

87.1083
RMT
3

1963年铁路科学技术论文报告会文集

3

蒸汽机车



1963年铁路科学技术论文报告会文集

第 3 輯

蒸 汽 机 車

热力機車及材料工艺

专业會議学术委员会选編

人 民 鐵 道 出 版 社

1964年·北京

1963年铁路科学技术论文报告会文集

第 3 輯

蒸 汽 机 車

热力機車及材料工艺专业會議学术委员会选編

人民铁道出版社出版、发行

(北京市霞公府甲24号)

北京市书刊出版业营业許可証出字第 010 号

人民铁道出版社印刷厂印

书号1975 开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ 印张 8 字数 187 千

1 9 6 4 年12月第 1 版

1 9 6 4 年12月第 1 版第 1 次印刷

印数 0001—920 冊 定价 (科六) 1.00 元

目 录

乏汽引射通风.....	1
导风器在建设型机车上的应用.....	42
改善友好型机车牵引热工性能的几项简易措施.....	59
建设型机车在运营线上的牵引热工性能的探讨.....	83
蒸汽机车耗水量速算尺简介.....	108

乏 汽 引 射 通 风

唐山铁道学院 孙竹生

内 容 提 要

本文总结了过去的关于乏汽引射通风装置的理论研究和试验结果,并应用紊流射流方面的研究成果,试图从理论上重新阐明乏汽引射过程,比较全面地联系通风装置的几何参数与主要工作特性的关系,提供关于提高通风效率的措施,并指出进一步研究的问题。

一、对已有研究成果的评述

自从铁路成为主要运输力量以来,人们对于蒸汽机车的乏汽引射通风装置进行过许多理论研究和试验工作。例如:1863年G. Zeuner^[1]利用能量平衡方程式联系了通风装置的主要几何参数与工作特性的关系,1910~1913年Strahl^[2]又对Zeuner的研究作了补充;1932年E. Young^[3]作了大量的试验研究;1935年К. Баулин^[4]利用动量方程式分析了引射器的工作。后来,С. Смирятников^[5]、Н. Белокопъ^[6]、И. Суровцев^[7]、Е. Бартош^[8]等又结合能量方程式或动量方程式和一些经验统计资料继续通过试验进行了分析研究,但是所有这些研究基本上都没有触及引射过程的实质,所以没有能够完全找出通风装置的内在联系,正确建立通风装置的几何参数与工作特性的关系,并提出可靠的设计方法和提高通风效率的有效措施。因此长期以来,一般不得不以经验设计作为设计蒸汽机车通风装置的主要手段。然而他们的研究,从不同的角度上反映了通风装置的工作特性和各种问题,积累了极其丰富的试验数据和有益的经验。这些资料十分有助于机车通风问题的进一步解决。

另一方面,1925年L. Prandtl^[9]、1926年W. Tollmien^[10]、1936年Г. Абрамович^[11]等相继建立并发展了二元紊流理论,1947~48年,П. Конаков^[12]和Г. Абрамович^[13]开始把紊流理论应用到引射器上,为解决乏汽引射通风问题提供了实际可能性。

引射器的用途比较广泛,铁路以外的科学家,特别是热能方面的科学家,对引射器有不少研究,可供参考。不过单纯地引用一般引射器的研究成果,不能解决蒸汽机车通风装置的问题,因为蒸汽机车通风装置有它自己的结构特点和工作特点。在结构上,因机车高度受界限的限制,容纳不下具有合理长度的混合室(为自身直径的6~8倍)和合理长度的扩压器,不得不用单一的烟囱(一般长度为自身直径的1.5~2.5倍)来代替混合室和扩压器。在工作上,蒸汽机车通风装置既影响锅炉工作又影响汽机工作,因此除完成通风任务外还要求它在有限的烟囱高度内具有最高的效率。

此外,一些先进司机关于提高通风装置效率的建议,对发展通风理论也有很大启发。例如1952年苏联司机К. Золотарев在ФД型机车上加长了内外烟囱,使通风效率由0.08提高到0.12,乏汽喷嘴截面积扩大25%,平均节约燃料2~3%^[14],曾引起了苏联铁路科学工作者们的注意,使МЭМИТ、РИИЖТ、МВТУ、ЦНИИ、ЦИЛМТРМАШ等单位同时重新开

展了对通风装置的研究, 寻求阐明这一现象的理论和更合理的设计。

在1952~1957年的一段时期里, 人们对于蒸汽机车通风装置的研究取得了显著的成绩, 其中引人注意的有: П.Конаков、К.Аксёнов、В.Смарнов等关于应用紊流理论的研究[15]; Е.Бартош关于应用Н.Белоконь的压差理论的研究[8]; А.Чирков对于压差来源的阐明[16]; И.Мишкович关于四孔喷嘴、双烟囱[17]、喷嘴上加帽套、环形烟囱等[18]的试验研究; А.Giesel—Gieslingen设计的多孔喷嘴扁烟囱[19]等。

Конаков提出了自己的关于自由紊流射流的计算公式, 也强调指出了烟囱有效高度的重要性, 并提出了四喷嘴四烟囱的方案。但他只是简单地移植了紊流理论, 没有结合蒸汽机车乏汽引射通风装置的特点阐明自由紊流射流公式的应用条件; 没有解释出引射过程中产生的某些现象, 如: 射流内的真空度低于周围的真空度; 引射系数和射流轴向速度随通风强度或通风阻力的变化而变化等。他否定了利用导向器给燃气以适当的轴向速度可以起提高通风效率的作用, 错误地把气流进入烟囱以后的流线当作自由射流的流线并据以决定烟囱喉部直径和下部形状。这样, 容易造成额外的入口损失并增大燃气对射流的法向冲击的影响。Конаков没有在能量平衡方程式中计入射流内的真空度所加于烟囱的负荷, 所以实际通风效率比计算所得的通风效率要小25%左右。1956年我们在 JF 型机车上的试验结果是: 按照 Конаков理论设计的通风装置不能提高通风效率。

图1~4表示 Бартош 所引用的按自由引射原理工作的通风装置的试验结果。图中:

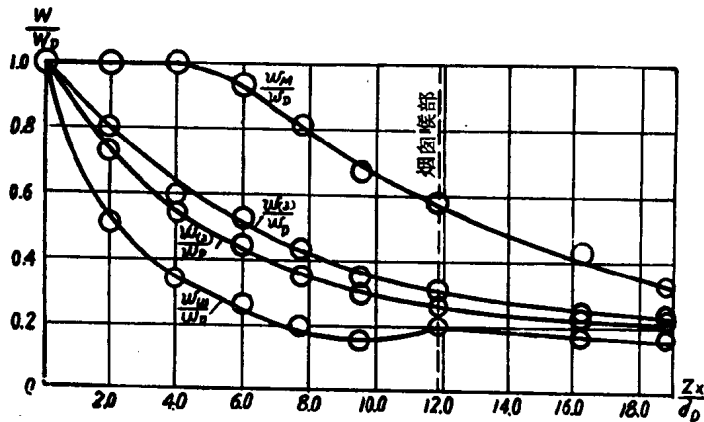


图1 射流的无因次速度与无因次距离的关系

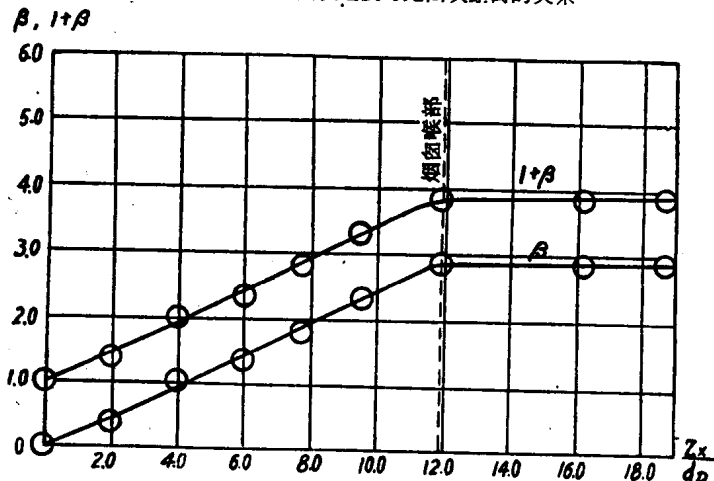


图2 引射系数、流量系数与无因次距离的关系

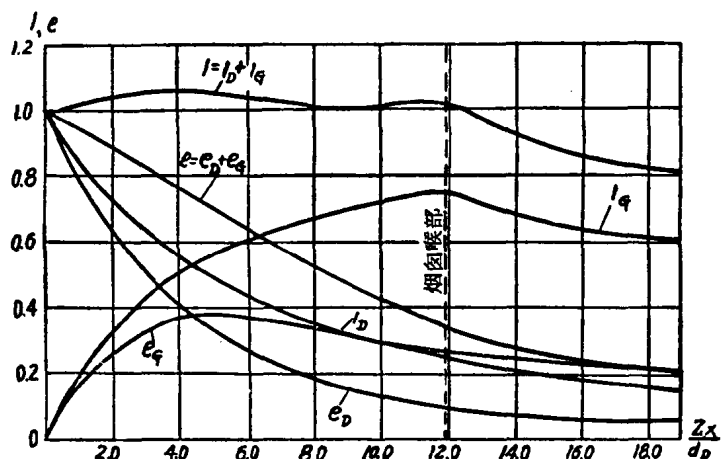


图3 动量系数、动能系数与无因次距离的关系

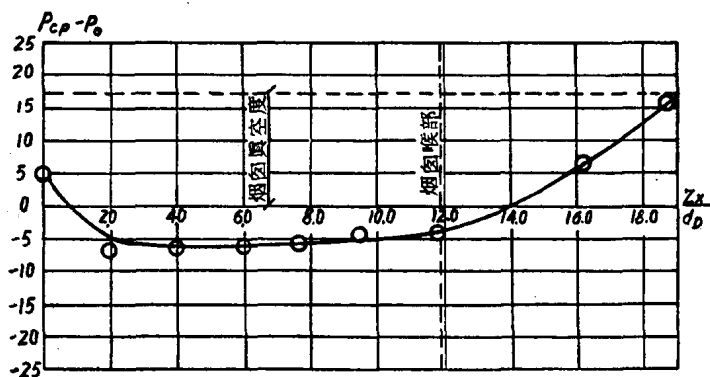


图4 射流内的平均真空度与无因次距离的关系

w_m ——射流的轴心速度,

w_D ——引射气体离开喷嘴时的速度,

$\beta = \frac{G}{D}$ ——引射系数,

G ——被引射气体的流量,

D ——引射气体的流量,

$p_{cp} - p_0$ ——射流内部平均压强与周围压强之差,

Z_x ——指定截面至喷嘴的距离,

d_D ——喷嘴直径,

$$\frac{w_{(1)}}{w_D} = \frac{1}{F_x} \int \frac{w_i}{w_D} dF_i \quad \text{——射流的无因次平均流量速度,}$$

$$\frac{w_{(2)}}{w_D} = \frac{\int \left(\frac{w_i}{w_D} \right)^2 dF_i}{\int \frac{w_i}{w_D} dF_i} \quad \text{——射流的无因次平均动量速度,}$$

$$\frac{w_{(3)}}{w_D} = \sqrt{\frac{\int \left(\frac{w_i}{w_D} \right)^3 dF_i}{\int \frac{w_i}{w_D} dF_i}} \quad \text{——射流的无因次平均动能速度,}$$

$$1 + \beta = \frac{w_{(1)} F_x}{w_D F_D} = \int \frac{w_i}{w_D} d\left(\frac{F_i}{F_D}\right) \text{——流量系数,}$$

$$I = \frac{I_x}{I_D} = (1 + \beta) \frac{w_{(2)}}{w_D} \text{——动量系数,}$$

$$e = \frac{E_x}{E_D} = (1 + \beta) \left[\frac{w_{(3)}}{w_D} \right]^2 \text{——动能系数.}$$

Белоко́нь、Бартош 十分重视从这些试验中发现的射流与其周围的压差(图4)和射流动量的增量(图3)。他们认为只有压差才可能使一流体流向另一流体, 因而既否定了 Сыромятников 的表面摩擦论, 也否定了紊流混合(即紊流摩擦)论。Аксёнов 在按 Конаков 理论进行的试验中, 也同样发现了这种现象, 但 Аксёнов 认为这是紊流混合的结果, 而不是混合的原因。可见 Конаков 和 Белоко́нь, 或者说 Аксёнов 和 Бартош 的见解是完全对立的, 但是两者都没有对这个现象进行进一步的理论探讨。Белоко́нь 和 Бартош 从他们的假说出发竟将这个压差与引起燃气轴向速度的压头混为一谈, 并把提高通风效率的措施着重于导向器的设置上。的确, 利用导向器给燃气以适当的轴向流速可以减少混合时产生的冲击损失, 但是应该看到, 燃气的轴向速度是由烟囱引起的真空得来的, 因此, 当烟囱效率不高时, 亦即 $\frac{l_0}{d_2}$ 值不大时, 导向器的作用不大。为提高烟囱效率, Бартош 把烟囱上部作成先直筒而后锥筒的形状。但在一般情况下, 烟囱的 $\frac{l_0}{d_2}$ 值不大, 先直后锥的烟囱, 其效果未必比全锥的好。由图5: 按 Белоко́нь 理论设计的通风装置, 其效率并不比 Золотарёв 的通风装置的高。

Бартош 提出的关于烟囱喉部的动量方程式是不能成立的。因为这里的动量已因缩流而增大, 所以他所引入的“速度系数” $\varphi_s = 0.85$ 是不合理的。这样, Бартош 按动量公式等求得的烟囱喉部直径以及按 15° 的中心角求得的喷嘴距离完全是经验性的, 不适用于与他的试验条件相差较大的通风装置, 例如 $\frac{l_0}{d_2} > 3$ 的通风装置。正因 Бартош 不相信紊流混合理论, 所以他也同样地不能给出正确的计算导向器尺寸的公式。

Бартош 正确指出烟箱真空度与 $\varepsilon_0\%$ 成正比(ε_0 ——烟囱总效率), 以及增大 $\frac{l_0}{d_2}$ 值对于

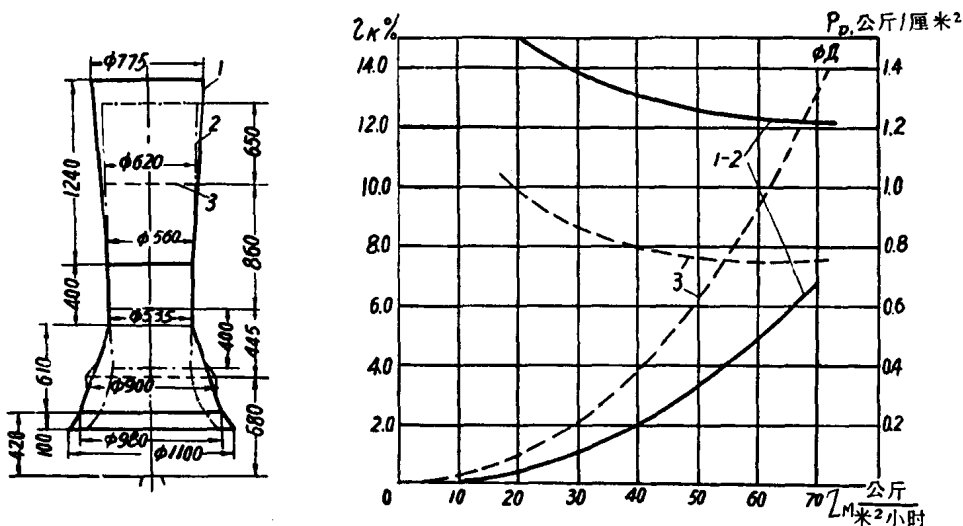


图5 ФД型机车的通风装置及其乏汽压力、通风效率与蒸发率的关系
1—Бартош的改进设计, 2—Золотарёв的改进设计, 3—原设计。

提高 η_θ 的作用。但他把气流入口速度场不均匀度对于烟囱扩压损失的影响当作了与 $\frac{l_\theta}{d_2}$ 无关的值, 得出了错误的表示烟囱总效率 η_θ 与烟囱锥角 2δ 及 $\frac{l_\theta}{d_2}$ 的关系的曲线—— $\eta_\theta = f(2\delta, \frac{l_\theta}{d_2})$, 等于否定了 $\frac{l_\theta}{d_2} > 3$ 的好处, 而与他自己的设想和所引用的试验结果相矛盾。

关于压差是紊流混合的结果还是混合的原因的争论, 由 А. Чирков 的研究得到了解决。他首先利用流量方程式、能量方程式和动量方程式, 得下列三方程式:

$$1 + \beta = R_G D \int_0^R \frac{w_z p r dr}{T[(1-x)c_R + x]} \quad (1)$$

$$\beta c_i + 1 = R_G D \int_0^R \frac{w_z p}{T} r dr \frac{c_i x + (1-x)}{x + (1-x)c_R} \quad (2)$$

$$1 + \beta \frac{w_G}{w_D} = \frac{2\pi}{D w_D} \left\{ \frac{1}{R_G} \int_0^R \frac{w_z^2 p r dr}{T[x + (1-x)c_R]} + p_0 g \int_0^R r dr - g \int_0^R p r dr \right\} \quad (3)$$

式中: β ——引射系数,

R_D ——乏汽的气体常数,

R_G ——燃气的气体常数,

$$c_R = \frac{R_D}{R_G},$$

D ——乏汽流量,

G ——燃气流量,

w_D ——乏汽喷射速度,

$$x = \frac{dG}{dG + dD} \text{——燃气浓度,}$$

r ——烟囱喉部任意点至轴心的距离,

R ——烟囱喉部半径,

w_z ——射流在距轴心 r 处的速度,

p ——射流在距轴心 r 处的压强,

T ——射流在距轴心 r 处的温度,

i_G ——滞止燃气的焓,

i_D ——滞止乏汽的焓,

$$c_i = \frac{i_G}{i_D},$$

g ——重力加速度,

p_0 ——烟箱内的燃气压强。

又据混合过程为等焓增熵过程, 写第四方程式,

$$dp = \frac{-T ds}{Av}$$

或

$$p_0 - p = \frac{T ds}{A 2\pi r dr w_z}$$

式中: A ——功的热当量,

v ——射流容积流量,

ds ——熵的增量。

混合过程由热交换、扩散和紊流运动合成。在扩散和紊流运动中，机械能转化为热能。于是：

$$ds = ds_{m_0} + ds_{\partial u \phi} + ds_{mm};$$

式中： ds_{m_0} ——两气体间进行热交换所增的熵；

$ds_{\partial u \phi}$ ——射流扩散（膨胀）所增的熵；

ds_{mm} ——紊流运动所增的熵。

最后得第四方程式 $p = F(p_0, r)$ ：

$$p = p_0 \frac{1}{1 + \frac{1}{(1-x)c_R + x} \left\{ x \tau_G \ln \left[\frac{p T}{p_0 T_G} \cdot \frac{(1-x)c_R + x}{x} \right] + \right.} \\ \left. + (1-x) c_R \tau_D \ln \left[\frac{p T}{p_0 T_D} \cdot \frac{(1-x)c_R + x}{(1-x)c_R} \right] + \right.} \\ \left. \frac{1}{c^2 z^2 \left(\frac{\partial w_z}{\partial r} \right)^2} \right\} + \frac{1}{g R_G T} \quad (4)$$

式中： C ——prandtl常数，

z ——由射流极点至指定截面的距离，

T_G ——燃气温度，

T_D ——乏气喷出后的温度，

$$\tau_G = \frac{T_G - T}{T \ln \frac{T_G}{T}},$$

$$\tau_D = \frac{T_D - T}{T \ln \frac{T_D}{T}}.$$

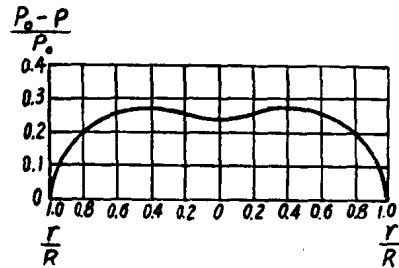


图6 射流内真空度与其周围气流压强的比值与无因次半径的关系

根据试验所得的 $w = f(w_m, r)$ 、 $T = \Phi(T_m, r)$ 和 $x = \theta(x_m, r)$ ，可求得以上四个方程的解。

图6表示 Б.Стефановский^[20] 利用上式求得的射流内真空度与其周围气流压强的比值与无因次半径的关系。计算时取汽的喷射速度 $w_D = 390$ 米/秒、喷嘴直径 $d_D = 0.015$ 米、 $T_G = 523^\circ K$ ($250^\circ C$)、 $T_D = 403^\circ K$ ($130^\circ C$)、 $Z = 1.00$ 米、紊流系数 $a = 0.08$ 、 $C = 0.016$ 、

$$\frac{w_z}{w_m} = \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^2, \quad \frac{T - T_G}{T_m - T_G} = \frac{x - x_G}{x_m - x_G} = \sqrt{\frac{w_z}{w_m}} = 1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

由第(4)式可见，两气流的温差愈大，则压差也愈大。当两气流的温度相等时，压差较小，例如在 Абрамович 的试验中，以空气引射同温的空气时，压差不大。

Стефановский 曾就计算所得的压强场与实际测得的压强场进行了比较，证实 Чирков 的公式是正确的。反过来，利用 Чирков 的理论也就不难说明射流初始段内压差较大和动量增加得较多（图3）的原因。

这样，Чирков 证明了压差确是紊流混合的结果。同时，由此也可理解到，由于增熵而产生的压差对于引射是一种损失，它给烟囱增加了额外的负担（图4）。它决不是 Бартош 所设想的引起燃气轴向流速的压头。它的影响必须计入烟囱的能量平衡方程式中，否则就会象

Конаков那样得到偏高的计算效率*, 或者象 Бартош那样, 为了符合他的试验结果, 在能量平衡方程式中引入系数 φ ? (φ ——一个名不符实的“速度系数”)。至于表示混合过程的动量方程式, 因动量的变化不大(参看图3), 可仍按等压考虑。

Б. Стефановский 在 К. Баулин 公式的基础上提出了对应指定引射系数的最合宜的烟囱喉部截面面积值。但此值只适用于具有足够长度的直筒烟囱, 同时他也没有考虑到通风强度与通风阻力的统一关系对于通风效率的影响。

И. Мишкович 的试验研究指出, 利用四孔喷嘴、双烟囱、喷嘴上加帽套、环形烟囱[18]等均可均化气流在烟囱出口处的速度场, 以提高通风装置的效率。其中以环形烟囱的经济效果为最显著, 根据1957—58年在 $\Phi\Delta$ 型机车上运用的结果, 平均约节煤4%。这种通风装置, 不仅在理论上需要进一步阐明, 在结构上也还有改进的余地。

近来在西欧铁路上普遍推广 A. Giesel-Gieslingen 的多孔喷嘴扁烟囱结构[19]。据称这种通风装置的效率高达0.19, 接近于不受长度限制的引射器的效率。由于效率高, 不仅经济效果显著, 而且对锅炉通风阻力的变化(例如锅管阻塞)不致过分敏感。在某些西班牙[21]和英国[22]机车上, 采用这种通风装置并加装小烟管挡板节约了燃料达20~30%, 被认为是蒸汽机车上继过热器后的又一重大创造。的确, 在原来设计不良并经常运行于大坡道上的机车上采用这种通风装置是可能产生这样大的经济效果的。但在一般情况下, 平均约节煤4~5%[23]。关于这种通风装置的理论, 目前我们尚无文献可查。据文献[24]: 通风效率这样高的主要原因, 是由于燃气轴向流速的增大而减少了冲击损失。这样的说法是不确切的。据文献[22]: 采用这种通风装置可减少烟囱的摩擦损失和约20%的冲击损失。这种说法是对的, 但仍未指出效率所以这样高的根本原因。通风效率所以这样高的根本原因在于

烟囱上部长度 l_0 值大。
射流在烟囱喉部处的直径 d_2 值大。

本文试图通过理论研究和试验资料的综合分析完成下列任务:

1. 肯定紊流混合是引射的根本原因; 解释引射过程中可能发生的现象; 列出紊流射流的主要计算公式, 并指出其在蒸汽机车乏汽引射通风装置上的应用条件;
2. 阐明通风装置的主要参数与工作特性的关系;
3. 提出确定烟囱喉部直径、烟囱下部和上部的形状和尺寸的理论根据;
4. 提出提高通风效率的措施;
5. 指出进一步研究的问题。

二、通风装置的气流混合过程

通风装置的气体动力过程可划分为乏汽喷射过程、乏汽与燃气的混合过程、乏汽与燃气进一步混合和扩压的过程。

关于乏汽喷射过程早已有了充分的研究, 这里不再赘述。至于扩压过程, 将在后面另行阐述。

关于气流的混合过程, 在气体动力学中也已有充分的研究。掌握混合的物理性质, 对于进一步解决机车通风问题十分重要。关于混合的理论有三: 1. 表面摩擦; 2. 射流与其周围气流的压差; 3. 紊流混合(紊流摩擦)。

* 通过对 Конаков 文中列举的 П36—00、ОР—18—01、ТЭ5129、ТЭ5508 等型机车的试验结果的验算, 发现实际效率比计算效率约小25%。

表面摩擦的假说过百余年的历史, 甚至 С.С.Сиромятников 也认为射流与燃气接触的面积愈大, 则带出的燃气就愈多〔5〕。这种假说曾成为一些经验设计和说明四孔喷嘴、菊花喷嘴的优越性的理论根据。但实践和已经充分成熟的紊流理论证明表面摩擦的假说不能成立。设计正确的四孔喷嘴和菊花喷嘴之所以优越, 是因为在有限的烟囱长度内气流在烟囱出口处的速度场比较均匀的缘故〔18〕。为了得到高通风效率, 出口速度场必须尽量均化; 为了均化出口速度场, 射流的布置总是带来很大的接触表面积。但反过来, 盲目增大接触表面积, 不可能提高通风效率。

压强场与浓度场的不一致性足以说明压差的假说同样不能成立。Чирков 更从理论上证明了压差是紊流混合——等熵增熵过程的必然结果〔16〕。

通常, 射流都是紊流〔25〕。这种扩散的自由射流(图7)的横向阵变分速会引起两气流小分子间的彼此移位, 从而在射流与周围流体之间建立物质的交换和冲量的交换。结果, 射流的边层逐渐扩大(在射流边层上, 各点的轴向分速等于零)。离喷嘴愈远, 则边层愈宽, 未经扰动的核心流愈益狭窄。到一定距离后, 未经扰动的核心流就会完全消失。这个截面称为转捩截面。转捩截面与喷嘴间的一段射流称为初始段射流。转捩截面后的射流称为主段射流。在主段里, 射流轴心速度继续降低, 边层继续扩大。射流最外边界的交点称为射流的极点。无论是等温的混合或非等温的混合, 无论是平面平行射流或轴向对称射流, 无论是在初始段里或是在主段里, 自由射流的速度场、浓度场、温度场、压强场都有一定的分布规律。例如在主段里, 在由极点引出来的同一条射线上, 射流的无因次速度——轴向速度与轴心速度的比值 $\frac{w_z}{w_m}$ 为定值。换言之, 在不同截面上, 射流的速度场总是相似的。这一关系可以用简便的 H.schlichting 公式〔26〕表示,

$$\frac{w_z}{w_m} = \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^2 \quad (5)$$

$$\text{或} \quad \frac{w_z}{w_m} = \left[1 - \left(\frac{\eta}{3.4} \right)^2 \right]^2 \quad (6)$$

式中: r ——在指定截面上, 射流某点至轴心的距离,

R ——在指定截面上, 射流边界的半径,

$\eta = \frac{r}{az}$ ——由极点引出的射线的无因次半径,

$\eta_{\max} = \frac{R}{az} = 3.4$ ——边界射线的无因次半径,

a ——射流的结构系数或紊流系数,

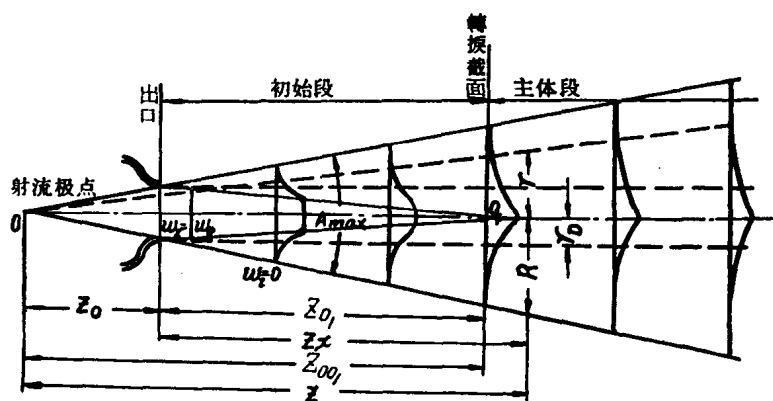


图7 自由射流

z ——由极点至指定截面的距离,

$$a\eta = \operatorname{tg} \frac{A}{2},$$

A ——射线中心角,

$A_{\max}$ ——对应 $\eta_{\max}=3.4$ 的射线中心角或射流扩散中心角。

(5) 或 (6) 式适用于被引射气流 (伴流) 的轴向流速等于零的情况。如果被引射气流的轴向流速 $w_G \neq 0$, 则 (5)、(6) 两式应改写为:

$$\frac{w_z - w_G}{w_m - w_G} = \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^2 \quad (7)$$

$$\text{或} \quad \frac{w_z - w_G}{w_m - w_G} = \left[1 - \left(\frac{\eta}{3.4} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^2 \quad (8)$$

下面用 Tollmien 法 [25] 求自由射流主体段的两个主要特性系数: 引射系数 β (被引射气体与引射气体的流量比) 及动能系数 e (混合气流与引射气流的动能比)。

设混合为等压过程 (理由见第 8 页)、被引射气体的轴向流速等于零、两气体的密度相同, 则动量方程可写为:

$$\int_0^r w_z^2 2\pi r dr = \pi r_D^2 w_D^2 = \text{常数}$$

从而得:

$$\frac{w_m}{w_D} = \frac{0.707}{\frac{az}{r_D} \sqrt{\int_0^{\eta} \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^2 \eta d\eta}} \quad (8')$$

式中: r_D ——喷嘴半径,

$$\int_0^{\eta} \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^2 \eta d\eta \text{ 值见图 8 } B_1 \text{ 线。}$$

$$\text{取 } \eta = 3.4, \text{ 得 } \int_0^{3.4} \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^2 \eta d\eta = 0.536,$$

$$\frac{w_m}{w_D} = \frac{0.96}{\frac{az}{r_D}} \quad (9)$$

在转换截面上, $\frac{w_m}{w_D} = 1$, 得:

$$\frac{az_{001}}{r_D} = 0.96$$

$$\frac{az_0}{r_D} = \frac{1}{3.4} = 0.294$$

$$az_{01} = 0.67 r_D \quad (10)$$

由流量方程 $dv = w_z 2\pi r dr$ 得:

$$1 + \beta = 2 \left(\frac{az}{r_D} \right)^2 \frac{w_m}{w_D} \int_0^{\eta} \frac{w_z}{w_m} \eta d\eta \quad (11)$$

或

$$1 + \beta = 2 \left(\frac{R}{\eta r_D} \right)^2 \frac{w_m}{w_D} \int_0^{\eta} \frac{w_z}{w_m} \eta d\eta \quad (12)$$

$$\int_0^{\eta} \frac{w_z}{w_m} \eta d\eta \text{ 值见图 8 } B_2 \text{ 线。}$$

$$\text{取 } \eta = 3.4, \text{ 得 } 1 + \beta = 1.92 \frac{az}{r_D} \int_0^{3.4} \frac{w_z}{w_m} \eta d\eta$$

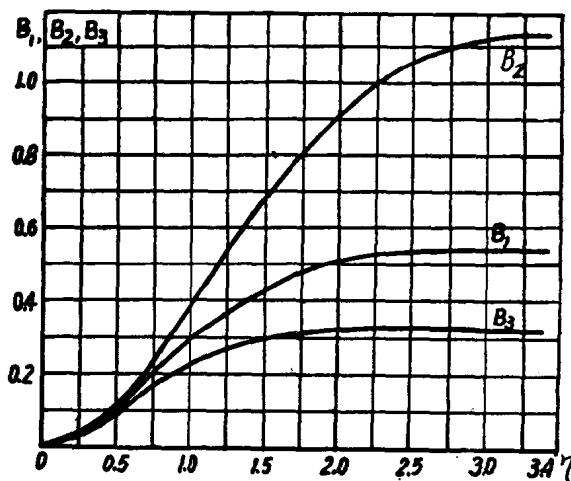


图 8 B_1 、 B_2 和 B_3 曲线

$$1 + \beta = 2.2 \frac{az}{r_D} \quad (13)$$

或

$$1 + \beta = 0.173 \left(\frac{R}{r_D} \right)^2 \frac{w_m}{w_D} \int_0^{3.4} \frac{w_z}{w_m} \eta d\eta, \quad (14)$$

$$1 + \beta \approx 0.2 \left(\frac{R}{r_D} \right)^2 \frac{w_m}{w_D}$$

由动能方程 $dE = w_z \rho \frac{w_z^2}{2} 2\pi r dr$ 得:

$$e = \frac{E}{\pi r_D^2 w_D \rho \frac{w_D^2}{2}} = 2 \left(\frac{w_m}{w_D} \right)^3 \left(\frac{az}{r_D} \right)^2 \int_0^\eta \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^3 \eta d\eta \quad (15)$$

$\int_0^\eta \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^3 \eta d\eta$ 值见图 8 B_3 线。

$$\text{取 } \eta = 3.4, \text{ 得 } e = \frac{1.77}{\frac{az}{r_D}} \int_0^{3.4} \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^3 \eta d\eta \quad (16)$$

$$e = \frac{0.585}{\frac{az}{r_D}} \quad (17)$$

或

$$e = \frac{1.29}{1 + \beta} \quad (18)$$

由 (13) 和 (17) 式可见, 距喷嘴愈远, 则流量系数愈大, 动能系数愈小。

下面是关于几个射流平均速度的概念。

由动量方程:

$$2 \left(\frac{w_m}{w_D} \right)^2 \left(\frac{R}{r_D} \right)^2 \int_0^\eta \left(\frac{w_z}{w_m} \right)^2 \eta d\eta = 1,$$

得

$$\frac{R}{r_D} = 0.963 \eta \frac{w_D}{w_m}$$

$$\text{取 } \eta = 3.4, \text{ 得 } \frac{R}{r_D} = 3.28 \frac{w_D}{w_m} \quad (19)$$

合并 (9) 和 (13) 式, 得

$$1 + \beta = 2.12 \frac{w_D}{w_m} \quad (20)$$

将 (19) 式代入, 得

$$1 + \beta = 0.645 \frac{R}{r_D} \quad (21)$$

相对平均流量速度:

$$\frac{w_{(1)}}{w_D} = \frac{1}{F} \int \frac{w_z}{w_D} dF = (1 + \beta) \left(\frac{r_D}{R} \right)^2 \quad (22)$$

将 (19)、(20) 式代入, 得:

$$\frac{w_{(1)}}{w_D} = 0.2 \frac{w_m}{w_D} \quad (23)$$

即: 在射流主体段中, 任一截面的平均流量速度为该截面的轴心速度的 20%。

相对平均动量速度:

$$\frac{w_{(2)}}{w_D} = \frac{\int \left(\frac{w_z}{w_D} \right)^2 dF}{\int \left(\frac{w_z}{w_D} \right) dF} = \frac{\frac{I}{w}}{\frac{I_D}{w_D}} = \frac{1}{1+\beta} \quad (24)$$

将 (20) 式代入 (24) 式, 得:

$$w_{(2)} = 0.48 w_m \quad (25)$$

即: 任一截面的平均动量速度为该截面的轴心速度的48%。

相对平均动能速度:

$$\frac{w_{(3)}}{w_D} = \sqrt{\frac{\int \left(\frac{w_z}{w_D} \right)^3 dF}{\int \left(\frac{w_z}{w_D} \right) dF}} = \sqrt{\frac{e}{1+\beta}} \quad (26)$$

合并 (9) 和 (17) 式, 得:

$$e = \frac{0.585}{\frac{az}{r_D}} = \frac{0.585}{0.96 \frac{w_D}{w_m}} = 0.61 \frac{w_m}{w_D} \quad (27)$$

合并 (20)、(26) 和 (27) 式, 得:

$$\frac{w_{(3)}}{w_D} = 0.54 \frac{w_m}{w_D} \quad (28)$$

即: 任一截面的平均动能速度为该截面的轴心速度的54%。

由上可知, 自由射流主体段的平均动能速度与平均动量速度的比值:

$$\tau = \frac{w_{(3)}}{w_{(2)}} = 1.13$$

平均动能速度与平均流量速度的比值:

$$\xi = \frac{w_{(3)}}{w_{(1)}} = \frac{1.13}{(1+\beta)^2 \left(\frac{r_D}{R} \right)^2} = 2.7$$

平均动量速度与平均流量速度的比值:

$$\psi = \frac{w_{(2)}}{w_{(1)}} = 2.4$$

设通风装置有导向器, 其中燃气轴向流速 (伴流速度) 为定值 w_G , 则在指定截面处, 射流的流量系数:

$$q = 1 + \beta' - i_w \left[\left(\frac{r}{r_D} \right)^2 - \left(\frac{r_a}{r_D} \right)^2 \right] = 2.2 \frac{az}{r_D} + i_w \left(\frac{r_a}{r_D} \right)^2$$

或

$$q = 0.2 \left(\frac{r_a}{r_D} \right)^2 \frac{w_m}{w_D} + i_w \left(\frac{r_a}{r_D} \right)^2$$

$$1 + \beta' = 2.2 \frac{az}{r_D} + i_w \left(\frac{r}{r_D} \right)^2 \quad (29)$$

或

$$1 + \beta' = 0.2 \left(\frac{r_a}{r_D} \right)^2 \frac{w_m}{w_D} + i_w \left(\frac{r}{r_D} \right)^2, \quad (30)$$

式中: β' ——有伴流时射流与导向器壁接触时射流的引射系数,*

$$i_w = \frac{\text{燃气轴向流速 } w_G}{\text{乏汽喷射速度 } w_D},$$

* 为区别于 (13) 式中关于 β 的概念, 将有伴流时的引射系数表示为 β' , 但在此后的计算中, 将不再作这种区别。

r ——导向器在指定截面处的半径,

r_a ——射流在指定截面处的半径,

z ——指定截面至极点的距离,

r_D ——喷嘴半径,

w_m ——射流在指定截面处的轴心速度。

在射流与导向器壁接触处, 射流的流量系数:

$$1 + \beta' = 2.2 \frac{az_C}{r_D} + i_w \left(\frac{r_C}{r_D} \right)^2 \quad (31)$$

$$\text{或} \quad 1 + \beta' = 0.2 \left(\frac{r_C}{r_D} \right)^2 \frac{w_{m,c}}{w_D} + i_w \left(\frac{r_C}{r_D} \right)^2 \quad (32)$$

式中: r_C ——射流与壁接触处的射流半径,

z_C ——射流与壁接触处至极点的距离。

相对平均动量速度:

$$\frac{w_{(2)}}{w_D} = \frac{1 + i_w \beta'}{1 + \beta'} \quad (33)$$

平均动能速度与平均动量速度的比值, 因误差不大 ($i_{w, \max} \approx 0.1$), 为简化起见仍取为:

$$\tau = \frac{w_{(2)}}{w_{(2)}} = 1.13$$

根据气体动力学方面的研究, 当射流在比其自身密度小的环境内推进时, 它的速度下降得慢。在蒸汽机车上, 乏汽温度虽然比燃气温度低, 但乏汽的气体常数比燃气的大, 因而二者的密度相差并不太大。参考Абрамович的研究结果[25], 可以认为 $\frac{w_m}{w_D}$ 的变化基本上和空气引射同温的空气时一样。所以燃气与乏汽的温差对于混合的影响可以不考虑。

在蒸汽机车上, 煤渣在燃气中的浓度很小, 参考Абрамович关于二相射流的研究[25], 其影响也可略去不计。

因此以上关于射流的公式可以直接应用于蒸汽机车的引射通风。

至于乏汽的脉动对于引射的影响, 据试验, 当喷汽频率超过每分百次时, 基本上和连续汽流的一样。

当通风强度比按 (31) 或 (32) 式算得的 β (或燃气流量 G) 所对应的燃气通道阻力小得多时, 出现下述现象。在导向器入口处伴流速度很小, 愈向上伴流速度愈小, 在靠壁处甚至可能为负值。射流下段照常裹带周围气体, 但在上段, 在射流与壁接触之前, 多余的射流边层气体会由滞止而向相反方向流动, 而包含着实际流量的射流里层则继续向上流动, 并开始扩流和降速[27], 直至与壁接触为止(图9)。正如Аксёнов的试验[15]所指出的那样, 这时在射流上中段出现涡流。这样, 燃气来量不能满足正常引射的需要, 实际的 β 值比按 (31) 或 (32) 式求得者小得多。

相反的, 当通风强度大于按 (31) 或 (32) 式算得的 β 所对应的燃气通道阻力时, 燃气的轴向速度增加, 实际的 β 值比按 (31) 或 (32) 式求得者大。

这说明, 为保证在指定的机车工况和通风装置结构下得

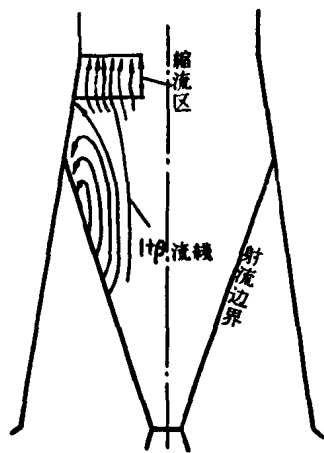


图9 射流上部的回流现象

到预期的 β 值, 要求通风强度等于对应这一 β 值的燃气通道阻力。同时也说明, 通风装置的结构或机车工况的改变, 必然导致 β 值的改变。

射流的扩散角与射流的结构系数 a 值直接有关。 a 与喷嘴形状、射流离开喷嘴时的速度分布、射流中的“自然紊流度”以及射流周围的环境有关。用人工制造紊流度可以提高 a 值, 缩短射流熄灭的距离。

a 是个实验值, 目前尚无可靠的计算公式。根据一些试验, 对于无伴流的射流, 圆喷嘴的 a 值为 $0.06 \sim 0.07$ 。设 $a = 0.065$, 则对应 $\eta = 3.4$ 的射流扩散中心角 $A = 25^\circ$, 一般试验测得 $A = 20 \sim 22^\circ$ * [8]。对于伴流速度 $= i_w w_D$ 的射流, 其扩散中心角为 [13]:

$$\frac{A}{2} = (1 - i_w) \arctg a \eta$$

或

$$\tg A_{i_w} = \tg A_{i_w=0} (1 - i_w) \quad (34)$$

三、通风装置的喷射、混合和扩压三过程的统一关系

通风装置的气体动力过程是喷射、混合和扩压三者的统一的过程, 必须加以综合研究。

(一) 通风强度和通风效率。依 22—33 截面 (图 10) 列能量方程式:

$$(D + G) \left(\frac{w_{2(s)}^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \right) = (D + G) \left(\frac{w_{3(1)}^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma} \right) + \Delta E_1 + \Delta E_2^{**} \quad (35)$$

式中: D ——乏汽流量,

G ——燃气流量,

$w_{2(s)}$ ——燃气在喉部处的平均动能速度,

g ——重力加速度,

p_2 ——烟囱喉部处的压强,

$\gamma = \frac{D + G}{\frac{D}{\gamma_D} + \frac{G}{\gamma_G}}$ ——混合气体的平均重量, ***

γ_D ——乏汽离开喷嘴时的重量,

γ_G ——燃气在烟箱内的重量,

$w_{3(1)}$ ——燃气离开烟囱时的平均流量速度,

p_a ——大气压力,

ΔE_1 ——由于烟囱内的扩流损失、摩擦损失和由于出口速度场不均匀而产生的附加出口损失合成的烟囱损失,

ΔE_2 ——由于燃气对射流的法向冲击使射流偏倚而产生的烟囱损失。

将 (35) 式写为:

$$\frac{p_a - p_2}{\gamma} = \frac{w_{2(s)}^2}{2g} - \frac{w_{3(1)}^2}{2g} - \frac{\Delta E_1}{G + D} - \frac{\Delta E_2}{G + D}$$

或

$$\frac{h + h_w + h_s}{\gamma} = \frac{w_{2(s)}^2}{2g} - \frac{w_{3(1)}^2}{2g} - \frac{\Delta E_1}{G + D} - \frac{\Delta E_2}{G + D} \quad (36)****$$

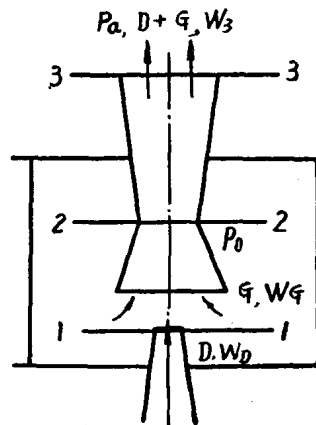


图10 通风装置的气体动力过程

* Δ 值差别的产生, 主要是因为边界附近的速度难于测出的缘故。

** 为将来利用第24图中试验数据, 仍按Смирнов的方法, 将出口损失分为按平均流量速度计的出口损失和由于出口速度场不均匀而产生的附加出口损失, 但在后面引入烟囱效率 η_0 和烟囱总效率 η_0' 两个不同的概念。

*** 取平均重量为较准确地计算扩压过程所必要。

**** 未计缩流的影响和导向器内的摩擦损失。