

基于薄填充床模型的射流折射现象研究

孙艺恒¹ 李文博² 刘士震¹ 尚芃锦¹ 赵鹏程¹

(¹ 沈阳航空航天大学航空宇航学院; ² 沈阳航空航天大学理学院, 辽宁 沈阳 110136)

摘要 本文主要研究了射流冲击斜置网面后因下游射流路径发生改变所产生的射流折射现象。在研究中网面被看成一个薄填充床, 利用法向压降、切向阻力求出了两个恢复系数并表示出了折射程度的特征量—偏折角。将实验探究与 Fluent 仿真分析相结合, 通过控制流速、射流直径、网面倾角与目数等参数得到了射流折射现象随这些参数变化的规律。结果表明: 筛网倾角和目数对偏折现象的影响最明显, 目数较高或网面孔隙率较小时还会发生贴网流动和内偏折现象。

关键词 射流折射; 多孔介质; 薄填充床; 穿网压降; 速度恢复系数

STUDY ON THE JET REFRACTION PHENOMENON BASED ON THIN-PACKED BED MODEL

SUN Yiheng¹ LI Wenbo² LIU Shizhen¹ SHANG Pengjin¹ ZHAO Pengcheng¹

(¹ School of Aeronautics and Astronautics, Shenyang Aerospace University, Shenyang, Liaoning 110136;

² School of Science, Shenyang Aerospace University, Shenyang, Liaoning 110136)

Abstract This paper mainly investigates the jet refraction phenomenon caused by the change in the downstream jet path after the jet impacts an inclined mesh surface. In this study, the mesh surface is regarded as a thin packed bed, the bend angle—the degree of refraction is described by two restitution coefficients which are calculated using normal pressure drop and tangential resistance. Combining the experiment exploration with Fluent simulation analysis, the law of jet refraction phenomenon changing with parameters such as flow velocity, jet diameter, mesh surface inclination angle, and mesh count are obtained. The results show that the jet refraction phenomenon is influenced most obviously by the angle of inclination and mesh number. The along-screen-flow and internal refraction may occur when the mesh number is high or the screen porosity is small.

Key words jet refraction; porous media; thin packed bed; pressure drop through mesh; speed recovery coefficient

第 36 届国际青年物理学家竞赛(IYPT)中提出了这样一个问题: 一束垂直射流通过带有细网

的斜筛时, 会发生折射。总结提出这类折射的规律并研究相关参数。研究流体通过网面时的流动

收稿日期: 2024-04-23

基金项目: 2022 辽宁省教育厅项目(LIKMZ20220522); 辽宁省教育厅项目(青年项目)20240201。

通信作者: 李文博, 沈阳航空航天大学理学院讲师, liwenbo@sau.edu.cn。

引文格式: 孙艺恒, 李文博, 刘士震, 等. 基于薄填充床模型的射流折射现象研究[J]. 物理与工程, 2024, 34(5): 189-197.

Cite this article: SUN Y H, LI W B, LIU S Z, et al. Study on the jet refraction phenomenon based on thin-packed bed model[J]. Physics and Engineering, 2024, 34(5): 189-197. (in Chinese)

状态与动力学分析是一个非常有意义的课题^[1-7]。流体以射流的形式冲击网面时,对其流动状态变化的研究在聚结器滤芯、过滤器、液体燃料雾化^[8]等方面有着极为广泛的应用。例如航天器推进剂储存罐中通常利用网面在微重力环境下的液体燃料留存特性^[9]实现发动机二次点火,这些特点在姿态调整、火箭回收方面有着广阔的应用前景。

以往的研究多集中在射流对网面的冲击上,人们大多关注射流冲击带来的压降^[10]以及下游射流的速度、直径与上游相比的变化^[9]等,对冲击后下游流体路径变化的探索很少。特别是当射流与网面呈一定夹角入射时,下游射流的流动方向会发生偏折,即射流的路径因斜置网面发生了改变,就好像发生了“折射”一样。在研究射流与网面作用中对筛网几何特征的描述至关重要,编织网可以被当作一种特殊的多孔介质来描述,而采用填充床模型来描述多孔介质最为常见^[10]。本文主要基于薄填充床模型研究了流体冲击斜置筛网产生的压降,并借助动量方程分别得出了流体沿网面的法向与切向速度恢复系数,最终用偏折角度来描述射流折射这一现象并讨论了各个参数对该现象的影响。

1 理论分析

1.1 薄填充床的压降

流体与网面的作用机理非常复杂,不仅要考虑到网面的三维编织结构,还要估算流体撞击状态下的湍流强度。而在本文的研究中我们更关注的是流体经过网面后最终的流动特性参数,如压降、流速等,并非流体与网面结构的相互作用。因此对网面的描述更需要专注于孔隙率和等效颗粒直径等关键几何参数,这些参数对压降、流速等流动特性有显著影响。基于以上特点,利用填充床模型进行简化最为合适,该模型精确度高且这种简化更容易得到流体在筛网中的流动特性,尤其是在压降和流速分布方面。

将网面看作一个特别薄的填充床,利用孔隙率和等效颗粒直径等参数描述网面的几何特征,依据达西定律和 Forchheimer 方程,将射流通过填充床的压降视为黏性阻力与惯性阻力作用的叠加效果。在该模型中,填充床的固体区域由大量球形粒子填充物排列组成,而流动区域由许多平

行的流管束通道组成^[11],流管束与颗粒存在的摩擦和型阻构成了黏性阻力;同时由于流管束直径、方向均会因颗粒的阻碍发生改变,从而在雷诺数较高的湍流区会产生较大的惯性阻力。

首先对层流区域占主导的黏性损失分析:对于流管束中任意一条流道在一定长度上的流动,都将其等效为圆柱直管道内的流动。

如图 1 所示,考虑一个圆柱直管道中黏性、不可压缩的定常流动,层流状态下圆管中的流速呈轴对称分布,管道水平倾角为 θ ,取半径 r 、长度为 δl 的圆柱区域为研究对象,由受力平衡

$$\pi r^2 p - \pi r^2 \left(p + \frac{\partial p}{\partial l} \delta l \right) - 2\pi r \delta l \tau - \pi r^2 \delta l \rho g \sin \theta = 0 \quad (1)$$

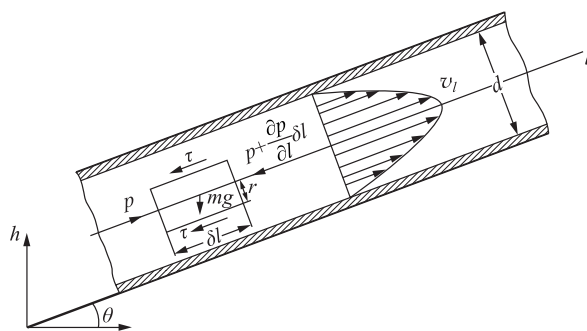


图 1 圆管流动

用 $\delta h / \delta l$ 代替 $\sin \theta$, 当 $l \rightarrow 0$ 时, 在 l 处截面上的切应力分布表示为^[12]

$$\tau = -\frac{r}{2} \frac{d}{dl} (p + \rho g h) \quad (2)$$

在层流状态下, 将 $\tau = -\mu \frac{dv_l}{dr}$ 代入式(2)整理得

$$dv_l = \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho g h) r dr \quad (3)$$

对 r 积分得

$$v_l = \frac{1}{4\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho g h) r^2 + C \quad (4)$$

在圆管流动中, 无滑移壁面的边界条件为: $r = r_0, v_l = 0$, 代入初值求出积分常数 C 得

$$v_l = -\frac{r_0^2 - r^2}{4\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho g h) \quad (5)$$

式(5)即为圆管流动中的点速度分布, 不难求出该截面上的平均速度为

$$\bar{v} = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} 2\pi v_l r dr = -\frac{r_0^2}{8\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho g h) \quad (6)$$

在实际情况下,由于薄填充床的厚度很小(只有零点几毫米),流体通过网面过程的重心偏移量 h 可以忽略不计,再代入流管直径 $D = 2r_0$ 到式(6)中整理得

$$\frac{dp}{dl} = -\frac{32\mu\bar{v}}{D^2} \quad (7)$$

对于非圆形管道,若想使上式成立则需要用壁应力代替圆管流动中的平均应力,因此需要使用等效直径 D_{eq} 来代替式中的流管直径。考虑到流动发生在填充床上,管道等效直径可以表示为

$$D_{eq} = \frac{4S}{b} \times \frac{L}{L} = 4 \frac{V_t}{A_v} = 4 \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \frac{V_s}{A_s} \quad (8)$$

其中, S 表示横截面积, ϵ 为填充床孔隙率, b 为湿周长, V_t 、 V_s 分别表示填充床所占空间总体积和固体颗粒总体积, A_v 、 A_s 分别表示填充床空隙表面积和固体颗粒总表面积。由于填充床中各个球形固体颗粒大小没有差异,且对于球体 $V_p/A_p = D_p/6$, 因而有

$$\begin{aligned} D_{eq} &= 4 \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \frac{V_s}{A_s} = 4 \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \frac{NV_p}{NA_p} \\ &= 4 \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \frac{V_p}{A_p} = \frac{2}{3} \frac{\epsilon}{1-\epsilon} D_p \end{aligned} \quad (9)$$

其中, N 为排列在填充床中粒子个数, D_p 为固体颗粒直径。式(8)、式(9)表明在填充床中的流管等效直径完全由填充床自身特征决定。

描述流体在填充床内部流动快慢时,通常用表面速度或实际自由流速度 $v_s = \epsilon\bar{v}$ 代替平均速度^[10]。将式(9)代入式(7),利用颗粒直径和表面速度表示单位长度压降为

$$\frac{dp}{dl} = C_1 \frac{(1-\epsilon)^2 \mu v_s}{\epsilon^3 D_p^2} \quad (10)$$

其中, C_1 表示黏性损失系数,式(10)也被称为科泽尼-卡尔曼方程, $C_1 \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3 D_p^2}$ 表示多孔介质渗透率,在模型中是填充床渗透能力的度量,利用该方程可以描述在层流流动下流体通过填充床时单位长度的压降表达式。

在湍流情况下,流体黏性损失远小于惯性损失,单位长度压降表示为

$$\frac{dp}{dl} = n \cdot \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 \quad (11)$$

其中, n 为单位长度下的流管数目,取 $D_c = \frac{1}{n}$ 为流管束等效直径,将式(9)代入式(11)中并用颗粒

直径和表面速度表示单位长度压降为

$$\frac{dp}{dl} = C_2 \frac{(1-\epsilon) \rho v_s^2}{\epsilon^3 D_p} \quad (12)$$

其中, C_2 表示湍流流动能量系数,式(12)又被称为普卢默-伯克方程,常用于描述多孔介质中的非线性流动,在高雷诺数流动时可用上式求出流体单位长度的压降。

式(10)、式(12)所描述的是在流体横截面上单位长度的压降,在考虑射流的某截面为受力截面时需要对该截面作相应的转化

$$\Delta P \cdot S_s = \Delta p \cdot S_v = \Delta p \cdot S_s \epsilon \quad (13)$$

其中, S_s 、 S_v 分别表示填充床横截面积和空隙横截面积(空隙横截面积即为流体流动区域横截面积)。通过式(10)和式(12)可以分别得到填充床内流体在层流、湍流流动下单位长度的压降,将两者叠加整理可得总压降 ΔP 为

$$\Delta P = C_1 \frac{(1-\epsilon)^2 B \mu v_s}{\epsilon^2 D_p^2} + C_2 \frac{(1-\epsilon) B \rho v_s^2}{\epsilon^2 D_p} \quad (14)$$

此时 ΔP 表示射流在填充床两个外表面上的压强差,即通过填充床所产生的总压降。式中 ϵ 、 D_p 、 B 均为网面特征参数,对于本文主要研究的平纹编织网,各网面特征参数可由如下方程组求得

$$\left. \begin{aligned} B &= 2d \\ l_i &= \sqrt{d^2 + \frac{1}{n_s^2}} \\ \epsilon &= 1 - \frac{\pi n_s^2 d^2 l_i}{2B} \\ D_p &= \frac{3B(1-\epsilon)}{\pi d l_i n_s^2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

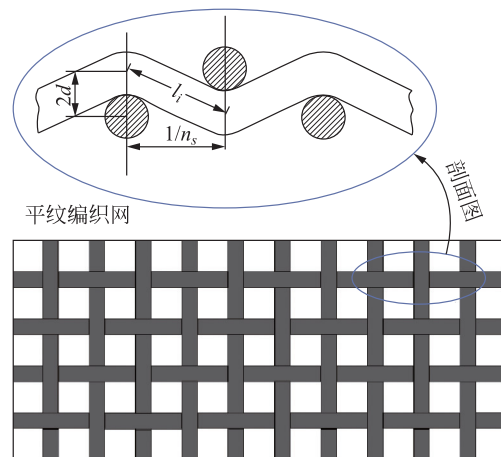


图2 网面参数

1.2 射流的偏折

为方便研究射流经斜置网面后路径的改变规律,观察平面应选为网面法线与射流轴线所确定的平面。由于垂直射流是旋转对称流动,同时流动场水平方向远小于垂直方向的尺度,因此只考虑观察平面、剖面来代替整个三维流动。在该平面上可以将流体受力及流动方向改变简化为如图3所示的几何模型。

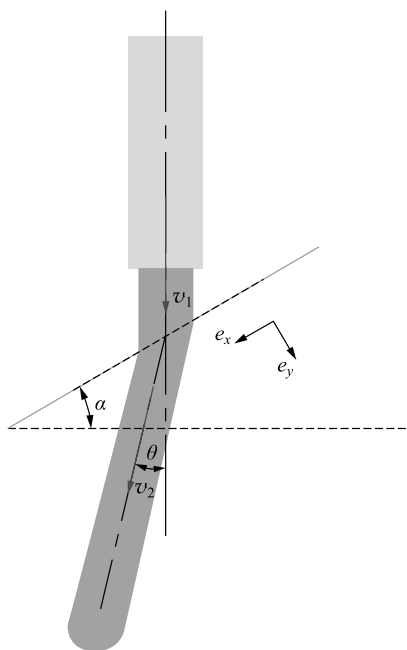


图3 射流折射简化图

其中 α 为网面水平倾角,定义入射射流轴线与折射射流轴线的夹角为偏折角 θ 。 e_x 、 e_y 分别表示网面的切向与法向的一组向量基底。通过计算法向恢复系数 $\alpha_{\perp}$ 和切向恢复系数 $\alpha_{\parallel}$ 即可确定流动方向的改变量。 $\alpha_{\perp}$ 定义为射流经网面折射后与入射前的速度在垂直于网面方向分量的比例;而 $\alpha_{\parallel}$ 定义为切向速度分量的比例。

在 e_y 方向上由动量定理

$$\rho_1 Q_1 v_1 \cos \alpha - \rho_2 Q_2 v_2 \cos(\alpha + \theta) = \iint (P_1 - P_2) dS \quad (16)$$

将式(14)代入式(16)中并利用连续性方程简化,表示出法向恢复系数为

$$\begin{aligned} \alpha_{\perp} &= \frac{v_2 \cos(\alpha + \theta)}{v_1 \cos \alpha} \\ &= 1 - \frac{C_3 \mu}{\rho_1 v_1 \cos^2 \alpha} - \frac{C_4}{\cos^2 \alpha} \end{aligned} \quad (17)$$

其中, $C_3 = C_1 \frac{(1-\epsilon)^2 B}{\epsilon^2 D_p^2}$, $C_4 = C_2 \frac{(1-\epsilon) B}{\epsilon^2 D_p}$ 分别为填充床在层流区域和湍流区域对应的损失系数,其大小完全由网面的几何特征决定。

同理在 e_x 方向上由动量定理

$$\rho_1 Q_1 v_1 \sin \alpha - \rho_2 Q_2 v_2 \sin(\alpha + \theta) = -F_{\parallel} \quad (18)$$

其中,切向力 $F_{\parallel}$ 主要考虑黏性流体与网面的摩擦作用,应用牛顿内摩擦定律表示出切向力为

$$-F_{\parallel} = \iint \mu \frac{\partial v}{\partial y} dS = \mu \frac{v_1 \sin \alpha}{\delta} \cdot \frac{\pi d^2}{4 \cos \alpha} \quad (19)$$

其中, δ 表示边界层厚度,在等效网孔直径为 d_p 的网面上其数量级可以近似为^[8]

$$\delta \sim \left(\frac{\mu d_p}{\rho v} \right)^{1/2} \quad (20)$$

将式(19)、式(20)代入式(18)求出切向恢复系数为

$$\alpha_{\parallel} = \frac{v_2 \sin(\alpha + \theta)}{v_1 \sin \alpha} = 1 - \frac{1}{4 \cos \alpha} \left(\frac{1}{Re_p} \right)^{1/2} \quad (21)$$

其中, Re_p 为以等效网孔直径为特征长度的雷诺数。

利用图3中的几何关系,不难推导出射流偏折角表达式

$$\theta = \arctan \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} \tan \alpha - \alpha \quad (22)$$

2 实验设计

本实验中使用的实验设备如图4所示,利用水泵、储水箱、示液管、调压阀等元件构成一个稳定射流发射装置,在出管口前安装一个齿轮流量计,用于显示瞬时流量,通过调节示液管液面高度能够使出口流速稳定在1~3m/s。在射流正下方设置一个可控制倾角的卡网框,通过调节支撑脚位置能够将网面的水平倾角稳定保持在 $5^{\circ} \sim 80^{\circ}$ 内的任意一个角度。利用一台固定位置的相机(镜头垂直指向观察平面)从射流经过网面开始每隔2s记录一次流动图像,每6张图像为一组记录实验数据。

为了探究影响射流偏折的因素,我们分别选用了20、30、60、100、200目的不锈钢金属网(均为平纹编织网)进行实验,用以探究筛网目数的影

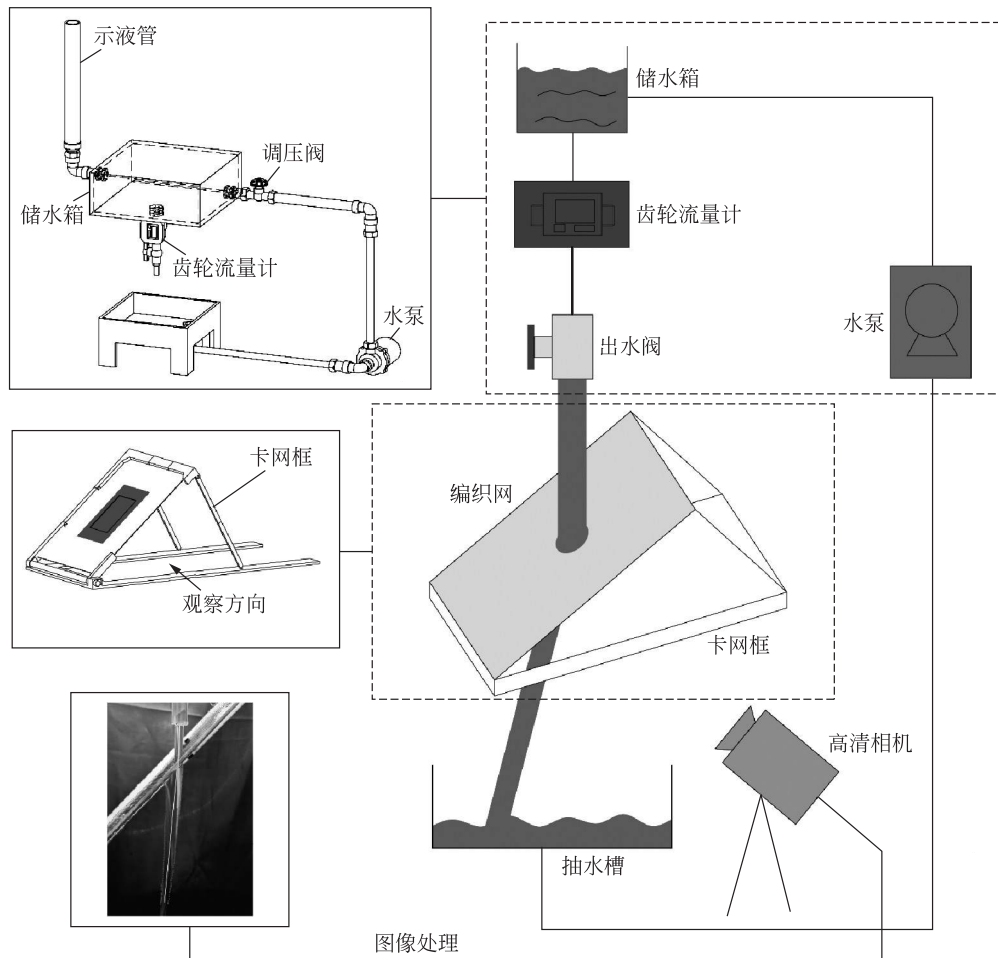


图4 实验装置

响;出管口直径分别选用 4mm、6mm、8mm 以探究直径的影响;除此之外还通过控制流速、筛网水平倾角来探究两者对射流折射的影响。

3 结果分析

3.1 偏折角度的影响因素

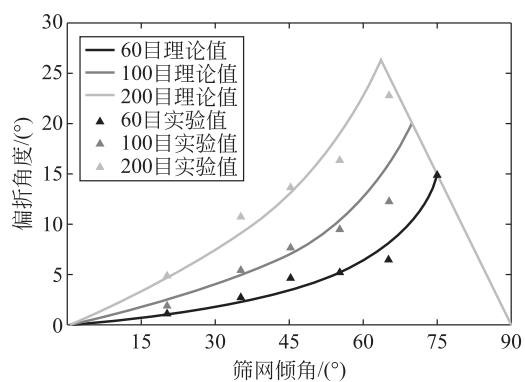
在理论模型中,当给定流速的射流撞击倾角、目数一定的网面时,所产生折射流的偏折方向是一定的,且可以通过式(22)计算出对应的偏折角。我们取实验现象较为明显的几组数据代入理论公式与数值模拟中进行比较,分别取倾角为 20° 、 35° 、 45° 、 55° 和 65° 的筛网实验数据、数值模拟数据和 $0\sim 90^\circ$ 的理论值进行对照,结果如图 5 所示。

首先从理论偏折角变化曲线不难发现:在一定范围内,随着筛网倾角 α 增大,偏折角也不断增大。而当倾角达到某个阈值之后,偏折角开始直

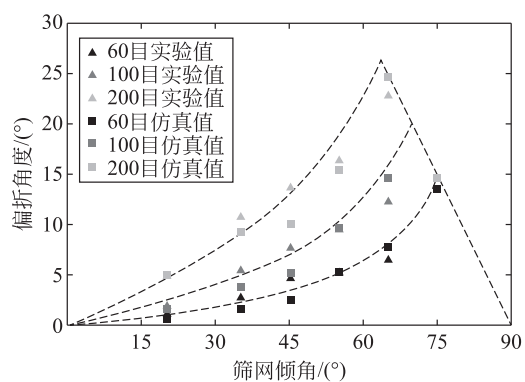
线减小到 0。我们将这个阈值定义为临界倾角 α_c ,由于图像先增后减的特点, α_c 对应的偏折角度也是该条件下的最大偏折角,不同组别的数据对比表明 α_c 及其对应的最大偏折角的大小均与筛网目数有关。依据图 6 中的结果不难发现,当筛网倾角达到并超过 α_c 时,偏折角与筛网倾角互为余角,这样的结果表明从网面流出的折射流速度方向是几乎平行于网面的,也就形成了图 6(h)中的“贴网流动”现象。

在理论模型中能直接影响偏折角度的参数有倾角 α 和两恢复系数比值 $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$,我们将切向恢复系数与法向恢复系数的比值定义为偏折率,用 k 表示。依据式(22)的函数关系, k 越大偏折角度越大。

在图 7(a)中,切向恢复系数在筛网倾角小于 75° 时随倾斜角度变化幅度很小,只有当倾角接近 90° 时才迅速从 1 降低到 0,而且不同目数网面对



(a)



(b)

图5 偏折角度变化曲线

(a) 偏折角理论与实验值比较; (b) 偏折角实验值与仿真值比较

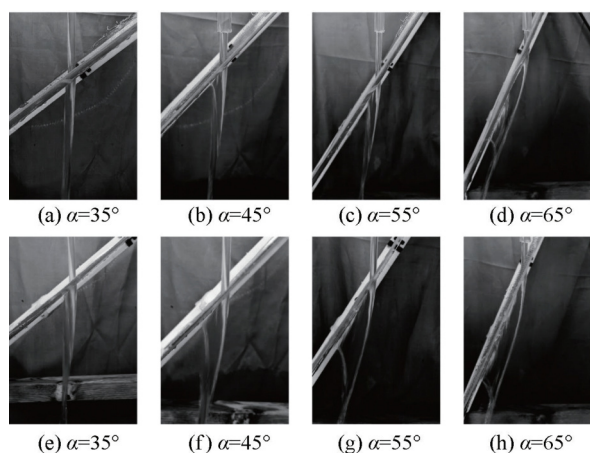
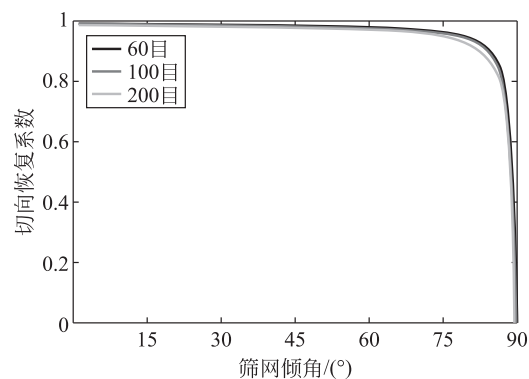
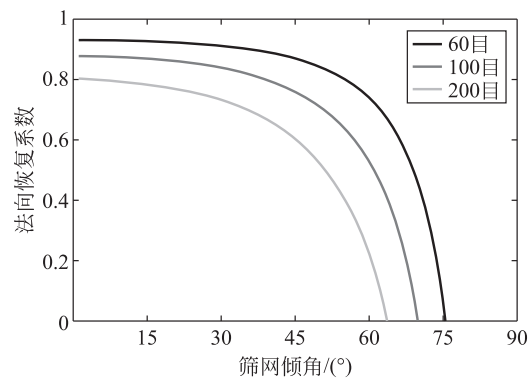


图6 射流折射部分实验结果,其中(a)~(d)为60目网面分别在35°、45°、55°、65°倾角的偏折情况;(e)~(h)为100目网面分别在上述倾角的偏折情况

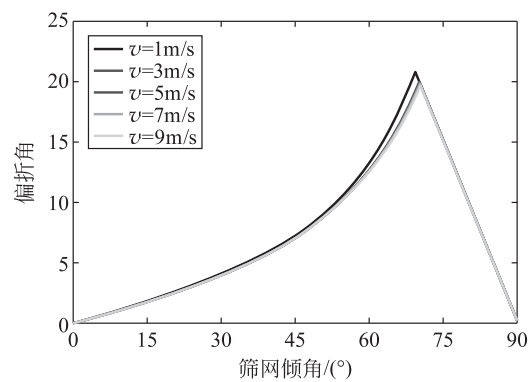
应的恢复系数差异很小,说明切向恢复系数并不是影响射流折射的主要因素。相比于切向恢复系数,图7(b)中法向恢复系数变化更均匀,更容易受筛目影响。仔细观察不难发现,图5中偏折角曲线中的极值点、图7(d)中偏折率曲线的归零点均



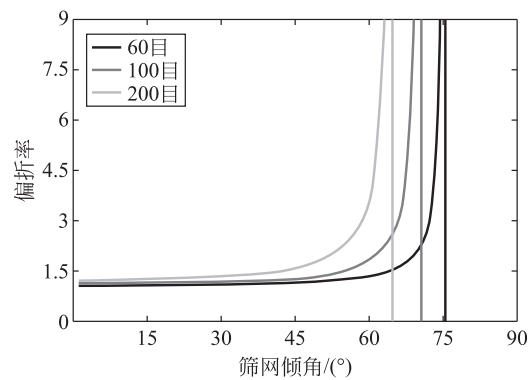
(a)



(b)



(c)



(d)

图7 偏折角影响因素

(a) 切向恢复系数变化; (b) 法向恢复系数变化; (c) 偏折角变化曲线; (d) 偏折率变化曲线

表 1 实验数据表

偏折角 度/筛网 倾角	20	35	45	55	65	75
60 目 理论值	1.17	2.33	3.44	5.11	8.03	14.7
60 目 实验值	1.5	2.9	4.8	5.5	6.8	15
100 目 理论值	2.47	4.86	7.08	10.34	15.87	15
100 目 实验值	2.2	5.8	8	9.7	12.6	15
200 目 理论值	4.65	9.08	13.12	18.88	25	15
200 目 实验值	5.2	11	14	16.7	23.1	15

与法向恢复系数的归零点相对应,这个点也就是前文所提到的临界倾角 α_c 。当法向恢复系数刚好归零时,流体在垂直与网面方向的流动被完全阻挡,也就形成了贴网流动现象,此时的筛网倾角便为临界倾角。

值得一提的是,图 7(b)曲线归零后,如果按照式(17)继续计算法向恢复系数将趋于负无穷,流体将发生“反弹”,这在表现为亲水性的不锈钢编织网上显然是不可能发生的,图 7(d)中偏折率的归零亦是如此。因此我们认为法向恢复系数归零后不再随倾角、目数增加而变为负值。实际实验中也是如此:流体发生贴网流动后,无论是增大倾角还是改用更细的网,均不会使这种稳定的流动发生改变。

对于速度因素的影响,我们在实验过程中发现这样一个现象:将水泵关闭之后,随着水位的下降射流的出口流速不断减小,然而照片中记录的偏折情况几乎没有差别,只有在水流难以连续时偏折现象才发生明显变化。结合图 7(c)中偏折角理论值与仿真结果可以得出结论:流速对射流折射的影响并不明显。这个特性决定了这一现象在工程中应用的泛用性:当冲击射流的流速发生改变时,下游射流的路径并不会发生突变,在一定程度上加大了对应装置的稳定性。

3.2 Fluent 数值模拟

在 Fluent 中可以通过设置多孔介质区域来

模拟筛网从而计算流体与网面作用下的压力梯度、动量损失以及流体-空气两相流混合速度等。在 Fluent 中,多孔介质的模型是通过在标准流体流动方程中添加一个动量源项。源项由黏性损失项(方程右侧第一项)和惯性损失项(方程右侧第二项)组成

$$S_i = - \left(\sum_{j=1}^3 D_{ij} \mu v_j + \sum_{j=1}^3 C_{ij} \frac{1}{2} \rho |v| v_j \right) \quad (23)$$

其中, S_i 是第 i 个(x 、 y 或 z)动量方程源项, $|v|$ 是速度大小, D 和 C 是规定矩阵,这个动量会通过建立一个与速度或速度平方成正比的压降来描述多孔介质单元内的压力梯度。

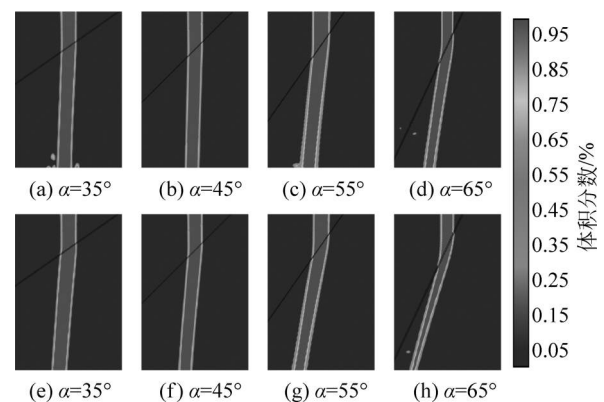


图 8 部分组别射流折射实验结果,其中(a)~(d)为 60 目网面分别在 35°、45°、55°、65°倾角的偏折情况。(e)~(h)为 100 目网面分别在上述倾角的偏折情况

表 2 60 目与 100 目仿真数据表

偏折角 度/筛网 倾角	20	35	45	55	65	75
60 目 理论值	1.17	2.33	3.44	5.11	8.03	14.7
60 目 仿真值	1	2	2.9	5.6	8.1	14
100 目 理论值	2.47	4.86	7.08	10.34	15.87	15
100 目 仿真值	2	4	5.4	10	15	15
200 目 理论值	4.65	9.08	13.12	18.88	25	15
200 目 仿真值	5.5	9.5	10.6	15.8	25	15

对比式(14)与式(23)可以发现,动量源项的形式与垂直于网面方向的压降十分相似,将多孔区域平面的方向矢量定义为网面的法方向。通过将冲击速度与式(14)得出的压降拟合为 $\Delta p = a \cdot v + b \cdot v^2$ 的形式,将 a 、 b 转化成式(23)中的两个系数代入法方向动量源项进行数值模拟。

利用上述方法我们依据实验参数代入对应初始条件得到射流折射仿真图像(如图 5(b)所示提取部分仿真图像偏折角与理论值对比)

不难注意到在式(17)、式(21)、式(22)中,偏折角度、速度恢复系数均与流体直径无关,在一组仿真对比中改变流体的直径(如图分别采用直径为 6mm、10mm、12mm 流体通过网面)对比发现当其通过相同倾角、相同目数网面时产生的偏折角度几乎没有差别,在该变化范围内此结论也通过了实验验证。

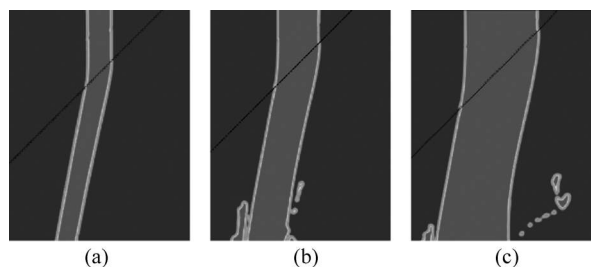


图 9 仿真中不同射流直径的影响对比

(a) $d=6\text{mm}$; (b) $d=12\text{mm}$; (c) $d=20\text{mm}$

在工程中,如果有面积与刚度足够大的网面,想要通过射流折射的方式改变较大直径流体的运动方向,只需要先进行一组小直径流体实验并根据工程需求设计出所需网面的孔隙率与倾角,即可满足实际工程中改变流体路径的需求。

3.3 其他网面的流动

流体与倾斜网面的作用结果共有三种:内偏折(图 10(a))、外偏折(图 10(b))与贴网流动(图 6(h))。理论部分中的情况以内偏折情况为主,其作用机理是减小流体垂直网面方向动量从而使过网速度方向发生改变,由于网面切向与法向的阻碍能力不同,导致过网后的速度总是沿偏向网面方向。

外偏折则与其相反,其特征为切向恢复系数 $\alpha_{\parallel}=0$,而法向恢复系数 $\alpha_{\perp}\approx 1$ 。计算得出偏折角度 $\theta<0$,也称为负角度折射。发生这种现象是因为流体在通过网面时沿网面方向的动量几乎会全

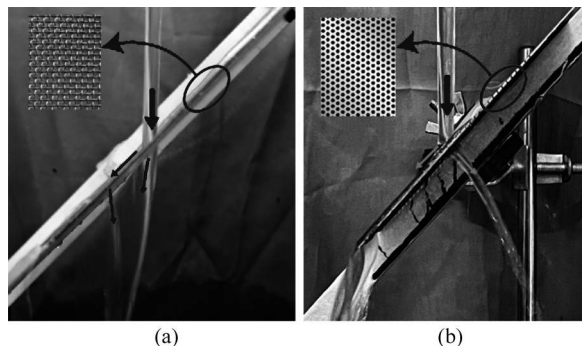


图 10 内偏折与外偏折作用结果

(a) 内偏折流动; (b) 外偏折流动

部损失掉,从而使得只有沿垂直于网面方向的流体可以经很小的阻力通过网面,这样的过网速度总是朝着背离网面的方向。

当筛网倾角大到一定程度时,此时流体的法向恢复系数 $\alpha_{\perp}=0$,计算得出偏折角度 $\theta=\frac{\pi}{2}-\alpha$,这种情况流体垂直于网面方向的动量很小,经阻碍后流速的法向分量几乎为 0,因此穿过网面后会贴着网面流动,流动方向与网面法线方向垂直,因此偏折角度与筛网水平倾角互余。

4 结语

本文主要研究了水射流撞击倾斜筛网后,由于筛网法向阻碍作用而产生的射流折射现象。利用填充床模型来描述流体在穿过网面过程中的流动状态,求出了流体通过填充床产生的压降,再使用两个速度恢复系数来描述流体在网面法向、切向的动量损失。通过实验对照和仿真模拟得到了偏折角随各个参数的变化特点,得出结论:(1)偏折现象的实质是流体经过网面时受到的法向阻力大于切向阻力,导致过网后的速度总是沿偏向网面方向;(2)随着筛网倾角的增大,偏折角先增大达到极值后发生贴网流动,此时偏折角等于筛网倾角的余角,不断减小到零,极值和极值点都受筛网目数的影响;(3)流体的流速和直径对折射现象的影响很小,这也表明对偏折现象有着决定性影响的网面因素(种类、目数和倾角)不变时,改变流体特征(流速、直径)并不会对结果产生很大影响。这种通用性在工程中有很大的优势,如一组预先设定好的流体输运线路可以在运输不同流量流体

时都具备适用性。

参 考 文 献

- [1] TANG Y Y, SU M J, CHU G W, et al. Impact phenomena of liquid droplet passing through stainless steel wire mesh units[J]. Chemical Engineering Science, 2019, 198: 144-154.
- [2] PIROIRD K, CLANET C, LORENCEAU É, et al. Drops impacting inclined fibers[J]. Journal of Colloid And Interface Science, 2009, 334(1): 70-74.
- [3] HUNG L, YAO S. Dripping phenomena of water droplets impacted on horizontal wire screens[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2002, 28(1): 93-104.
- [4] SEUNGGEOL R, PROSENJIT S, YOUNGSUK N, et al. Water penetration through a Superhydrophobic Mesh During a Drop Impact[J]. Physical Review Letters, 2017, 118(1): 014501.
- [5] ZHANG J, LUO Y, CHU G, et al. A hydrophobic wire mesh for better liquid dispersion in air[J]. Chemical Engineering Science, 2017, 170204-212.
- [6] UDDALOK S, TAMAL R, SOUVICK C, et al. Post-Impact behavior of a droplet impacting on a permeable metal mesh with a sharp wettability step[J]. Langmuir: the ACS journal of surfaces and colloids, 2019, 35(39): 12711-12721.
- [7] JONES A, NOLAN P F. Discussions on the use of fine water sprays or mists for fire suppression[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 1995, 8(1): 17-22.
- [8] SHASHWATA M, TAMAL R, RANJAN G, et al. Jet impact on superhydrophobic metal mesh[J]. Langmuir: the ACS journal of surfaces and colloids, 2021, 37(9): 2891-2899.
- [9] SYMONS E P. Normal impingement of a circular liquid jet onto a screen in a weightless environment[R]. Cleveland, Ohio: Lewis Research Center, National Aeronautics and Space Administration, 1976.
- [10] ARMOUR J C, CANNON J N. Fluid flow through woven screens[J]. AIChE Journal, 1968, 14(3): 415-420.
- [11] FOUST A S. Principles of Unit Operations[M]. London: John Wiley & Sons, 1960.
- [12] 孔珑, 田名振, 蔡国琰, 等. 工程流体力学[M]. 4版. 北京: 中国电力出版社, 2014.
- KONG L, TIAN M Z, CAI G Y. Fluid mechanics in engineering[M]. 4th Edition, 2014. (in Chinese)
- (in Chinese)
- [15] 孙文正. 本科生医学物理临床培训的实践与思考[J]. 中国继续医学教育, 2022, 14(22): 163-7.
- SUN W Z. Practice and thinking about undergraduate clinical training in medical physics[J]. China Continuing Medical Education, 2022, 14(22): 163-7. (in Chinese)
- [16] 骆科林, 刘湘乡, 胡金有, 等. PyRERT: 面向放射治疗研究的 Python 环境[J]. 中国医疗器械杂志, 2023, 47(2): 135-9.
- LUO K L, LIU X X, HU J Y, et al. PyRERT: Python research environment for radiation therapy[J]. Chinese Journal of Medical Instrumentation, 2023, 47(2): 135-9. (in Chinese)
- [17] 李亚飞, 高鹏, 戎军艳, 等. 锥束 X 线发光断层成像/CT 同步成像控制系统实现[J]. 医疗卫生装备, 2017, 38(9): 1-4+11.
- LI Y F, GAO P, RONG J Y, et al. Synchronous imaging control system for two modes of cone beam X-ray luminescence CT and CT[J]. Chinese Medical Equipment Journal, 2017, 38(9): 1-4+11. (in Chinese)
- [18] 高鹏, 戎军艳, 廖琪梅, 等. MicroCT 系统软件平台的设计与实现[J]. 医疗卫生装备, 2014, 35(12): 22-4.
- GAO P, RONG J Y, LIAO Q M, et al. Design and accomplishment of MicroCT system software platform[J]. Chinese Medical Equipment Journal, 2014, 35(12): 22-4. (in Chinese)
- [19] 黄沐瑶, 李瑞婧, 叶苏霖, 等. 基于 CT 影像的 NaLuF₄: 20% Gd³⁺ 纳米粒在体分布研究[J]. 空军军医大学学报, 2022, 43(8): 838-41.
- HUANG M Y, LI R J, YE S L, et al. In vivo distribution of NaLuF₄:20% Gd³⁺ nanoparticles based on CT images[J]. Journal of Air Force Medical University, 2022, 43(8): 838-41. (in Chinese)
- [20] 刘文磊, 戎军艳, 高鹏, 等. 基于投影域数据恢复的低剂量 CT 稀疏角度重建[J]. CT 理论与应用研究, 2013, 22(3): 421-8.
- LIU W L, RONG J Y, GAO P, et al. Sparse-view reconstruction from restored low-dose CT projections[J]. CT Theory and Applications, 2013, 22(3): 421-8. (in Chinese)
- [21] LIU T, RONG J, GAO P, et al. Regularized reconstruction based on joint L(1) and total variation for sparse-view cone-beam X-ray luminescence computed tomography[J]. Biomedical Optics Express, 2019, 10(1): 1-17.
- [22] ZHANG X, LAN B, WANG S, et al. Low-dose X-ray Excited Photodynamic Therapy Based on NaLuF₄: Tb³⁺-Rose Bengal Nanocomposite[J]. Bioconjugate Chemistry, 2019, 30(8): 2191-200.