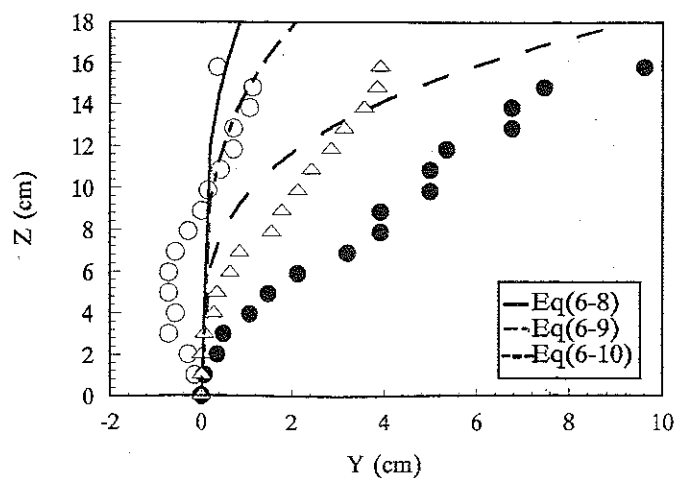


图 6-23 工况 III 的射流内、外边界和中心线

虽然照片(5-1)、(5-2)和(5-3)中射流内、外边界可能会因为二值化灰度阈值的选取不同而会有些差别,但不会影响射流中心线。从图(6-21)可以看出,在深水情况下,试验值与预测值基本吻合,只是在靠近底部的地方,式(6-8)不能计及射流外边界向上游的扩展。

从图(6-22)和(6-23)可以看出,预测值与试验值相差较大,特别是图(6-23)中差别更为明显。这显然是由于水深影响的缘故。这种差别表现在两方面:

1. 由于流速比较大,射流侵入能力较强,其沿程扩展能力也较强,因此,出口附近内、外边界与预测值相比扩展较宽。

2. 由于水深相对变浅,使横流对射流的作用加强。射流受抑制而不得不更偏向下流。所以,预测值比试验值高。

因此,在浅水中,射流的发展与深水情况大不相同。在实际应用中,出现浅水情况时,流动变得很复杂,深水环境中的很多结果不再适用。

四、单孔射流轴线

射流轴线通常是指射流各个断面中最大速度点的连线。射流轴线与射流中心线不一致,射流轴线的位置略靠外侧^[85]。从理论上推求射流轴线的工作,较早时有 Volinsk 和 Abramovich(1963)方法。该方法基于两个假设:一是垂直于横流的方向上射流动量守恒;二是射流的弯曲是由压差阻力引起的。以后,Crowe 和 Riesebieter(1967)基于射流动量沿射流轴向守恒的假定提出了不同的方法,等等。所有这些分析中都假定绕流阻力系数 C_D 为常数,而后来的实验表明 C_D 是变数。Subramanya 和 Porey(1984)^[83]考虑到绕流阻力系数 C_D 沿射流的变化,得出近区射流轨迹方程为:

$$\frac{Z}{d_0} = 1.4 \left(\frac{Y}{d_0} \frac{R^2}{C_{D0}} \right)^{0.44}, \quad (6-11)$$

式中: C_{D0} 为出射断面的绕流阻力系数,当流速比 $R \geq 8.0$ 后, C_{D0} 可取为 0.4。

弯曲段的轨迹方程为:

$$\frac{Z}{d_0} = 1.45 \left(\frac{Y}{d_0} \frac{R^2}{C_{D0}} \right)^{0.31}. \quad (6-12)$$

弯曲段末端坐标 Z_s 为:

$$\frac{Z_s}{d_0} = 1.65R. \quad (6-13)$$

根据式(6-11)和(6-12)联立可以估算起始段末端位置 Z_c ,即

$$Z_c = 1.58d_0. \quad (6-14)$$

这个结果与静止环境中的射流核心区长度相比,说明横流的作用使射流核心区变短。将 $d_0 = 3\text{mm}$ 代入式(6-13)可知本文射流的起始段末端位置 Z_0 为 0.47cm ,与水深相比很小,可忽略不计。有横流情况下射流核心区变短现象在很多文献中已有报道^[84]。

图(6-24)和(6-25)分别是工况 I 和 II 在射流弯曲段试验值和预测值的比较。这里应该说明,图(6-24)和(6-25)中的射流轴线试验值是用水平截面的浓度最大值来确定的,过去的射流轴线通常是用最大速度确定。最大速度轴线和最大浓度轴线是否一致是不清楚的,还需试验证实才行,可能两者相差甚小。

工况 I 的流速比 R 较小,弯曲段较短,因此,图(6-24)中试验数据较少,但可看出,试验值与预测值还是基本吻合的。而工况 II 的深浅水临界情况下,图(6-25)说明,试验值比预测值明显偏高。

令人遗憾的是,由于双回流工况 III 的测量困难,不能得到浓度场数据。但根据图(6-24)和(6-25),我们有理由推断:深水和浅水情况射流轴线有很大差别。

图(6-26)和图(6-27)分别是工况 I 和 II 的射流轴线上浓度随横流方向 Y 的变化。从图中可以看出,随着射流的发展,射流轴线的浓度衰减很快。

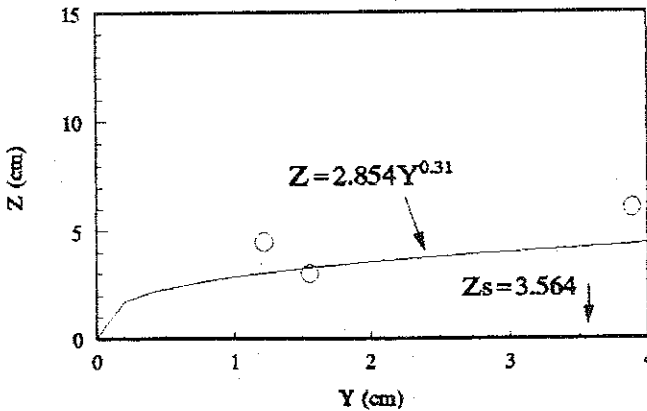


图 6-24 工况 I 射流弯曲试验值与预测值的比较

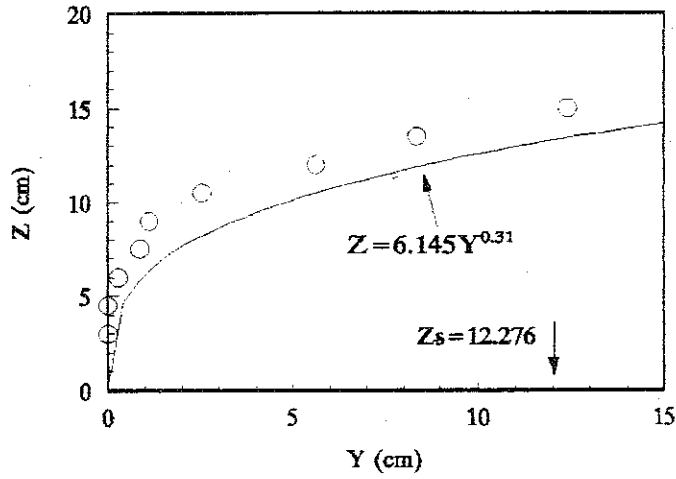


图 6-25 工况 II 射流弯曲试验值与预测值的比较

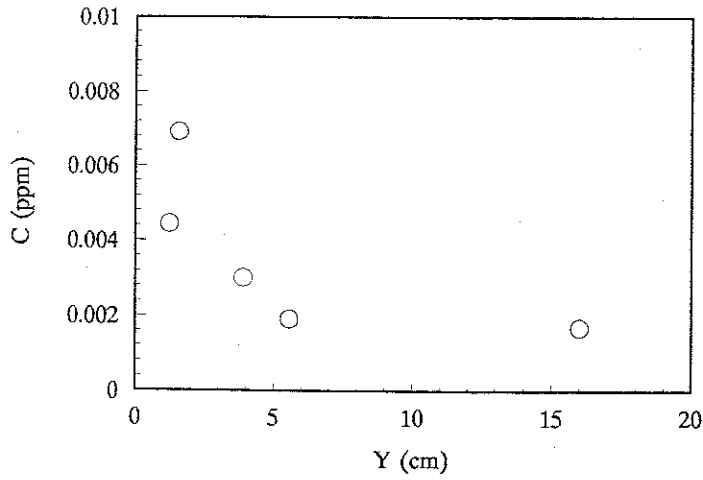


图 6-26 工况 I 射流轴线浓度的衰减

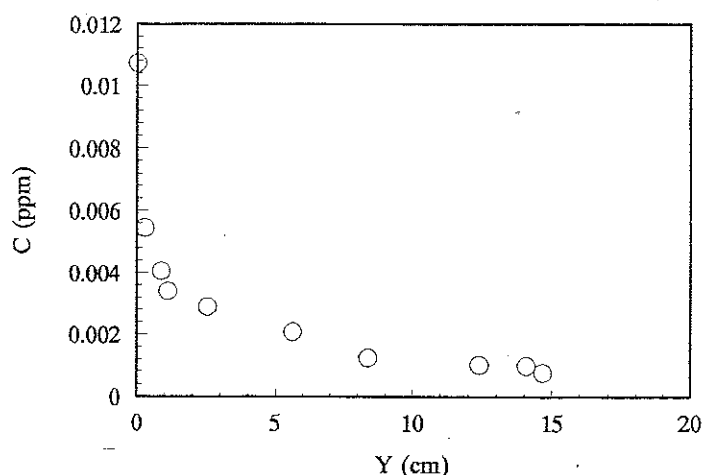


图 6-27 工况 II 射流轴线浓度的衰减

第五节 小结

本章利用 PLIF 技术测量了横流中的垂向纯射流的三维浓度场,并初步分析了浓度分布特征,主要有如下特色和结论:

(1). 给出了深水和深浅水临界条件下单孔和五孔射流中不同截面的时均浓度和瞬时浓度的曲面分布和相应的等浓度线。

(2). 通过对时均浓度和瞬时浓度的比较,发现两者的差别是显著的,特别是在远离射流喷口的截面上,差别超过一倍或数倍。

(3). 测量了横流作用下垂向纯射流的马蹄形结构随截面的演化,观察到低流速比情况下出现的射流分叉现象和稳定马蹄形尾涡。

(4). 测量了单孔射流时三种工况(深水、深浅水临界和浅水)的射流边界、中心线、轴线以及轴线上浓度沿横流方向 Y 的衰减,指出了浅水问题的复杂性,即深水环境中的很多结果不再适用于浅水。

第七章 主要研究成果和讨论

一、主要研究成果

1. 通过本文的工作,我们建立了一套完善的 PLIF 技术测量浓度场系统,并对测量系统的各个部分进行了较深入的研究。例如:

(1). 明确指出了荧光素钠在蒸馏水和普通自来水中谱图存在的很大差别。

(2). 与数字图象处理技术结合起来,研究了普通自来水中荧光素钠的荧光特性,分析了浓度、激光功率、温度、pH 值和截止滤光片对荧光强度的影响,从而为试验室条件下应用 PLIF 技术测量浓度场及其二维数字校正奠定了基础。

(3). 用 C 语言编写了一套功能较强的图象处理软件。

2. 针对水体中应用 PLIF 技术测量浓度场存在的关键性的技术难点,提出了二维数字校正理论和校正方法。

3. 对静止环境中圆形紊动射流进行了浓度测量。

(1). 同时获得了时均浓度、瞬时浓度、均方根浓度脉动和脉动能谱。

(2). 时均浓度测量结果与前人的半经验理论的分析比较表明:圆形射流的浓度分布的核心区长度比半经验理论的预测值要短。

(3). 讨论了如何获取高质量 PLIF 图象的问题。

4. 在获得了静止环境中圆形紊动射流浓度场的基础上,为了探讨瞬时浓度场的规律,应用了分形几何学,并且针对圆形紊动射流进行了湍流分维的测量。

(1). 指出了过去分维测量中常用的“数盒子”法存在的问题,同时,提出了新的方法——修正“数盒子”法。研究表明:过去的“数盒子”法测量的分维值偏小。

(2). 将分维测量与数字图象处理技术结合起来编制了分维测量软件,同时对测量软件进行了检验。

(3). 研究了分维测量的不确定性问题。

(4). 通过对圆形紊动射流的分维测量发现:① 紊动射流分维尺度的上、下临界点约为积分尺度和耗散长度尺度;② 紊动射流的分维 D 沿程增加,在 $X/D_0 \approx 6$ 附近存在一个“跳跃”段。分维的沿程变化,反映出紊动射流的分区特性;③ 紊动射流的分维 D 随 C/C_0 的增加而减少,呈高斯型分布。

(5). 指出了被广泛引用的 Sreenivasan 等人推荐的完全发展湍流分维值(2.36

± 0.05) 偏小,同时,推荐了 2.53 ± 0.04 作为新的完全发展湍流的分维,这个值与 Hentschel 和 Procaccia 的理论估算结果一致。

(6). 讨论了片光厚度和雷诺数对分维的影响。

5. 利用加入染料进行流动显示和 PLIF 技术进行流动显示两种办法,结合理论分析,研究了静止环境和有横流情况下垂向射流在浅水域中的总体流动特征。

(1). 研究认为,静止环境中垂向纯射流中的“深水”和“浅水”应由 H/d_0 、 E_0 两参数与流态联系来确定。有横流作用时,“深水”和“浅水”可由流动转变条件确定。

(2). 研究了静止环境中平面和圆形垂向纯射流的隆起高度,所得的最大隆起高度计算公式与试验值符合较好,比数值计算结果好。

(3). 从理论上得到了有横流时平面、圆形、多孔圆形射流的流动转变条件,并用试验进行了验证或修正。

6. 利用 PLIF 技术获得了横流中四种工况下垂向纯射流的三维浓度场,并初步分析了测量结果。

(1). 通过对时均浓度和瞬时浓度的比较,发现两者的差别是显著的,特别是在远离射流喷流口的截面上,差别超过一倍或数倍。

(2). 测量了横流作用下垂向纯射流的马蹄形结构,观察到了低流速比情况下出现的射流分叉现象和稳定马蹄形尾涡以及随截面位置的演化。

(3). 测量了单孔射流时三种工况(深水、深浅水临界和浅水)的射流边界、中心线、轴线以及轴线上浓度的衰减,指出了浅水问题的复杂性。

二、讨论

1. 关于 PLIF 技术

从本文的研究中可以发现,PLIF 技术是一种较好的流动显示和流动测量方法。它的主要优点是能够用来研究流动的内部结构和获得三维浓度场。除了浓度场以外,PLIF 技术还可以用来测量温度场、速度场以及压力场。这方面的研究,确实值得进一步开展。同时,也应该看到,PLIF 技术属于精细测量一类的技术,只适用于试验室的小模型中,至少目前还无法用于工程物理模型(physical model)和现场测量中。因此,它更适合于进行流动的基本现象和基本规律的研究。

利用 PLIF 技术测量浓度,关键是浓(灰)度图象的获取和图象的处理,在第三章第五节中,我们已经讨论了如何获得高质量的 PLIF 图象的问题。关于图象的处理,这里需要指出,如果要研究脉动特性,对计算机和图象处理设备(硬件)要求比较高,需要采用并行图象处理系统。

另外,利用 PLIF 技术,可以重构涡的三维图象,这需把不同的截面的图象

合成三维涡的图象。从技术上讲,这个工作并不困难,本文由于时间关系,没有来得及开展成这项工作。

2. 关于湍流分维测量

从第四章已经看到,本文的分维研究主要集中在分维测量方法上,并用本文提出的修正“数盒子”法对圆形紊动射流的瞬时 PLIF 图象进行了测量和分析。实际上,正如第四章第三节的最后关于“湍流瞬时图象的进一步分析”所指出的那样,还有很多工作要做,比如:进一步提高瞬时图象的抓拍速度,研究 Re 数的影响,将修正“数盒子”法应用于其它湍流形成等等。

应该特别指出,分形理论并不能解决湍流问题。通过湍流分维的测量,给湍流工作者指出了需要进一步回答的问题:为什么湍流具有分形特征?而且标度区间那么宽?如何从动力学角度加以解释?要回答这样的问题,恐怕不是几篇博士论文就能解决的。

3. 关于横流中垂向纯射流的浓度场

本文获得了横流中四种工况(包括深水、深浅水临界条件)下垂向纯射流的三维浓度场的大量数据。特别指出了时均浓度和瞬时浓度的差别。因为工程中常常忽略瞬时量,而且认为瞬时量与时均量相差不大。

过去,横流作用下射流的马蹄形结构和分叉现象是通过射流中加入染料的办法观察到的。本文中利用 PLIF 技术不仅能看到马蹄形结构,而且能清楚地反映马蹄形结构和分叉现象随截面位置的演化,更进一步说,还得到了马蹄形结构内的浓度分布。

由于时间关系,对这些大量的资料和初步观察到的现象还来不及做深入细致的分析和研究。

致 谢

四年来,本文工作得到了余常昭教授和李玉梁教授的悉心指导,在此表示衷心的感谢。

在试验过程中,得到了水力学教研组的宋传琳高级实验师和高洪旗先生的关心和大力帮助。机械系零字班的柴冬生同学利用暑假和笔者一起共同完成了部分试验工作。分析中心的李隆弟老师和丁圣峰同学,北京光电所的孙忠琪高工,计算机系的陈少云同学都为本文的工作给予了很大的帮助。另外,清华大学智能技术与系统国家重点实验室为本文的图象处理提供了经费支持,创造了良好的工作环境。特别是该实验室的领导、老师和师傅们从始至终都大力提供方便,使本文的工作能顺利完成。

这篇论文,不仅包含了笔者四年的心血,更蕴藏着笔者的父母、弟妹和朋友们的希望、鼓励和帮助。所有这些,说声“谢谢”是无法表达笔者内心的感激之情的。

参 考 文 献

- [1] W. 梅尔兹科奇著(黄素逸等译,杨金宝等校),《流动显示》,科学出版社,1991年第一版。
- [2] 王立新,“潮汐流动中的排放特性与数字图象处理技术的应用”,清华大学水电系博士论文,1990年。
- [3] Imaichi, K. and Ohmi, K., "Numerical processing of flow — visualization picture — measurement of two — dimensional vortex flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 129, 1983, pp. 283 — 311.
- [4] Chen, L. J. et al., "Qualitative & quantitative flow visualization of flow past a cubic chamber with offset inlet and outlet", *Proc. of the 4th Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, Sept. 20 — 30, 1990, Wuhan, China.
- [5] Chen, C. J. et al., "Recent developments in quantitative flow visualization and imaging process", *Proc. of the 4th Int. Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, Sept. 20 — 33, 1990, Wuhan, China.
- [6] Chang, A. Y. et al., "Simultaneous measurements of velocity, temperature, and pressure using rapid cw wavelength — modulation laser — induced fluorescence of OH", *Optics Letters*, Vol. 15, No. 2, June, 1990, pp. 706 — 708.
- [7] Seitzman, J. M. et al., "Instantaneous temperature field measurements using planar laser — induced fluorescence", *Optics Letters*, Vol. 10, No. 9, Sept., 1985, pp. 439 — 441.
- [8] Lee, M. P. et al., "Quantitative imaging of temperature fields in air using planar laser — induced fluorescence of O₂", *Optics Letters*, Vol. 12, No. 2, Feb., 1987, pp. 75 — 77.
- [9] Joklik, R. G. et al., "Temperature measurements in flames using thermally assisted laser — induced fluorescence of Ga", *Applied Optics*, Vol. 30, No. 12, April, 1991, pp. 1497 — 1504.
- [10] Hartfield, R. J. et al., "Planar temperature measurement in compressible flows using laser — induced iodine fluorescence", *Optics Letters*, Vol. 16, No. 2, Jan., 1991, pp. 106 — 108.
- [11] Hiller, B. and Hanson, R. K., "Two — frequency laser — induced

- fluorescence technique for rapid velocity—field measurements in gas flows”, *Optics Letters*, Vol. 10, No. 5, May, 1985, pp. 206—208.
- [12] Kwok, A. S. et al. , “Fluorescence imaging of CO₂ laser—heated droplets”, *Optics Letters*, Vol. 15, No. 12, June, 1990, pp. 664—666.
- [13] Kychakoff, G. et al. , “Movies and 3—D images of flowfields using planar laser—induced fluorescence ”, *Applied Optics*, Vol. 26, No. 13, July, 1987, pp. 2498—2500.
- [14] Dyer, M. J. and Crosley, D. R. , “Two—dimensional imaging of OH laser—induced fluorescence in a flame”, *Optics Letters*, Vol. 7, No. 8, Aug. , 1982, pp. 382—384.
- [15] Kychakoff, G. et al. , “Quantitative visualization of combustion species in a plane”, *Applied Optics*, Vol. 21, No. 8, Sept. , 1982, pp. 3225—3226.
- [16] Kychakoff, G. et al. , “Quantitative flow visualization technique for measurement in combustion gases”, *Applied Optics*, Vol. 23, No. 5, 1984, pp. 704—712.
- [17] Cruyningen, I. van, Lozano, A. and Hanson, R. K. , “Quantitative imaging of concentration by planar laser—induced fluorescence”, *Experiments in Fluids*, Vol. 10, 1990, pp. 41—49.
- [18] Desgroux P. et al. , “Measurements of OH concentration in flames at high pressure by two — optical path laser — induced fluorescence”, *Applied Optics*, Vol. 31, No. 5, May, 1992, pp. 2831—2838.
- [19] Koochesfahani, M. M. and Dimotakis , P. E. , “Laser—Induced Fluorescence Measurements of Mixed Fluid Concentration in a Liquid Plane Shear Layer”, *AIAA J.*, Vol. 23, No. 11, Nov. , 1985, pp. 1700—1707.
- [20] Walker, D. T. and Tiederman, W. G. , “The concentration field in a turbulent channel flow with polymer injection at the wall”, *Experiments in Fluids*, Vol. 8, 1989, pp. 86—94.
- [21] Brungart, T. A. et al. , “fluorescence technique for measurement of slot injected fluid concentration profiles in a turbulent boundary layer”, *Experiments in Fluids*, Vol. 11, 1991, pp. 9—16.
- [22] Walker, D. A. , “A fluorescence technique for measurement of concentration in mixing liquids”, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* , Vol. 20, 1987, pp. 217—224.
- [23] 申功炘, “激光诱导荧光空间流动显示及其应用”, 第三届全国实验流体力学

- 学术会议论文集,天津,1990年10月,pp. 343—351。
- [24] 申功炘,晋健,“LIF 喷流混合流浓度场定量测量”,力学学报,1992年第24卷第4期,pp. 488—492。或第三届实验流体力学学术会议论文集,天津,1990年10月,pp. 352—359。
- [25] Chen, D. and Jirka, H., “Pollutant mixing in wake flows behind islands in shallow water”, *Proc. of the Int. Symp. on Environmental Hydraulics*, Hong Kong, Dec. 16—18, 1991, pp. 371—377.
- [26] Paul, P. H. et al., “High resolution digital flowfield imaging of jets”, *Experiments in Fluids*, Vol. 9, 1990, pp. 241—251.
- [27] 朱贵云,杨景和编著,《激光光谱分析法》,科学出版社,1982年第一版。
- [28] 陈国珍等编著,《荧光分析法》,科学出版社,1990年第二版。
- [29] 缪征明主编,《仪器分析》,机械工业出版社,1984年第一版。
- [30] 孙忠琪,“变反射率透镜研制报告”,北京光电技术研究所,1991年9月。
- [31] Guibault, G. G., *Practical Fluorescence: Theory, Methods and Techniques*, New York: Marcel Dekker, Inc..
- [32] Gao, F., Yamaji, H. and Shuto, N., “An experimental study on buoyant surface jets”, *Inter. Symp. on Environmental Hydraulics*, HongKong, 1991, pp. 193—198.
- [33] 余常昭等编著,《水环境中污染物扩散输移原理与水质模型》,中国环境科学出版社,1989年3月第一版。
- [34] 赵文谦编著,《环境水力学》,成都科技大学出版社,1986年12月第一版。
- [35] Chen, C. J. and Rodi, W., “Vertical turbulent buoyant jets—a review of experimental data”, *HMT, The Science & Application of Heat & Mass Transfer*, 1980, Pergaman Press.
- [36] Dowling, D. R. and Dimotakis, P. E., “Similarity of the concentration of gas—phase turbulent jets”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 218, 1990, pp. 109—141.
- [37] Mandelbrot, B. B., “How long is the coast of Britain? statistical self—similarity and fractional dimension”, *Science*, Vol. 156, 1967, pp. 636—638.
- [38] Mandelbrot, B. B., *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, New York, 1982.
- [39] 高安秀树著(沈步明、常子文译),《分数维》,地震出版社,1989年。
- [40] Feder, J., *Fractals*, Plenum Press, 1988.
- [41] Falconer, K. J., *The Geometry of Fractal Sets*, Cambridge University Press, 1985.
- [42] 詹姆斯·格莱克著(张淑誉译,赫柏林校),《混沌——开创新科学》,上海译

文出版社,1990年。

- [43] 董连科编著,《分形理论及其应用》,辽宁科学技术出版社,1991年。
- [44] Turcotte, D. L. , "Fractals in fluid mechanics", *Ann. Rev. Fluid Mech.* , Vol. 20, 1988, pp. 5—16.
- [45] Campbell, D. K. , "非线性科学——从范例到实用(I)(II)(III)", 力学进展, 1989年第2、3、4期。
- [46] 谢和平, "线性分形在物理学中的应用", 自然杂志, 1989年第12卷第6期, pp. 410—414.
- [47] 谢和平, 张永平, "自仿射分形几何", 自然杂志, 89年第12卷第9期, pp. 650—674.
- [48] Hentschel, H. G. E. and Procaccia, I. , "Intermittency exponent in fractally homogeneous turbulent", *Phys. Rev. Lett.* , Vol. 49, No. 16, 1982, pp. 1158—1161.
- [49] Paladin, G. and Vulpiani, A. , "Anomalous scaling law in multifractal objects", *Physics Reports*, Vol. 156, No. 4, 1987, pp. 147—225.
- [50] Chen, C. J. and Jaw, S. Y. , "湍流模化的现状及发展趋势", 力学进展, 1992年第22卷第3期, pp. 381—394.
- [51] Hentschel, H. G. E. and Procaccia, I. , "Fractal nature of turbulence as manifested in turbulent diffusion", *Physical Review A* , Vol. 27, No. 2, 1983, pp. 1266—1269.
- [52] Hentschel, H. G. E. and Procaccia, I. , "Relative diffusion in turbulent media: the fractal dimension of clouds", *Physical Review A* , Vol. 29, No. 3, 1984, pp. 1461—1470.
- [53] Lovejoy, S. , "Ares—perimeter relation for rain and cloud areas", *Science* , Vol. 216, No. 9, 1982, pp. 185—187.
- [54] Sreenivasan, K. R. and Meneveau, C. , "The fractal facets of turbulence", *J. Fluid Mech.* , Vol. 173, 1986, pp. 357—386.
- [55] Prasad, R. R. and Sreenivasan, K. R. , "Quantitative three—dimensional imaging and the structure of passive scalar fields in fully turbulent flows", *J. Fluid Mech.* , Vol. 216, 1990, pp. 1—34.
- [56] Prasad, R. R. and Sreenivasan, K. R. , "The measurement and interpretation of fractal dimensions of the scalar interface in turbulent flows", *Phys. Fluids A* , Vol. 2, No. 5, 1990, pp. 792—807.
- [57] Takeno, T. , Murayama, M. and Tanida, Y. , "Fractal analysis of turbulent premixed flame surface", *Experiments in Fluids* , Vol. 10, 1990, pp. 61—70.

- [58] 杨国伟,“用 $P(\epsilon)=P_0\epsilon^{1-D}$ 计算实际分形体维数的不确定性”,科学通报,1992 年第 10 期,pp. 953—956。
- [59] Hinze, J. O. 著(周光垌,魏中磊译),《湍流》(下),科学出版社,1987 年,pp. 220。
- [60] Hinze, J. O. 著(黄永念,颜大椿译),《湍流》(上),科学出版社,1987 年,pp. 247。
- [61] Farge, M., “子波变换及其对湍流的应用(I, II)”,力学进展,第 22 卷第 3、4 期,1992 年,pp. 367—380, 503—526。
- [62] Everson, R., Sirovich, L. and Sreenivasan, K. R., “Wavelet analysis of the turbulent jet”, *Phys. Lett. A*, Vol. 145, No. 6, 7, 1990, pp. 314—322。
- [63] Jirka, G. H. and Harleman, D. R. F., “Stability and mixing of a vertical plane buoyant jet in confined depth”, *J. Fluid Mech.*, Part 2, Vol. 92, 1979, pp. 275—304。
- [64] Lee, J. H. W. and Jirka, G. H., “Vertical round buoyant jet in shallow water”, *J. of the Hydr. Div., Proc. of the ASCE*, Vol. 109, No. HY12, Dec., 1981, pp. 1651—1675。
- [65] Andreopoulos, J., et al., “Experiments on vertical plane buoyant jets in shallow water”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 168, 1986, pp. 305—336。
- [66] Jirka, G. H., “Multiport diffusers for heat disposal: a summary”, *J. of the Hydr. Div., ASCE*, Vol. 108, No. HY2, 1982, pp. 1425—1468。
- [67] Jirka, G. H. and Doneker, R. L., “Hydrodynamic classification of submerged single—port discharges”, *J. of Hydr. Engrg., ASCE*, Vol. 117, No. 9, Sept., 1991, pp. 1095—1112。
- [68] Jirka, G. H. and Akar, P. J., “Hydrodynamic classification of submerged multiport—diffuser discharges”, *J. of Hydr. Engrg., ASCE*, Vol. 117, No. 9, Sept., 1991, pp. 1113—1128。
- [69] Pryputniewicz, R. J. and Bowley, W. W., “An experimental study of vertical buoyant jets discharged into water of finite depth”, *J. of Heat Transfer, ASME*, May, 1975, pp. 274—281。
- [70] McGuirk, J. and Rodi, W., “A mathematical model for a vertical jet discharging into a shallow lake”, *17th IAHR Congress*, Bedeu—Baden, paper A72, 1977。
- [71] 许唯临等,“具有起伏表面的紊流数值模拟”,水利学报,1990 年第 10 期。
- [72] 陈道毅,“非恒定环境中紊动射流的研究”,清华大学博士论文,1988 年。
- [73] Lu Shun—An, Yu Chang—Zhao, “An experimental investigation of

- multiple circular jets", *Proc. of the Inter. Conf. on Fluid Dynamic Measurement and Its Applications*, Oct. 25—28 1989. Beijing, China.
- [74] Isaac, K. M. and Schetz, J. A., "Analysis of multiple jets in a cross-flow", *J. of Fluid Engrg.*, Vol. 104, Dec., 1982, pp. 489—492.
- [75] Andreopoulos, J., "Measurements in a jet—pipe flow issuing perpendicularly into a cross stream", *J. of Fluid Engrg.*, Vol. 104, Dec., 1982, pp. 493—499.
- [76] Moussa, Z. M., et al., "The near field in the mixing of a round jet with a cross-flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 80, part 1, 1977, pp. 49—80.
- [77] Grabb, D., et al., "A round jet normal to a crossflow", *J. of Fluid Engrg.*, Vol. 103, Mar., 1981, pp. 142—153.
- [78] Andreopoulos, J. and Rodi, W., "Experimental investigation of jets in a crossflow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 138, 1984, pp. 93—127.
- [79] Patton, A. J. et al., "An experimental investigation of a heated two-dimensional water jet discharge into a moving stream", *J. of Heat Transfer, ASME*, Aug., 1974, pp. 273—278.
- [80] Andreopoulos, J., "On the structure of jets in a crossflow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 157, 1985, pp. 163—197.
- [81] Rodi, W. 著(贺益英译, 陈惠泉、倪浩清校), 《环境问题的紊流模型》, 水利电力出版社, 1987 年。
- [82] Fischer, H. B. 著(清华大学水力学教研组译, 余常昭审校), 《内陆及近海水域中的混合》, 水利电力出版社, 1987 年。
- [83] 余常昭, 《环境流体力学导论》, 清华大学出版社, 1992 年。
- [84] 肖佐庭等, "淹没的水平热射流在横流中扩散特性的实验研究", 水力发电学报, 1987 年第 3 期, pp. 49—60。
- [85] Rayaratnam, N., *Turbulent Jets*, Amsterdam, Elsevier, 1976, pp. 184—210.

作者简历和论文

简历

黄真理,男,1966年10月生,贵州平坝县人,中共党员,讲师。82年9月—86年7月,在成都科技大学水利系水工建筑专业学习,获学士学位。86年9月—89年7月,在该校水利系攻读硕士学位,研究方向为环境水力学。89年9月—至今,在清华大学水电系攻读博士学位,研究方向为环境水力学。热心社会工作,担任过党支部书记和研究生工作组助理等职。八九年曾获光华助教奖学金。九〇年和九一年连续两次荣获光华奖学金一等奖。

论文(正式发表)

- [1] 黄真理,“梯形河渠瞬时全溃问题的近似解”,水动力学研究与进展,1989年第4卷第2期。
- [2] Zhao, W. Q. and Huang, Z. L., “The hydraulic behaviour of a lagoon and its mathematic modelling”, *Proc. Vol. III, 7th Congress APD-IAHR*, Beijing, Nov. 13—16, 1990.
- [3] Huang, Z. L. and Lei, J. S., “A new thinking and model for technology diffusion”, *Proc. of Portland Inter. Conf. on Management of Engineering and Technology (PICMET'91)*, Portland, Oregon State, USA, Oct. 27—31, 1991.
- [4] 黄真理、吴至维、赵文谦,“氧化塘水力学问题的研究进展”, Part 1, 成都科技大学学报, 1991年第6期(总第60期)。
- [5] 黄真理、吴至维、赵文谦,“氧化塘水力学问题的研究进展”, Part 2, 成都科技大学学报, 1992年第1期(总第61期)。
- [6] 黄真理、吴至维、赵文谦,“模型氧化塘水力效率的试验研究”, 成都科技大学学报, 1991年第5期(总第59期)。
- [7] 黄真理,“我国环境水力学研究的现状和展望”, 科技导报, 1992年第8期。
- [8] 黄真理,“浅水域中垂向纯射流的流动特征”, 水利学报, 1992年第9期。
- [9] 黄真理,“氧化塘离散数的研究”, 环境科学学报, 1993年第3期。