UNESP
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

Guaratinguetá
1978

cm 1 2 3 4 5 6 7 unesp 11 12 13 14 15 16 17 18

1110000160

UNESP
FACULDADE DE ENGENHARIA DE GUARATINGUETÁ

INJETORES
SISTEMÁTICA PARA DIMENSIONAMENTO

T621.694.2(043)
O48i

TRABALHO APRESENTADO COMO RE — QUISITO PARCIAL PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE LIVRE DOCÊNCIA.

000160

FACULDADE DE ENGENHARIA
DE GUARATINGUETÁ
BIBLIOTECA

160

Vagner José Oliva
Eng. Mecânico, M.C., D.C..

INJETORES - SISTEMÁTICA PARA DIMENSIONAMENTO

VAGNER JOSÉ OLIVA

Trabalho apresentado à Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá como parte dos quesitos para a obtenção do título de "Livre Docente".

Guaratinguetá, S.P.
Dezembro, 1978

À Helenice, minha esposa, à
meus filhos Alexandre Augusto
e André Luiz e aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Ao amigo Prof. Valdyr Alfredo Panneitz, pelas sugestões e orientações valiosas

Aos professores, técnicos e servidores da Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, pela ajuda que, direta ou indiretamente, emprestaram ao trabalho

À Sra. Mônica R.C. Fortes, Zélia de Araujo Pedran e ao Sr. Juarez R. da Cunha, pelo auxílio na elaboração dos originais

Aos meus amigos.

SUMÁRIO

Objetiva divulgar informações que, dentro de princípios generalizadamente válidos, venham fornecer o formato mais favorável de um injetor. O trabalho, fundamentado em equações devidas a G. Flügel, visa indicar soluções que venham reduzir a um mínimo a aplicação de valores e dados experimentais que ainda hoje desempenham papel importante no dimensionamento e na montagem dos injetores.

Basicamente fornece indicações sobre a largura mais favorável e o comprimento necessário da tubeira de mistura, como também sobre a forma mais adequada de afluência.

De início, desenvolve o equacionamento para o caso de material de arraste e material transportado serem iguais e, no final, traz a evolução para matérias diversas.

Como complemento apresenta detalhes técnicos de um injetor dimensionado segundo a técnica preconizada e que, montado e instalado se encontra em excelentes condições de funcionamento.

Í N D I C E

CAPÍTULO I. GENERALIDADES

1.1 Introdução 1

1.2 Princípios de Operação 2

1.2.1 Injetor de líquido 3

1.2.2 Injetor de vapor 3

1.3 Aplicações 5

1.4 Características 6

1.5 Vantagens 8

CAPÍTULO II. DIMENSIONAMENTO DO INJETOR BASEADO NA FÓRMULA DA ENERGIA

2.1 Introdução 10

2.2 Injetores para líquidos 11

2.3 Injetores para gases e vapores 16

CAPÍTULO III. CÁLCULO MAIS EXATO DO AUMENTO DE PRESSÃO E CONSTRUÇÃO MAIS ADEQUADA DA TUBEIRA DE MISTURA

3.1 Introdução 20

3.2 Injetores para líquidos 22

3.3 A construção mais favorável da entrada da tubeira de mistura 28

3.4 Injetores para gases e vapores 36

CAPÍTULO IV. DIMENSIONAMENTO COM BASE NO EFEITO TRANSPORTADOR DO JATO DE PROPULSÃO

4.1 Introdução 42

4.2 Injetores para líquidos 45

4.2.1 Mistura do jato à pressão constante 50

4.2.2 Mistura do jato com seção transversal constante 53

4.2.3 Aumento de pressão no difusor ... 58

4.3 Injetores para gases e vapores 62

4.3.1 Mistura do jato sob pressão constante 64

4.3.2 Mistura de jatos com seção transversal constante 66

4.3.3 Aumento de pressão no difusor ... 67

CAPÍTULO V. DIMENSIONAMENTO DE INJETORES PARA MATÉRIAS DIVERSAS

5.1 Introdução 69

5.2 Injetores para líquidos 70

5.2.1 Cálculo do aumento de pressão conforme a equação da energia 70

5.2.2 Cálculo mais exato do aumento de pressão 72

5.2.3 Cálculo do processo de mistura progressivo 75

5.3 Injetores para matérias na forma de gás e vapor 79

5.3.1 Cálculo do aumento de pressão conforme a equação da energia 79

5.3.2 Cálculo mais exato do aumento de pressão 83

5.3.3 Cálculo do processo de mistura progressivo 86

CAPÍTULO VI. APLICAÇÃO E CONSIDERAÇÕES

6.1 Introdução 88

6.2 Informações básicas 89

6.2.1 Características do injetor 89

6.2.2 Finalidades 90

6.3 Detalhes básicos 91

6.4 Considerações finais 101

BIBLIOGRAFIA 103

APÊNDICE I Formulário para cálculo 106

APÊNDICE II Drenagem de fundação com injetor - Bomba 111

L I S T A D E S Í M B O L O S

Índices:

e: espaço antes da tubeira de propulsão (p_e, c_e, i_e)

o: câmara aspirante (p_o, i_o0

n: fim do gargalo, início do difusor (p_n, c_n, i_n)

a: saida do injetor (p_a, c_a, i_a)

1: jato propulsor (meio propulsor)

2: jato de aspiração (meio de aspiração)

Seções e diâmetros:

s_1: seção transversal do jato propulsor

s_2: seção transversal do jato de aspiração

S_1: seção transversal da tubeira de mistura

S_m: seção transversal mais estreita da tubeira de mistura

S_a: seção transversal na saida do injetor

d: diâmetro da parte mais estreita da tubeira de mistura

D: diâmetro na saida do injetor

Pressões e constantes:

p_m: pressões médias na parede do bocal de entrada

p_a' e p_a'': pressões finais por cálculo

$g = 9{,}81\ m/s^2$: aceleração da gravidade

γ: peso específico dos líquidos, gases e vapores

v: volume específico

ψ_1 e ψ_2: coeficiente de velocidade

cp e cv: calor específico à pressão constante e volume constante

$x = \frac{cp}{cv}$: expoente adiabático

T: temperatura absoluta

R: constante do gás

Velocidades da corrente c:

c_e: velocidade de afluência à tubeira de propulsão

c_o: velocidade durante a queda da pressão de p_e para p_o

c_1: velocidade de saida da tubeira de propulsão na seção transversal s_1

c_2: velocidade do líquido aspirado ao lado da boca da tubeira de propulsão na seção transversal s_2

c_m: velocidade de mistura

c_n: velocidade na entrada no difusor

c_a: velocidade de saida do injetor

Quantidades e dosagens:

G_1: peso por segundo do líquido propulsor

G_2: peso do líquido transportado por segundo

$G_1 + G_2$: peso do líquido que sai do injetor por segundo

μ: dosagem (consumo relativo do agente propulsor)

Rendimentos:

η: rendimentos de 0,75 a 0,80 para a conversão da energia cinética em energia potencial

η_s: rendimento do injetor

η_d: rendimento do difusor

Gradiente térmico adiabático $H = \Delta i$

H_e: gradiente térmico adiabático correspondente à queda de pressão de p_e para p_o

H_1: gradiente térmico adiabático correspondente à queda de pressão de p_e para p_1

H_2: gradiente térmico adiabático correspondente à queda de pressão de p_o para p_1

H_a: gradiente térmico adiabático correspondente à queda de pressão de p_e para p_a

H_K: gradiente térmico adiabático do gás ou vapor aspirado correspondente ao aumento de pressão de p_o para p_a

$H_{K'}$: gradiente térmico adiabático do vapor aspirado correspondente ao aumento de pressão de p_1 para uma pressão final $p_{a'}$

$H_{K''}$: gradiente térmico adiabático correspondente ao aumento de pressão de p_n para $p_{a''}$

i_m: conteúdo térmico ao início da condensação

Valores de atrito:

W: resistência ao atrito na parede interna do bocal

P: esforço de transporte entre camadas correntes

τ: tensão de cisalhamento (tensão cortante) entre camadas fluidas

O: superfície friccionante

λ: coeficiente de atrito para paredes sólidas

χ: coeficiente de atrito entre camadas correntes

f: coeficiente de perda

CAPÍTULO I

GENERALIDADES

1.1. Introdução

Os injetores, em suas formas variadas, encontram grande uso na técnica devido as suas grandes vantagens. Sua importância prática ainda aumenta constantemente quanto mais eficazes puderem ser tornados, conforme a evolução dos conhecimentos; deste modo, por exemplo, um campo importante para eles refere-se à sua aplicação na propulsão de aviões rápidos. Entretanto a teoria dos injetores ainda, até hoje, se encontra no início, e a literatura sobre eles é muito reduzida, visto que ainda hoje a "experiência", isto é, os experimentos desempenham papel importante na montagem dos injetores, principalmente nas proporções da seção transversal e de comprimento.

A montagem é feita por firmas, muitas vezes calcando-se sobre dados puramente experimentais.

Neste trabalho pretende-se mostrar que na maioria dos casos, já com base em princípios de validade geral, pode ser dada uma solução ao problema dos injetores, reduzindo a um mínimo a aplicação dos valores da experiência. Nos estudos pressupõe-se que o material de arraste e o material transportado sejam do mesmo estado de agregação; isto não sendo o caso, qualquer tipo de injetor apresenta um problema adicional. Nos capítulos iniciais admite-se que material de arraste e material transportado sejam a mesma matéria, trazendo no final a possibilidade de desenvolvimento para matérias diversas.

Os desenvolvimentos destes trabalhos referem-se ao regime do injetor para o qual ele foi construído; no entanto, basicamente, são válidos para os tipos divergentes, sendo que no caso de velocidades supersônicas devem ser levados em consideração os princípios conhecidos das tubeiras.

1.2. Princípios de Operação

Injetor é a parte de um conduto, construído de tal modo, que a velocidade cresce no sentido do escoamento. Des

sa definição conclui-se que o injetor é um elemento que serve para transformar energia de pressão em energia cinética.

1.2.1. Injetor de líquido

Uma vazão em peso G_1 de líquido, num nível energético p_1 atravessa um bocal B em regime permanente. Parte da energia desse jato é cedida, principalmente na tubeira de mistura, à vazão de líquido G_2 que atravessa o bocal S, inicialmente num nível energético P_o mais baixo que p_1.

Na saída da tubeira de mistura, as duas massas misturadas tem quase a mesma velocidade c_n com nível energético p_n.

A velocidade c_n é reduzida no difusor D para o valor c e na saída do injetor a vazão $G_3 = G_1 + G_2$ tem o nível energético p_a.

1.2.2. Injetor de vapor

O vapor proveniente, por exemplo, de uma caldeira, adquire no bocal B, uma velocidade elevada. A pressão p_o deve ser menor que a atmosférica. Dessa maneira o fluído afluen

te (por exemplo, água) é aspirado pela tubulação de admissão.

Na tubeira de mistura o vapor arrasta a água, imprime-lhe grande velocidade e se condensa, de modo que na saída da tubeira se tenha apenas líquido.

Finalmente, o divergente D transforma a grande velocidade da água em pressão para que ela possa entrar na caldeira alimentando-a.

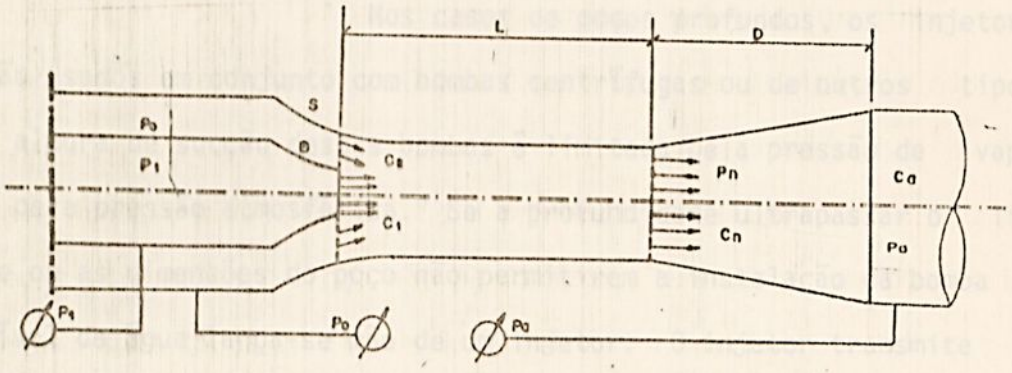


Fig. 1 - esquema funcional de um injetor

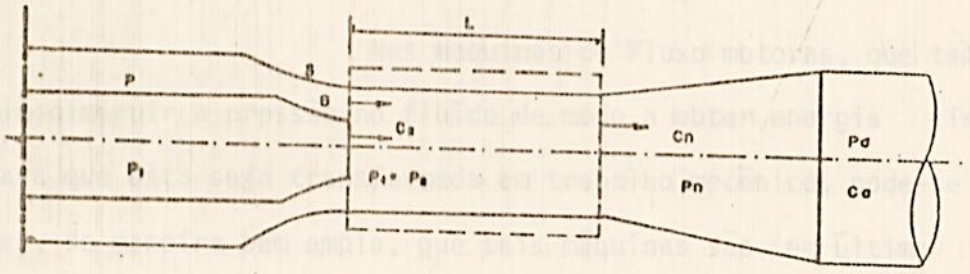


Fig. 2 - esquema simplificado

1.3. Aplicações

A construção simples e robusta do injetor, bem como o fato de não possuir peças móveis, permitem-lhe muitas aplicações. A drenagem de poços, porões, túneis, etc., são casos frequentes de aplicações. A ausência de peças móveis facilitam funcionamento adequado no caso de águas sujas, ácidas e de alto teor de impurezas.

Nos casos de poços profundos, os injetores são usados em conjunto com bombas centrífugas ou de outros tipos. A altura de sucção destas bombas é limitada pela pressão de vapor e pela pressão atmosférica. Se a profundidade ultrapassar o limite ou as dimensões do poço não permitirem a instalação da bomba ao nível da água lança-se mão de um injetor. O injetor transmite à vazão $G_1 + G_2$ uma parcela de energia suficientemente grande a fim de garantir o funcionamento da bomba instalada, sem ocorrência de cavitação. As dimensões bastante reduzidas do injetor, permitem que o diâmetro do poço seja pequeno.

Nas máquinas de fluxo motoras, que tem por fim diminuir a pressão no fluído de modo a obter energia cinética para que esta seja transformada em trabalho mecânico, pode-se dizer, de maneira bem ampla, que tais máquinas são, em última análise, injetores.

O injetor para turbina Pelton com sua agulha é elemento que funciona como regulador de vazão. O injetor permite que sejam mantidas baixas as velocidades na tubulação forçada, logo pequenas perdas, permitindo também a transformação de, praticamente, toda a energia disponível em energia de velocidade com pequeno deslocamento da massa fluída, alto rendimento, apesar da forte aceleração sofrida pelo escoamento.

O tubo de sucção de uma bomba hidráulica é praticamente um injetor, tendo a finalidade de aumentar a velocidade da água de maneira gradativa, desde valores em torno de zero, na parte inferior, até os valores da entrada do rotor. Os injetores a vapor tem aplicação das mais variadas, sendo amplamente usados em indústriais de óleos minerais e em petroquímica, na desodorização de óleos e gorduras e na fabricação de fibras sintéticas.

1.4. Características

Um exemplo de uma característica de um injetor é o mostrado nas figuras 3a e 3b com $a_1 = 0,28$ e $a_2 = 0,78$ para valores de ε na tubeira de mistura iguais a $\varepsilon = 0$, $\varepsilon = 0,2$ e $\varepsilon = 0,4$.

São também indicados pontos experimentais para as mesmas relações de áreas. O bocal B tem um diâmetro $d_1 =$

6 mm e a câmara de mistura D = 11,3 mm, dando:

$$a_1 = \left(\frac{d_1}{D} \right) = 0,28$$

A queda dos pontos experimentais para $\mu = 1$ é devido à cavitação.

A figura 3b mostra um outro exemplo com $d_1 =$ 6 mm e D = 10,3 mm, dando $a_1 = 0,34$.

A queda dos valores experimentais de $\tau = \frac{n}{\mu}$ perto de $\mu = 1,05$ é devida também à cavitação.

Os pontos (+) indicam ensaios com o bocal terminando quase na entrada da câmara de mistura; os pontos (o) representam ensaios com o bocal terminando 1,1 D a montante da tubeira de mistura.

Aparentemente a mistura, na contração do bocal S, ajuda a transferência da energia cinética do jato de vazão G_1 para a vazão G_2.

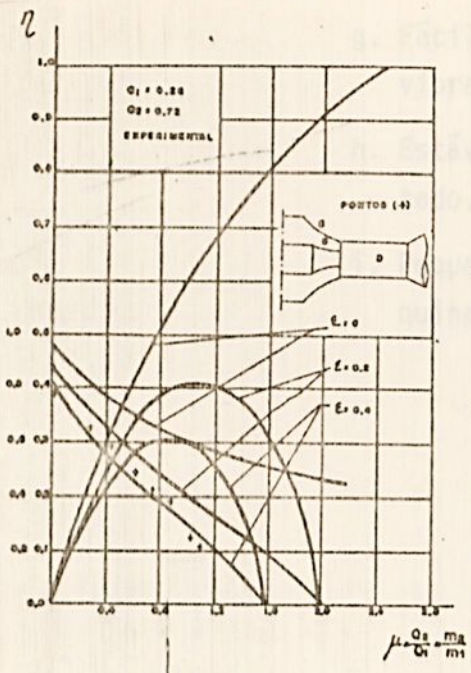


Fig. 3a

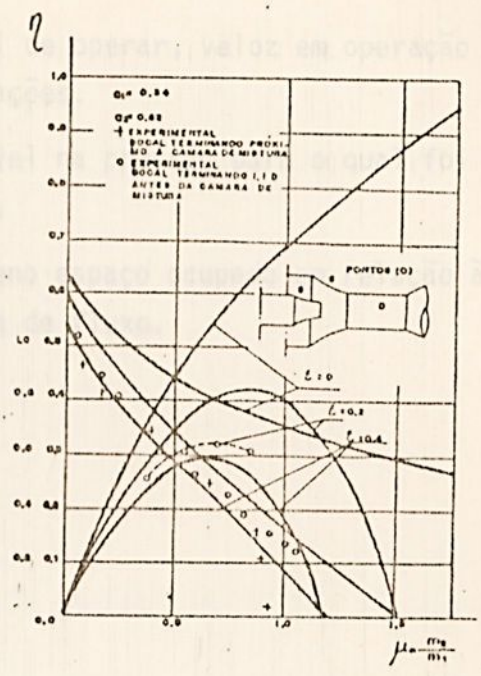


Fig. 3b

1.5. Vantagens

a. Baixa despesa na execução e/ou aquisição

b. Baixa despesa na manutenção

c. Construção de fácil adaptação de materiais à ação corrosiva ou abrasiva.

d. Não existem partes móveis que necessitem inspeção, lubrificação ou ajustamento.

e. Ausência de líquidos para selagem ou para lubrificação que podem ser afetados pelos gases.

f. Próprios para trabalhar com líquidos, gases e vapores explosivos e inflamáveis.

g. Fácil de operar, veloz em operação e sem vibrações.

h. Estável na pressão para o qual foi projetado.

i. Pequeno espaço ocupado em relação à máquina de fluxo.

CAPÍTULO II

DIMENSIONAMENTO DO INJETOR BASEADO NA FÓRMULA DE ENERGIA

2.1. Introdução

Este procedimento para o dimensionamento é o método mais usado e deve ser citado aqui como base de comparação para os novos princípios, a saber primeiro no emprego em injetores para líquidos (p. ex. jatos de água, bombas de água) e depois para gases ou vapores (p. ex. jatos de vapor, condensador de vapor). Os detalhes de um injetor podem ser vistos na Fig. 4. O líquido propulsor flui do bocal propulsor para a tubeira de mistura, que aqui é composta de três partes: primeiro o adutor com forte arredondamento na entrada, segundo a entrada com leve arestamento (raio de curvatura R) e em terceiro lugar o gargalo de forma cilíndrica (comprimento L, diâmetro d, seção transversal S_m). Seguindo

o gargalo da tubeira de mistura vem o difusor cônico com ângulo cônico. A seção transversal de saída S_a (diâmetro D) é determinada por cálculo ou escolhido de tal forma que a velocidade de saída c_a seja baixa.

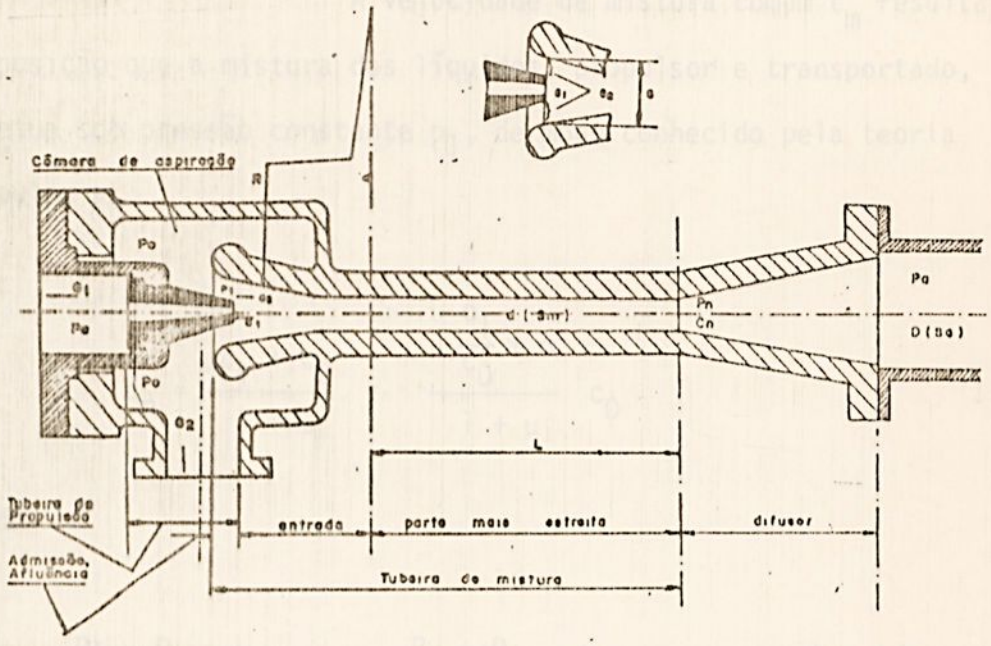


Fig. 4

2.2. Injetores

Nos estudos que se seguem, de acordo com o elaborado e orientado por G. Flügel, foi negligenciada a influência da altura h; tratando-se de gases e vapores isto é justificável, ao passo que tratando-se de injetores verticais, a altura pode ter certa importância. Neste caso, as fórmulas aqui citadas podem ser sem

pre generalizadas, substituindo-se a energia de pressão p/γ, pela energia potencial total $(p/\gamma) + h$. Assim, no lugar de p usar-se- á sempre a expressão $p + \gamma h$, onde h representa a altura do ponto de referência sobre um nível zero adotado.

A velocidade de mistura comum c_m resulta da suposição que a mistura dos líquidos, propulsor e transportado, se efetue sob pressão constante p_1, de modo conhecido pela teoria do impulso a:

$$c_m = \frac{\mu c_1 + c_2}{1 + \mu} = \frac{\mu \frac{c_1}{c_0} + \alpha}{1 + \mu} c_0 \qquad \text{II.1}$$

onde

$$\frac{c_1}{c_0} = \left(\frac{p_e - p_1}{p_e - p_0} \right)^{1/2} = \left(1 + \frac{p_0 - p_1}{p_e - p_0} \right)^{1/2} = \left(1 + \alpha^2 \frac{\psi_1}{\psi_2} \right)^{1/2} \qquad \text{II.2}$$

Sendo $c_a = \tau c_0$ a velocidade de saída do injetor, geralmente podendo ser considerado suficientemente baixo para ser negligenciado, calcula-se o aumento de pressão da fórmula de energia à:

$$p_a - p_1 = (p_a - p_0) + p_0 - p_1) = p_a - p_0 + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2} \right)^2 (p_e - p_0) =$$

$$= \eta \frac{\gamma}{2g} (c_m^2 - c_a^2) = \eta \frac{\gamma}{2g} \times c_0^2 \left| \left(\frac{\mu \frac{c_1}{c_0} + \alpha}{1 + \mu} \right)^2 - \tau^2 \right| = \psi_1^2 \quad (p_e -$$

$$- p_0) \times \left| \left(\frac{\mu \frac{c_1}{c_0} + \alpha}{1 + \mu} \right)^2 - \tau^2 \right| \qquad \text{II.3}$$

quando η = de 0,75 a 0,80 for o rendimento para a conversão da energia potencial.

Desta forma resulta a dosagem a:

$$\mu = \frac{\omega - \alpha}{(c_1/c_0) - \omega} \qquad \text{II.4}$$

sendo

$$\omega = \left[\frac{1}{\eta \psi_1^2} \left| \frac{p_a - p_0}{p_e - p_0} + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2} \right)^2 \right| + \tau^2 \right)^{1/2}$$

onde, devido à negligenciabilidade de c_a, pode ser colocado $\tau = 0$. Sendo exigidas as pressões p_e, p_0 e p_a, então α pode ser variado. Com um valor determinado para α resulta para μ um valor mínimo; este, então é o α mais favorável. Tendo sido determinado o valor α, determina-se também c_2, e com isto a seção transversal de passagem

s_2 para o líquido aspirado.

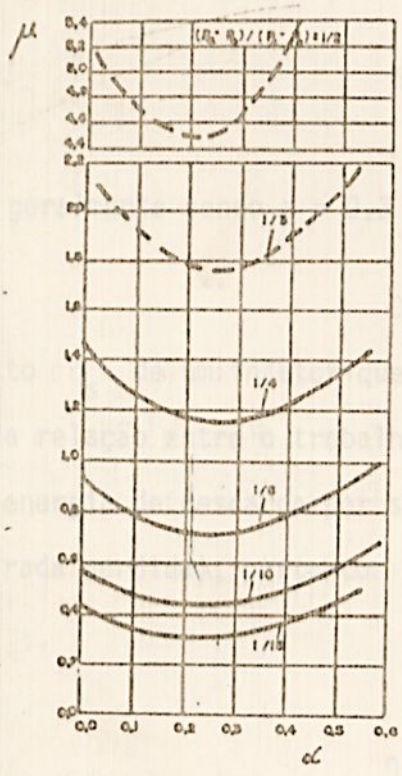


Fig. 5

Na figura 5 estão representados para os diversos valores de proporção $(p_a - p_0)/(p_e - p_0)$ os valores de μ dependentes de α. Nota-se que com $\alpha = 0{,}20$ o valor μ torna-se um mínimo; portanto tratando-se de um injetor de estrutura favorável apresenta-se uma queda de pressão $(p_o - p_1)$ considerável na entrada da tubeira de mistura. A fórmula II.4 é a equação inicial no cálculo de injetores. Tudo indica que ainda não se fez uso da possibilidade de melhoramentos por aplicação de velocidades de afluência c_2 elevadas, na construção de injetores, pelo menos não propositalmente, pois temia-se a grande queda de pressão de p_0 para p_1, e com isto as perdas do difusor aumentadas. No entanto diminuem-se as chamadas "perdas por choque" devido à diminuição de c_1 para c_2 com velocidades de afluência elevadas. O desempenho mais favorável naturalmente corresponde aquele ponto em que a soma das perdas por choque e das perdas do difusor se torne um mínimo.

Teoricamente a parte mais estreita da tubeira de mistura deveria receber a seção transversal $S_m' = \dfrac{G_2\ (1 + \mu)}{c_m\ \gamma}$

Sabe-se no entanto, por experiências, que esta seção transversal importante deve ter o tamanho

$$S_m = (1+z)S_m' = (1+z)\,(1+\mu)\,\frac{G_2}{\gamma\, c_m} \qquad \text{II.5}$$

geralmente sendo z = 0,3 a 0,5.

De importância prática ainda é o rendimento η_s de um injetor que representa, como nas máquinas de fluxo, a relação entre o trabalho útil e a energia consumida (em que a energia de descarga por segundo $c_a^2\,(G_1 + G_2)/2g$ deve ser considerada perdida), portanto

$$\eta_s = \frac{G_2\,\frac{P_a - P_o}{\gamma}}{G_1\,\frac{P_e - P_a}{\gamma}} = \frac{P_a - P_o}{\mu(P_e - P_a)} \qquad \text{II.6}$$

Da figura 6, vê-se que rendimentos relativamente bons podem ser obtidos. Em alguns casos excepcionais pode,para o rendimento total de uma instalação injetora, ser conveniente uma outra definição do rendimento, como aquela devida a H.Fottinger, J.Schiffbautechn, 1938, pág. 249. A qualidade de um injetor individual, no entanto, é devida à equação II.6 para o presente estudo.

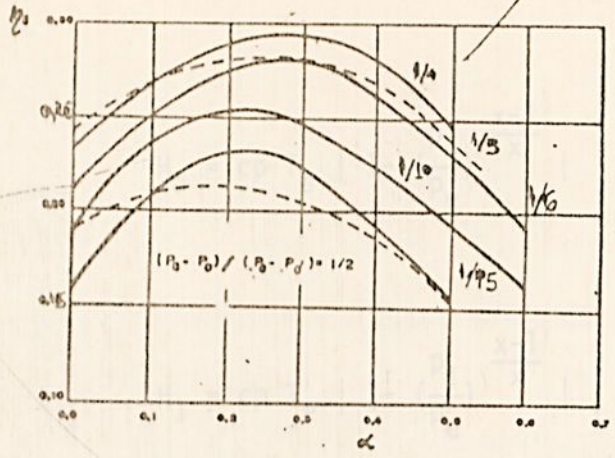


Fig. 6

2.3. Injetores para gases e vapores

Em lugar das diferenças de pressão Δp encontram, nas equações, os gradientes térmicos $\Delta i = H$

O conteúdo térmico e o gradiente térmico podem ser tirados de diagrama (i,s) ou calculados, nos casos de gases.

Geralmente escreve-se:

$$i = cp\ \Delta T = Cp\ (T-T') \qquad \text{II.7}$$

sendo que a mudança de temperatura sai da lei adiabática conhecida:

$$\frac{T}{T'} = \left(\frac{p}{p'}\right)^{\frac{x-1}{x}} \qquad \text{II.8}$$

Nos gases calculam-se os gradientes térmicos a partir de $H = cp\ (T-T')$, que, com a eq. II.8, permite-se escrever:

$$H_e = cp\ T_e \left| 1 - \left(\frac{p_o}{p_e}\right)^{\frac{x-1}{x}} \right|$$

$$H_1 = cp\ T_e \left| 1 - \left(\frac{p_1}{p_e}\right)^{\frac{x-1}{x}} \right|$$

$$H_2 = cp\ T_o \left| 1 - \left(\frac{p_1}{p_e}\right)^{\frac{x-1}{x}} \right|$$

Em função do valor α de proporção pode-se calcular:

$$H_2 = \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \times H_e \qquad \text{II.9}$$

Na suposição de que a mistura dos materiais propulsor e transportado se efetue sob pressão constante p_1, a velocidade de mistura c_m resulta, semelhante àquela dada pela equação II.1.

$$c_m = \frac{\mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha}{1 + \mu}\ c_o \qquad \text{II.10}$$

onde

$$\frac{c_1}{c_o} = \left| 1 + \frac{\alpha^2}{1+\varepsilon} \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \right|^{1/2} \qquad \text{II.11}$$

sendo $1 + \varepsilon = \frac{H_2}{H_1 - H_e}$. Na maioria dos casos práticos $1 + \varepsilon \cong 1{,}20$.

A dosagem μ, por semelhança à equação II.4, resulta

$$\mu = \frac{\omega - \alpha}{(c_1/c_o) - \omega} \qquad \text{II.12}$$

onde

$$\omega = \left\{\frac{1}{\eta\, \psi_1^2} \left| \frac{H_k}{H_e} + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \right| + \tau^2\right\}^{1/2}$$

$$H_k = cp\, T_o \left| \left(\frac{p_a}{p_o}\right)^{\frac{x-1}{x}} - 1 \right|$$

A seção transversal de saida do injetor pode ser calculada conforme se mostra abaixo:

$$S_a = \pi \frac{D^2}{4} = \frac{G_2\, (1+\mu)\, v_3}{\tau\, c_o} \qquad \text{II.13}$$

sendo que v_3 é o volume específico da mistura na saida.

A seção transversal mais estreita $S_m = \pi \frac{d^2}{4}$ da tubeira de mistura deve, também nestes injetores, ser executada de 30 a 50% maior que a seção transversal "teórica" S_m' mais estreita. Portanto $S_m \cong (1{,}3 \text{ a } 1{,}5)\ S_m'$. O valor de S_m' determina - se por:

$$S_m' = \frac{G_2\ (1 + \mu)\ v_1}{c_m} \qquad 11.14$$

sendo v_1 o volume específico no ponto 1 de um diagrama (i,s).

Para o rendimento do compressor de jato vale a relação

$$\eta_s = \frac{H_k}{\mu\ H_a} \qquad 11.15$$

quando H_a for a queda adiabática do vapor de propulsão na expansão de p_e para p_a

C A P Í T U L O III

CÁLCULO MAIS EXATO DO AUMENTO DE PRESSÃO E CONSTRUÇÃO MAIS ADEQUADA DA TUBEIRA DE MISTURA

3.1. Introdução

O processo de cálculo para injetores exposto no capítulo anterior e que se baseia principalmente na equação da energia, tem a grande deficiência de supor que a hipótese de uma mistura completa do material de propulsão e do material transportado à pressão constante p_1 seja inexata.

Uma consequência desta circunferência é o fato que a seção transversal mais estreira da tubeira de mistura deve ser executada de modo diferente que a seção transversal "teórica" mais estreita; o processo de cálculo, portanto, não fornece uma informação correta sobre a seção transversal mais importante de um

injetor e absolutamente nenhuma informação sobre as relações de comprimento necessárias.

A experiência então demonstra que, nos injetores sob condições de serviço normais, a mistura se efetua quase sempre sob aumento de pressão, de modo que no final da tubeira de mistura, na maioria das vezes, já se atingiu a maior parte deste aumento de pressão. Este fato, em junção principalmente com o processo baseado na série de impulsos, pressupõe uma tubeira de mistura tão comprida quanto for necessário, para uma boa mistura. Neste processo supõe-se primeiro que a mistura se efetua no trecho de entrada à pressão constante p_1, suposição que mais tarde pode novamente ser rejeitada. A mistura continua na parte mais estreita da tubeira de mistura sob aumento de pressão, até que no final da parte mais estreita já se deva ter alcançado uma mistura praticamente completa. Esta parte do aumento de pressão é facilmente calculável pelo princípio do impulso. É compreensível e está de acordo com a experiência, que o comprimento L (figura 4) da parte mais estreita seja bastante grande devido à relativa lentidão para se efetuar uma boa mistura, o que, por sua vez, é uma condição para se alcançar uma boa conversão no difusor. Recomenda-se uma execução de $L \approx 10d$. Pode-se afirmar que foram alcançados bons resultados com injetores calculados com base nestes princípios.

3.2. Injetores para líquidos

Considere-se p_n e c_n como pressão e velocidade no final da parte mais estreita. Na suposição de que a mistura se efetua sob pressão constante até a entrada da parte mais estreita da tubeira de mistura (seção transversal S_m), vale para o aumento de pressão de p_1 para p_n, conforme a série de impulsos, a seguinte relação:

$$S_m (p_n + p_1) = \frac{G_1}{g} \cdot c_1 + \frac{G_2}{g} \cdot c_2 - \frac{G_1 + G_2}{g} c_n - W \qquad \text{III.1}$$

onde W representa a resistência ao atrito na parede interna da tubeira, para o qual, após introdução de um comprimento L reduzido, que sempre deve ser inferior ao comprimento L da parte mais estreita, vale a relação:

$$W = \lambda O \frac{\gamma}{2g} c_n^2 = \lambda \pi dL' \frac{\gamma}{2g} c_n^2 \qquad \text{III.2}$$

onde O representa a superfície de atrito e $\lambda \approx 0{,}004$, o coeficiente de atrito para superfícies lisas. A perda de energia, originada pela resistência ao atrito em relação à unidade de peso da mistura, é:

$$\frac{W c_n}{G_1 + G_2} = f \frac{c_n^2}{2g} \qquad \text{III.3}$$

onde f representa um coeficiente de perda que, levando em consideração a equação III.2 assim como a equação:

$$(G_1 + G_2) = c_n \gamma \frac{\pi}{4} d^2$$

é calculado através de

$$f = 4 \lambda \frac{L'}{d} \qquad \text{III.4}$$

geralmente f é 0,04 até 0,10. Portanto pode-se escrever a equação III.1 conforme segue:

$$p_n - p_1 = \frac{G_2}{S_m g} \left| \mu c_1 + c_2 - (1 + \mu)\left(1 + \frac{f}{2}\right) c_n \right| =$$

$$= \frac{G_2}{G_1 + G_2} (G_1 + G_2) \frac{c_o}{S_m g} \times \left| \mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha - (1 + \mu)\left(1 + \frac{f}{2}\right)\sigma \right| =$$

$$= \frac{\sigma c_o^2 \gamma}{(1 + \mu) g} \left| \mu \frac{c_1}{c_o} \times \alpha - (1 + \mu)\left(1 + \frac{f}{2}\right) \sigma \right| \qquad \text{III.5}$$

onde,

$$\frac{c_1}{c_2} = \left| 1 + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \right|^{1/2}$$

e $\sigma = c_n/c_o$.

Para o aumento de pressão ulterior no difusor vale, conforme a equação da energia, a relação:

$$p_a - p_n = \eta_d \frac{\gamma}{2g} (c_n^2 - c_a^2) \doteq \eta_d \frac{\gamma}{2g} c_o^2 (\sigma^2 - \tau^2) \qquad \text{III.6}$$

onde $\tau = c_a/c_o$ é um valor baixo, geralmente negligenciável, e onde o rendimento η_d do difusor, devido ao rendimento da mistura, pode ser assentado relativamente alto com valores η de 0,75 a 0,80 tratando-se de larguras de gargalo estreitas, enquanto que com larguras de gargalo mais amplas, a experiência sobre os efeitos mais vantajosos dos números mais elevados de Reynolds sobre a conversão de pressão em difusores, mostrou que se alcançam valores mais elevados para η_d. É fato largamente conhecido que o difusor deve ser estruturado estreito para se obter bons rendimentos η_d e que o ângulo de divergência θ, figura 4, executa-se do melhor modo com θ entre 6 e 8 . Portanto, o aumento total da pressão, desde a câmara de aspiração, calcula-se à:

$$p_a - p_o = (p_a - p_n) + (p_n - p_1) - (p_o - p_1) =$$

$$= \eta_d \frac{\gamma}{2g} c_o^2 (\sigma^2 - \tau^2) + \frac{\sigma}{1 + \mu} \frac{\gamma}{g} c_o^2 x$$

$$\times \left| \mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha - \sigma \left(1 + \frac{f}{2}\right)(1 + \mu)\right| - \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 (p_e - p_o) =$$

$$= \psi_1^2 (p_e - p_o) \times \left| \frac{2\sigma}{1 + \mu} \left(\mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha - \sigma \left(1 + \frac{f}{2}\right)(1 + \mu)\right) + \right.$$

$$\left. + \eta_d (\sigma^2 - \tau^2) - \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right)^2 \right| \qquad \text{III.7}$$

Esta equação também pode ser escrita como segue:

$$\mu \left| \frac{p_a - p_o}{\psi_1^2 (p_e - p_o)} - 2\sigma \frac{c_1}{c_o} + 2\sigma^2 \left(1 + \frac{f}{2}\right) - \eta_d (\sigma^2 - \tau^2) + \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right)^2 \right| =$$

$$= 2\sigma\alpha - 2\sigma^2 \left(1 + \frac{f}{2}\right) + \eta_d (\sigma^2 - \tau^2) - \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right)^2 - \frac{p_a - p_o}{\psi_1^2 (p_2 - p_o)}$$

Donde, para a dosagem, resulta a relação

$$\mu = \frac{q - 2\sigma\alpha}{2\sigma \frac{c_1}{c_o} - q} \qquad \text{III.8}$$

$$q = \sigma^2 (2 + f - \eta d) + \eta d\, \tau^2 + \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right)^2 + \frac{p_a - p_o}{\psi_1^2 (p_e - p_o)}$$

Esta equação mais exata (na qual o termo com τ geralmente é negligenciável) toma agora o lugar da equação II.4 e é, como aquela, a relação inicial para o cálculo prático de injetores. Para achar as melhores proporções quando as pressões P_e, P_o e P_a são indicadas, deve-se primeiro escolher aleatoriamente um valor para α, depois então, conforme a equação III.8 para diversos valores σ = 0,1; 0,2; 0,3, etc.

- Calcular o valor de μ, o qual, para um determinado σ, se torna um mínimo. Do mesmo modo se procede para outros valores tanto de α como de σ, correspondentes ao mínimo absoluto de μ, quando a envolvente à estas curvas μ é traçada. Na figura 7 estão desenhadas tais curvas para as relações de pressão $(p_a - p_o)/(p_e - p_o)$ = 1/4. No geral mostra-se que o valor α mais propício fornecido pela equação II.4 está em boa concordância com aquele fornecido pela equação III.8 (veja figura 5 e 7), tanto que este valor pode ser usado desdes o princípio, para achar, conforme a equação III.8, apenas ainda o melhor valor para σ.

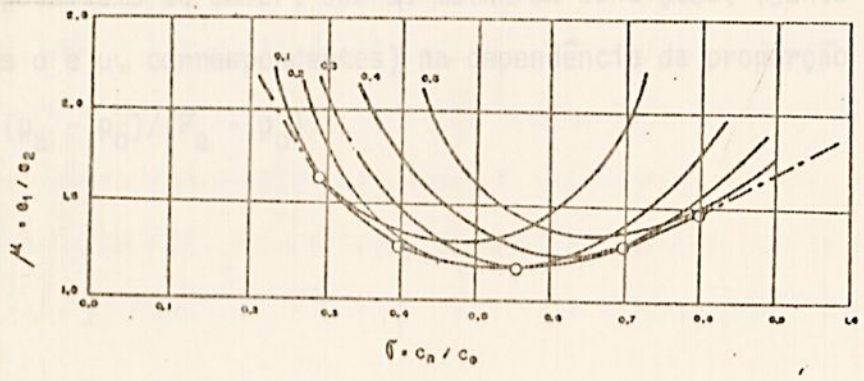


Fig. 7

Visto que o valor μ na proximidade do "mais adequado" se modifica muito pouco, recomenda-se escolher os valores σ especialmente α um pouco mais baixo do que o correspondente ao mais adequado, desde que com isto o valor μ não aumente demasiado, pois o injetor, sob condições de serviço divergentes, se comporta o melhor possível, principalmente com quantidades de escoamento maiores.

Pelo valor σ também fica determinado a seção transversal mais estreira da tubeira de mistura conforme a relação

$$S_m = \frac{G_2 (1 + \mu)}{\sigma c_o \gamma} \qquad \text{III.9}$$

O rendimento η_s de um injetor continua sendo calculado conforme a equação II.6

Na figura 8 estão apresentados os rendimentos possíveis de obter, sob as melhores condições, (junto com os valores σ e μ, correspondentes) na dependência da proporção de pressão $(p_a - p_o)/(P_e - p_o)$.

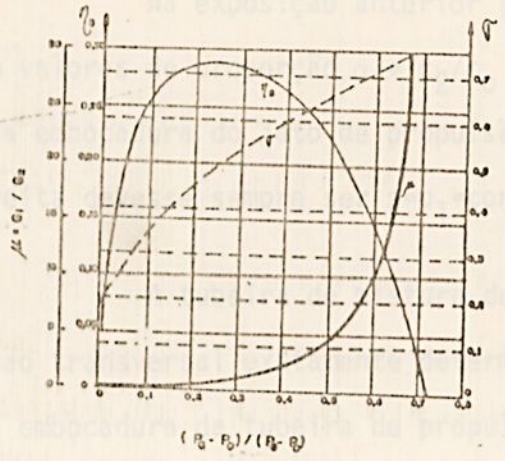


Fig. 8

3.3. A Construção mais favorável da entrada da tubeira de mistura

Calculando conforme o exposto no item 3.2 os melhores valores α e σ para um injetor a ser projetado, encontra-se sempre que a seção transversal S_1 de entrada no final da tubeira de propulsão resulta igual à seção transversal S_m mais estreita da tubeira de mistura, de modo que, para injetores de melhor estruturação, a tubeira de propulsão deve embocar diretamente no gargalo da tubeira de mistura, e com isso a peça intermediária denominada "Entrada-Admissão" da figura 4 desaparece. Visto que como se trata de um fato de aceitação generalizada, deve também poder ser provado de modo generalizado. E é esta comprovação que se fará a seguir.

Na exposição anterior (item 3.2) pressupunha-se que, com valores de proporção $\alpha = c_2/c_o$ escolhidos à vontade, a pressão da embocadura do jato de propulsão até o início da parte mais estreita devesse sempre ser $p=p_1$=constante.

A tubeira de mistura deve, então, ter um percurso da seção transversal exatamente determinado em dependência da distância da embocadura da tubeira de propulsão, o qual pode ser calculado conforme as indicações posteriores e que, para líquidos, resulta em diminuição contínua da seção transversal (figura 9, a linha I traçada), geralmente sendo isto também o caso com gases e vapores. Examinar-se-á agora a influência de uma modificação na entrada, quando individualmente todas as outras proporções (pressão da tubeira p_1 e com isto também c_1, c_2 assim como a seção transversal de entrada S_1, como também a seção transversal mais estreita S_m e as quantidades G_1, G_2) permanecerem sem modificações. E, partindo deste princípio, o movimento de energia no difusor é sempre o mesmo, a pressão final p_a a ser alcançada aumentará ou diminuirá na extremidade da parte mais estreita conforme a entrada com pressão p_n, podendo, pois, também alcançar seu valor máximo quando p_n estiver no valor mais elevado. Com auxílio da teoria do impulso pode ser determinado sob que condições p_n alcança o seu valor máximo. Nestas considerações de variações, no entanto, não deve ser considerada a suposição de $p=p_1$=constante através da entrada.

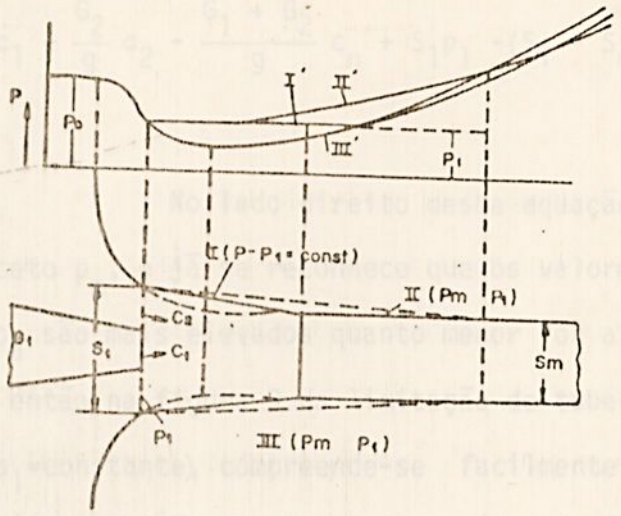


Fig. 9

Considerando primeiramente as proporções, segundo a figura 9 com uma limitação de entrada na linha tracejada II ou III onde a pressão não é $p=p_1$=constante entre a embocadura da tubeira de propulsão e o início da parte mais estreita conforme linha I, então a pressão média ao longo da parede da tubeira de entrada pode ser p_n que pode ser maior ou menor que p_1. Daí resulta, da equação do impulso:

$$\frac{G_1}{g} c_1 + \frac{G_2}{g} c_2 + S_1 p_1 = \frac{G_1 + G_2}{g} c_n + S_m p_n + (S_1 - S_m) p_m$$

e com isto a pressão no final da parte mais estreita

$$p_n = \frac{1}{S_m} \left| \frac{G_1}{g} c_1 + \frac{G_2}{g} c_2 - \frac{G_1 + G_2}{g} c_n + S_1 p_1 - (S_1 - S_m)\, p_m \right| \qquad \text{III.10}$$

No lado direito desta equação tudo continua inalterado exceto p_m, e já se reconhece que os valores de p_n e, com isto, também p_a são mais elevados quanto menor for a pressão média p_m. Partindo então na figura 9 da limitação de tubeira I (percurso da pressão $p=p_1=$constante), compreende-se facilmente que na limitação de tubeira II, isto é, na entrada alongada, devido ao maior percurso da mistura até o início da parte mais estreita, já se apresenta um aumento de pressão mais ou menos forte e com isto a pressão média ao longo da entrada tem que ser $p_m > p_1$.

Ao contrário, com uma limitação de tubeira III, isto é, numa tubeira encurtada diante da forma I, devido ao percurso de mistura curto no início da parte mais estreita pode não ter sido alcançada novamente a pressão p_1 (devido ao estreitamento mais rápido na entrada é forçada uma queda de pressão atrás da tubeira de propulsão), de modo que aqui a pressão média na entrada deve ser $p_m < p_1$. De acordo com a equação III.10 este é o caso de comparação mais favorável, visto que aqui p_n com isto p_a se eleva ao máximo

A pressão média p_m se torna, evidentemente tanto mais baixa quanto mais curta for a entrada, portanto, as me

lhores proporções resultam quando a entrada é executada o mais curto possível. Então, devido ao pouco comprimento deste trecho, a influência do movimento de mistura é insignificante e as proporções são praticamente de tal modo como se o jato propulsor e a matéria transportada fluissem sem atrito, lado a lado, para dentro do gargalo ou como se a tubeira de propulsão chegasse diretamente ao gargalo. Com isto encontrou-se a explicação para a afirmação feita no começo. Ao mesmo tempo, reconhece-se que é bastante secundário se de fato a tubeira de propulsão é aproximada ao gargalo ou se já termina antes, desde que o trecho entre o final da tubeira de propulsão e o início da parte mais estreita seja o mais curto possível. Além disso, resulta deste raciocínio, ainda, o reconhecimento que, com entrada curta, a velocidade de afluência c_2 é de importância secundária, e que aquilo que realmente importa é a largura do gargalo, visto que, em todos os casos, com afluência curta se apresenta uma pressão no início da parte mais estreita, como se a tubeira de propulsão estivesse imediatamente próxima ao gargalo da tubeira.

Nas últimas conclusões algumas influências secundárias foram deixadas de lado. No entanto, podem ter pequenos efeitos sobre a qualidade do injetor. São:

1. a curvatura das linhas de corrente em consequência do arredondamento da parede da tubeira de mistura em corte longitudinal. Sendo as linhas de corrente, que aqui usualmente são um pouco conve

xas na direção do eixo, resulta, em consequência das forças centrífugas, um leve decréscimo da pressão da parede e com isto de p_m o que é favorável; por outro lado, devido ao represamento da pressão contra o jato propulsor, aparece um pequeno aumento na diferença entre c_1 e c_2 na superfície de contato, o que tem efeito negativo.

2. a inclinação da velocidade de afluência c_2 contra o eixo sempre tem um efeito negativo, mesmo sendo esta influência colateral em números de importância mínima.

3. a perturbação do estado de fluência, simétrico ao eixo, que é o mais favorável para a decomposição de energia, pelo uso de várias tubeiras de propulsão em vez de uma única. No caso de inclinação oblíqua das tubeiras de propulsão contra o eixo,apresentam-se mais efeitos colaterais negativos. Finalmente, ainda existe o perigo de que os jatos propulsores externos adiram à parede da tubeira da mistura, o que prejudicaria o aumento de pressão. Por este motivo deve ser observado, rigorosamente, também no caso de uma só tubeira propulsora, que ela esteja colocada exatamente axial e cêntrica em relação à tubeira de mistura e ao difusor.

Estes efeitos colaterais, durante o processo de mistura entre os líquidos propulsores e os transportados, têm

como consequência que, com tubeira de propulsão e tubeira de mistura dadas, na modificação das suas distâncias axiais (isto é, trecho de afluência) geralmente pode ser determinado um estado "ótimo" nítido. Proporções inteiramente corretas existem apenas quando a tubeira de propulsão emboca diretamente na parte mais estreita e a afluência da corrente for no sentido de uma aceleração constante e estruturada o mais axial possível na direção da fluência, no qual, naturalmente, a espessura da parede no final da tubeira de propulsão deve ser o mínimo possível. Da observação nº 3 resulta, também, que deva ser usada apenas uma tubeira de propulsão, visto que o emprego de várias tem apenas a pequena vantagem de se poder executar a tubeira de mistura menor no comprimento para obter o mesmo grau de mistura.

Enquanto a entrada no gargalo for possível sem aumento de pressão, é normativa a velocidade $c_2 = \alpha\, c_o$ do material transportado no início da parte mais estreita, com estruturação adequada da entrada conforme as ponderações acima. Devido à sua simplicidade supõe-se que a tubeira de propulsão desemboque diretamente no gargalo. Facilmente reconhece-se então que o valor α não pode ser escolhido à vontade, mas deve estar numa relação bem definida com σ e μ.

Assim, portanto, para líquidos vale:

$$S_m = \frac{G_1}{\gamma\, c_1} = \frac{G_2}{\gamma\, c_2} = \frac{G_2}{\gamma\, c_1}\left(\mu + \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{c_1}{c_0}\right), \text{ onde}$$

$$c_1 = c_0 \left| 1 + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \right|^{1/2} .$$

Visto que ainda existe a relação

$$S_m = \frac{G_1 + G_2}{c_n\, \gamma} = \frac{G_2}{c_0\, \gamma} \cdot \frac{1 + \mu}{\sigma}$$

segue, para S_m, das duas equações:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1 + \mu}{\sigma} - \frac{\mu}{\left(1 + \alpha^2 \frac{\psi_1^2}{\psi_2^2}\right)^{1/2}} \qquad \text{III.11}$$

A marcha do cálculo para a determinação do melhor ponto seria de tal modo que se colocasse, no lado direito desta equação para o valor $\sigma = c_n/c_0$ escolhido até agora conforme equação II.4. O valor α, mais exato encontrado deste modo, deve então ser empregado na equação III.8, de onde se obtem para o σ escolhido o valor μ mais exato. Com os valores mais exatos α e μ deve então repetir-se o cálculo até resultar concordância suficiente entre os valores α e μ, respectivamente empregados e calculados. Es

tes cálculos devem ser efetuados para obtenção de número suficiente de valores σ, para daí achar o melhor σ correspondente ao valor mínimo de μ.

3.4. Injetores para gases e vapores

Necessita-se da equação de estado para encontrar a solução. No entanto, tratando-se de vapores, este é por demais complicado para poder ser aplicado, sob uma forma exata, na equação do fluxo. A relação:

$$p\,v = C(i - K) \qquad \text{III.12}$$

onde i é o conteúdo térmico e C e K são constantes, tem sido provada, corretamente, como uma aproximação bastante boa para vapores. Esta relação também pode ser aplicada para gases fazendo-se $i = cp\,T$, $K = 0$ e $C = R/cp$; R constante do gás.

Na compressão de uma mistura de vapores propulsores e transportados são, conforme 2.3, conhecidos o Ponto Inicial I e o Ponto Final II da linha de compressão e com isto, além das pressões p_I, p_{II} também os volumes específicos v_I e v_{II}, de modo que podem empregar-se as relações:

$$p_I v_I = C\,(i_I - K)$$

$$p_{II} v_{II} = C(i_{II} - K)$$

Daí resultam as constantes C e K à

$$C = \frac{p_{II} v_{II} - p_I v_I}{i_{II} - i_I} \quad | \text{ mkg/kcal } | \qquad \text{III.13}$$

$$K = \frac{i_I - (i_{II}) \times \dfrac{p_I v_I}{p_{II} v_{II}}}{i - \dfrac{p_I v_I}{p_{II} v_{II}}} \quad \text{kcal/kg} \qquad \text{III.14}$$

Para o cálculo do aumento da pressão até o final da parte mais estreita da tubeira de mistura, mesmo supondo que desde a borda da tubeira até a entrada na parte mais estreita a pressão seja constante igual a p_1, valem as equações de III.1 a III 5 sem modificações.

Portanto, conforme a equação III.5, tem-se:

$$(\mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha)\, c_o - (1 + \mu)\,(1 + \frac{f}{2})\, c_m = \frac{S_m}{G_2}\, g\, (p_n - p_1) \qquad \text{III.15}$$

Para a dosagem resulta:

$$\mu = \frac{(\frac{1}{\psi}\frac{p_a}{p_1} - 1)\, r + s}{(\frac{1}{\psi}\frac{p_a}{p_1} - 1)\, r' + s'} \qquad \text{III.16}$$

onde

$$\frac{p_a}{p_1} = \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{p_o}{p_1} = \frac{p_a}{p_o} \left| 1 - \alpha^2 \frac{\psi_1^2}{\psi_2^2} \cdot \frac{H_e}{i_o - K} \right|^{-\frac{1}{AC}}$$

$$r = \frac{C_g}{\sigma\, c_o^2} \left| i_o - K - (\frac{c_n}{91,5})^2 \right| + (1 + \frac{f}{2})\, \sigma - \alpha$$

$$r' = \frac{C_g}{\sigma\, c_o^2} \left| i_e - K - (\frac{c_n}{91,5})^2 \right| - (1 + \frac{f}{2})\, \sigma + \frac{c_1}{c_o}$$

$$s = (1 + \frac{f}{2})\, \sigma - \alpha \; ; \qquad s' = \frac{c_1}{c_o} - (1 + \frac{f}{2})\, \sigma$$

$$c_1 = \left| 1 + \frac{\alpha^2}{1 + \varepsilon} (\frac{\psi_1}{\psi_2})^2 \right|^{1/2}$$

$$\phi = \left(1 + \frac{H_K''}{i_n - K}\right)^{\frac{1}{AC}} \quad 1 + \frac{H_K''}{AC\,(i_n - K)}\left(1 + \frac{1 - AC}{2\,AC} \cdot \frac{H_K''}{i_n - K}\right)$$

Com auxílio desta equação pode determinar-se a que valores de $\alpha = c_2/c_o$ e $\sigma = c_n/c_o$ a dosagem μ é a menor possível quando as pressões p_e, p_o e p_a são dadas.

Visto que o valor de μ também é contido na expressão ϕ (por causa de i_n), é preferível usar aqui um método aproximado. O valor α e o valor μ mais favoráveis podem ser determinados com boa aproximação, utilizando a equação II.12; visto que o valor μ tem para ϕ apenas uma influência de menor importância, utiliza-se para o cálculo de ϕ de preferência o valor μ determinado pelo valor α mais favorável pela equação II.12. Calcula-se então para os diversos valores de $\sigma = c_n/c_o$ (com σ = 0,1; 0,2; 0,3; etc os valores exatos μ correspondentes, conforme a equação III.16. Daí pode-se determinar o respectivo c_n correspondente ao valor mínimo de μ. Querendo pode repetir-se este cálculo para outros valores α para completar a determinação das melhores relações. Recomenda-se, pelos mesmos motivos expostos no ítem 3.2, para uma execução prática, usar valores α e μ um pouco menores que os correspondentes ao valor mínimo de μ.

A seção transversal S_m mais estreita da tubeira de mistura é determinada da equação.

$$\frac{S_m}{G_2} = \frac{G}{c_n \rho_1} \{(1 + \mu) \left| i_e - K - \left(\frac{c_n}{91,5}\right)^2 - (i_e - i_s)\right\} -$$

$$- \frac{1}{g p_1} \left| c_o \left(\mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha\right) - (1 + \mu) \left(1 + \frac{f}{2}\right) c_n \right|$$

Deve ainda ser mencionado que as relações derivadas para gases e vapores não são válidas em todas as condições. Até agora supunha-se que o material propulsor e o material transportado pudessem fluir sem problema para o gargalo com seção transversal S_m mais favorável, calculada à pressão de embocadura p_1, um mínimo S_{1min}, e tudo faz crer que as equações desenvolvidas acima são válidas apenas enquanto a seção transversal S_m mais favorável calculada não for menor que o valor de S_{1min} sendo $S_m < S_{1min}$, torna-se necessário um aumento de pressão já na entrada, que, no entanto, deve ser pequeno até alcançar a parte mais estreita.

Em consequência deste aumento de pressão na entrada que vai estreitando, a equação de impulso não vale mais na forma simples da equação III.1. No entanto aqui não se aprofundará neste caso.

Para determinação de S_{1min}, parte-se da re

lação geral:

$$S_1 = s_1 + s_2 = \frac{G_1}{c_1 \gamma_1} + \frac{G_2}{c_2 \gamma_2}$$

sendo:

$$c_1 = \psi_1 \, 91{,}5 \, . \, (H_1)^{1/2};$$

$$c_2 = \psi_2 \, 91{,}5 \, . \, (H_2)^{1/2} \, .$$

O mais simples é tirar do diagrama (i,s) os valores de H_1 e H_2, correspondentes às diversas pressões de emboca dura p_1; com isto calcula-se S_1. Pela aplicação desses valores em função de p_1, pode calcular-se S_{1min}.

CAPÍTULO IV

DIMENSIONAMENTO COM BASE NO EFEITO TRANSPORTADOR DO JATO DE PROPULSÃO

4.1. Introdução

O processo de dimensionamento mais exato descrito no capítulo anterior, que ainda se apoia no processo mais simples descrito no capítulo II e em informações devidas a Flügel ainda tem a deficiência de não trazer informações sobre proporções de comprimento.

Esta deficiência será remediada nos desenvolvimentos seguintes, nos quais será incluído no cálculo o poder de transporte eficaz entre o jato propulsor e o jato arrastado. Para simplificar supor-se-á que numa parte escolhida, a velocidade c_1

sobre a seção transversal do jato propulsor s e a velocidade da tubeira de mistura do difusor - figura 10) sejam constantes, embora na realidade, devido à compensação das massas, a velocidade seja distribuida desuniformemente e o modo da distribuição modifica-se continuamente.

Sabe-se que com distribuição desuniforme de velocidade, o impulso é sempre maior do que se existisse, numa seção transversal com vazão igual, uma distribuição igual de velocidade.

O poder de transporte dP eficaz na seção dO da superfície limite entre os jatos propulsor e arrastado, após uma modoficação da seção transversal (ressalto), pode ser armado como segue:

$$dP = X \frac{\gamma}{2g} (c_1 - c_2)^2 \, dO \qquad | Kp | \qquad IV.1$$

onde X representa uma espécie de coeficiente de atrito que, conforme determinações experimentais, deve ser empregado em torno de 0,10. O valor de X é aceito como inalterável nas evoluções seguintes, embora não haja dúvida de que ele, semelhante ao coeficiente λ para o atrito de parede, é um pouco alterável. Em consequência desta simplificação e da anteriormente mencionada, o desenrolar do movimento

de energia calculado com esta base, usualmente não será coberto pelo desenrolar real, enquanto o movimento geral está naturalmente em concordância com o cálculo efetuado conforme capítulo anterior. A justificativa do ressalto, conforme a equação IV.1, resulta da seguinte ponderação simples: no caso de movimentos de mistura turbulentos conhecidos, a tensão de cisalhamento τ aparente entre as duas camadas líquidas fluentes à velocidades diversas é

$$\tau = \frac{\gamma}{g} v \Delta c \qquad | \text{ Kp/m}^2 |,$$

onde v representa a velocidade média de mistura, que é colocada conforme a turbulência de Prandtl à:

$$v = \Delta c \cdot \frac{\chi}{2}$$

Com estas relações e sendo $\Delta c = c_1 - c_2$, obtem-se para o poder de transporte:

$$dP = \tau \, dO$$

Visto que com injetores se tratam de processos de mistura turbulentos, poder-se-ia supor que estes processos possam ser calculados, de modo exato, com base no conhecido ressalto de PRANDTL sobre correntes de mistura turbulentas. As dificuldades matemáticas, no entanto, são muito grandes, fazendo com que

nos casos práticos existentes este ressalto praticamente não pode levar a um processo de cálculo utilizável.

4.2. Injetores para líquidos

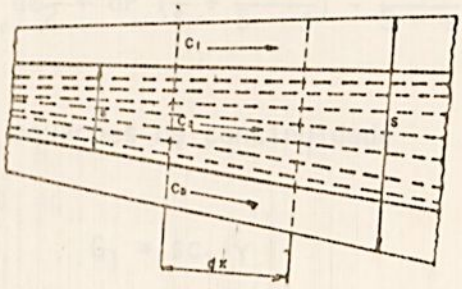


Fig. 10

Observando em qualquer parte da tubeira de mistura do difusor um pequeno corte do jato propulsor e do jato arrastado no comprimento de dx (figura 10), modifica-se então neste caminho a velocidade na razão de dc_1, dc_2 e a pressão na razão de dp. Então se pode utilizar a série de impulsos inicialmente sobre o jato propulsor e após sobre o jato arrastado e obtém-se, considerando a resistência de atrito dW na parede interna, as seguintes relações:

$$\frac{G_1}{g} dc_1 + s\, dp + dP = 0$$

$$\frac{G_2}{g} dc_2 + (S - s)\, dp - dP + dW = 0$$

Dividindo-se a primeira destas equações por S e a segunda por (S - s) e subtraindo-se a última equação da primeira, obtem-se

$$\frac{G_1}{gs}\, dc_1 - \frac{G_2}{g\,(S-s)}\, dc_2 + dP\,\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{S-s}\right) - \frac{dW}{S-s} = 0 \qquad \text{IV.2}$$

Sendo, conforme as equações de continuidade

$$\left.\begin{aligned} G_1 &= s c_1 \gamma \\ G_2 &= (S-s)\, c_2\, \gamma \end{aligned}\right\} \qquad \text{IV.3}$$

resulta da relação IV.2, a seguinte:

$$\frac{c_1}{g}\, dc_1 - \frac{c_2}{g}\, dc_2 + dP\,\left(\frac{c_1}{G_1} + \frac{c_2}{G_2}\right) - \frac{dW}{(S-s)\,\gamma} = 0$$

Introduzindo-se aqui a relação para dP conforme equação IV.1; assentando análogo à equação III2.

$$dW = \lambda \frac{\gamma}{2g}\, c_2^{\,2}\, U\, dx \qquad \text{IV.4}$$

onde $U = 2\,(\pi S)^{1/2}$ é o perímetro molhado da seção transversal S circular aceita; observa-se que:

$$S = \frac{G_1}{c_1 \gamma} + \frac{G_2}{c_2 \gamma} ;$$

$$S - s = \frac{G_2}{c_2 \gamma}$$

e com a equação IV.3 e IV.4

$$\frac{dW}{(S - s)\gamma} = \lambda \cdot 2 \left(\frac{\pi}{S}\right)^{1/2} \frac{S}{S - s} \cdot \frac{c_2^2}{2g} dx =$$

$$= 2 \lambda \left(\frac{\pi}{S}\right)^{1/2} (\mu \frac{c_2}{c_1} + 1) \frac{c_2^2}{2g} dx$$

então a equação IV.3.a pode ser escrita

$$\frac{c_1}{g} dc_1 - \frac{c_2}{g} dc_2 + X \frac{\gamma}{2g} (c_1 - c_2)^2 (\frac{c_1}{G_1} + \frac{c_2}{G_2}) dO - m dx \qquad \text{IV.5}$$

onde

$$m = \frac{\lambda}{g} \left(\frac{\pi}{S}\right)^{1/2} (\mu \frac{c_2}{c_1} + 1) c_2^2$$

A seção transversal do jato propulsor dividido em z tubeiras de propulsão é

$$S = z \frac{(d')^2 \pi}{4} = \frac{G_1}{c_1 \gamma}$$

sendo, portanto, o diâmetro de cada jato propulsor igual a

$$d' = \left(\frac{4G_1}{\pi z' c_1 \gamma} \right)^{1/2}$$

onde primeiro deve ser fixado após a tubeira de propulsão $z' = z$ e, após um determinado trecho, fazer $z = 1$, para calcular a convergência dos jatos pela disposição de vários jatos de propulsão.

Além disso pode assentar-se a superfície de contato do jato propulsor com o jato arrastado a

$$dO = z' \pi d' dx = 2 \left(\frac{\pi z' G_1}{c_1} \right)^{1/2} dx \qquad \text{IV.6}$$

valendo além disso conforme as equações de continuidade para G_1 e G_2

$$c_2 = \frac{G_2 c_1}{S c_1 \gamma - G_1} \qquad \text{IV.7}$$

ou diferenciado, voltando à relação IV.5 e colocando todos os somandos sobre o mesmo denominador vem:

$$\frac{(S\ c_1\ \gamma - G_1)^3 + G_1\ G_2^2 + G_2^2\ c_1^2\ \gamma\ \frac{d\ S}{d\ c_1}}{S\ \gamma\ c_1^{5/2}\ |S\ c_1\ \gamma - (G_1 + G_2)|^2}\ d\ c_1 = (K_1 - K_2)\ dx \quad \text{IV.8}$$

sendo

$$K_1 = X\ (\pi\ z'\ \frac{\gamma}{G_1})^{1/2}$$

$$K_2 = \frac{\lambda\ (\pi)^{1/2}}{(S\ c_1)^{1/2}}\ (\frac{G_2}{S\ c_1\ \gamma - (G_1 + G_2)})^2 =$$

$$= \lambda\ (\pi)^{1/2}\ (\frac{\gamma}{G_1 + G_2})^{1/2}\ (\frac{G_2}{G_1 + G_2})^2\ (\frac{\rho}{1 - \rho})^{1/2}$$

$$\rho = \frac{G_1 + G_2}{S\ c_1\ \gamma}$$

Deve-se, ainda, ser mencionado que a equação IV.8 também pode ser representada como segue:

$$\Delta x\ |K_1 - K_2 + \frac{G_2^2\ \gamma\ \frac{d\ S}{dx}}{S\ \gamma\ (c_1)^{1/2} |S\ c_1\ \gamma - (G_1 + G_2)|^2} =$$

$$= -\Delta\ c_1\ |\ \frac{(S\ c_1\ \gamma - G_1)^3 + G_1\ G_2^2}{S\ \gamma\ c_1^{5/2} |S\ c_1\ \gamma - (G_1 + G_2)|^2}\ |$$

Com esta equação e com tubeira de mistura dada e estado inicial dado, podem calcular-se, passo a passo e de modo conhecido, as relações de corrente nas quais, a uma modificação Δc_1 suposta, é determinado o passo Δx. Na equação do diferencial IV.8 o termo K_2 significa, em geral, apenas uma pequena grandeza de correção, que em primeira aproximação também poderia ser deixada de lado. Basta portanto, na integração, tratar a expressão K_2 como constante, onde pode aceitar-se para ρ o valor médio válido para a respectiva integração. Apesar desta simplificação, de um modo geral, a equação diferencial IV.8 não é solucionável; no entanto, a solução pode ser achada para alguns casos essencialmente importantes.

4.2.1. Mistura por jato à pressão constante

Suponha-se conforme o calculado no item 3.2 que, da embocadura da tubeira de propulsão até o início da parte mais estreita da tubeira de mistura, a mistura se efetue sob pressão constante p_1. No lugar da equação IV.8 resulta uma relação mais simples porque deve colocar-se o diferencial $dp = 0$ nas equações iniciais. Resulta, primeiro da equação inicial com equação IV.1 e IV.6:

$$\frac{G_1}{g} dc_1 + (\pi z')^{1/2} \frac{\chi}{g} \left(\frac{\gamma G_1}{c_1}\right)^{1/2} (c_1 - c_2)^2 dx = 0 \qquad \text{IV.9}$$

Além disso obtem-se pela adição das equações já vistas a equação seguinte:

$$\frac{G_1}{g} dc_1 + \frac{G_2}{g} dc_1 = - \lambda \frac{\gamma}{g} (\pi S)^{1/2} c_2^2 dx \qquad \text{IV.10}$$

Também nesta última equação o termo do lado direito é apenas um termo de correção de menor importância, tanto que na integração pode colocar-se um valor médio, por exemplo:

$$\lambda \frac{\gamma}{g} (\pi S)^{1/2} c_2^2 \quad \lambda \frac{\gamma}{g} (\pi)^{1/2} c_{20} c_{2x} (S_0 S_x)^{1/4}$$

onde S_0 é a seção transversal da tubeira de mistura na parte plana do final da tubeira de propulsão (seção transversal de referência) e S_x a seção transversal da tubeira de mistura a uma distância x do final da tubeira de propulsão.

As velocidades correspondentes do jato de propulsão são c_{10} e c_{1x} e as velocidades do jato arrastado são c_{20} e c_{2x}.

A integração da equação IV.10 resulta:

$$c_{2x} = \frac{1}{1 + k \times (S_x/S_o)^{1/4}} \left| c_{20} + \frac{G_1}{G_2} (c_{10} - c_{1x} \right. \qquad \text{IV.11}$$

onde

$$k = \lambda (\pi)^{1/2} \frac{\gamma c_{20}}{G_2} (S_o)^{1/2}$$

A respectiva seção transversal da tubeira de mistura torna-se então

$$S_x = \frac{G_1}{c_{1x} \gamma} + \frac{G_2 (1 + k \times (S_x/S_o)^{1/2}}{\left| c_{20} + (c_{10} - c_{1x}) \frac{G_1}{G_2} \right| \gamma} \qquad \text{IV.12}$$

Comprova-se que a seção transversal S_x diminui gradativamente na proporção que se afasta da embocadura da tubeira enquanto o atrito na parede permanecer de influência secundária, como é o caso ao longo da entrada. Na parte onde S_x é igual à seção transversal S_m mais estreita e mais favorável determinado conforme o item 3.3, termina o trecho de afluência da tubeira de mistura.

4.2.2. Mistura de jato com uma seção transversal S constante

Este caso é importante no cálculo das proporções de fluxo na parte mais estreira da tubeira de mistura da seção transversal $S=S_m$. A solução deste problema oferece a possibilidade de determinar o grau de mistura do líquido propulsor e do líquido transportado em dependência do comprimento da parte mais estreita. Quanto melhor for a mistura tanto mais a proporção de velocidade c_2/c_1 se aproxima do valor 1; o valor de proporção c_2/c_1 na entrada da parte mais estreita já é conhecido por cálculos anteriores.

Na equação diferencial IV.8 também agora a expressão K_2 deve ser tratada como constante. Fazendo:

$$v = \left(\frac{G_1 + G_2}{S\ c_1\ \gamma}\right)^{1/2} \qquad \text{e} \qquad c_1 = \frac{G_1 + G_2}{S\ \gamma\ v^2}$$

e levando em consideração que agora $\frac{dS}{d\ c_1} = 0$ chega-se à forma:

$$\frac{(1 - k_1\ v^2)^3 + k_3\ v^6}{(1 - v^2)^2}\ dv = \frac{1}{2}\ \left(\frac{G_1 + G_2}{S\ \gamma}\right)^{1/2}\ (K_1 + K_2)\ d_x \qquad \text{IV.13}$$

$$k_1 = \frac{G_1}{G_1 + G_2}\ ;\quad k_2 = \frac{G_2}{G_1 + G_2} = 1 - k_1;\quad k_3 = \frac{G_1\ G_2^2}{(G_1 + G_2)^3} = k_1 \cdot k_2^2$$

A solução da equação é

$$(K_1 - K_2)\frac{(c_{10})^{1/2}}{2}x = a_1\left|\left(\frac{c_{10}}{c_{1x}}\right)^{1/2} - 1\right| - a_2\rho_o\left|\left(\frac{c_{10}}{c_{1x}}\right)^{3/2} - 1\right| +$$

$$+ a_3\left|\frac{\left(\frac{c_{10}}{c_{1x}}\right)^{1/2}}{1 - \rho_o\frac{c_{10}}{c_{1x}}} - \frac{1}{1-\rho_o}\right| + \frac{a_4}{(\rho_o)^{1/2}}\ln\frac{\left|1 + \left(\rho_o\frac{c_{10}}{c_{1x}}\right)^{1/2}\right|}{\left|1 - \left(\rho_o\frac{c_{10}}{c_{1x}}\right)^{1/2}\right|}$$

$$\frac{\left|1 - (\rho_o)^{1/2}\right|}{\left|1 + (\rho_o)^{1/2}\right|} \qquad \text{IV.14}$$

onde:

c_{10} = velocidade do jato propulsor e

c_{20} = velocidade do jato arrastado, na entrada da parte mais estreita da tubeira de mistura.

c_{1x} = velocidade do jato propulsor e

c_{2x} = velocidade do jato arrastado, a uma distância x da seção transversal de referência.

$$K_1 = X \left(\pi z' \frac{\gamma}{G_1}\right)^{1/2}$$

$$K_2 = \left(\frac{\gamma}{G_1 + G_2}\right)^{1/2} (\pi)^{1/2} \lambda k_2^2 \left(\frac{\rho_m}{1 - \rho_m}\right)^2 x$$

$$x \left(\rho_m\right)^{1/2}$$

$$\rho_m \quad (\rho_o \rho_x)^{1/2}$$

$$\rho_o = \frac{G_1 + G_2}{S \gamma c_{10}}$$

$$\rho_x = \frac{G_1 + G_2}{S \gamma c_{1x}}$$

$$a_1 = k_1 (1 + k_2)$$

$$a_2 = \frac{k_1}{3} (k_1 - k_2)$$

$$a_3 = k_2^2/3$$

$$a_4 = k_2^2/4$$

Semelhante à equação IV.12, a equação IV.14 também deve ser usada de modo a terem diversos valores de proporção c_{1x}/c_{10} e o respectivo x calculado. Para um cálculo temporário usa-se de preferência $K_2 = 0$ para obter, por cálculo mais exato, um valor suficientemente seguro para ρ_m.

A velocidade c_{2x} do jato arrastado deve ser determinada conforme a equação IV.7.

$$C_{2x} = \frac{G_2 c_{1x}}{S \gamma c_{1x} - G_1} .$$

Para determinação do aumento de pressão $\Delta p = p - p_\infty$, na parte mais estreira resulta a relação:

$$Sdp = - \frac{G_1}{g} dc_1 - \frac{G_2}{g} dc_2 - dW \qquad \text{IV.15}$$

onde o termo de correção dW vale

$$dW = \lambda \frac{\gamma}{2g} c_2^2 \, dO = \lambda (\pi S)^{1/2} \frac{\gamma}{g} c_2^2 \, dx$$

e onde pode ser fixado, para o valor mêdio da velocidade $c_2 = c_{2m}$ no trecho x, com exatidão suficiente

$$c_{2m}^2 \approx c_{20} c_{2x} .$$

Resultando, pela integração da equação IV.15

$$\Delta p = p_x - p_1 = \frac{G_1}{g S} (c_{10} - c_{1x}) - \frac{G_2}{g S} (c_{2x} - c_{20}) - \lambda \left(\frac{\pi}{S}\right)^{1/2} \frac{\gamma}{g} x$$

$$x \, c_{20} \, c_{2x} \, x \qquad \text{IV.16}$$

Da proporção c_{2x}/c_{1x} pode ser visto a que ponto se desenvolveu a misturação.

No final da parte mais estreita (com x = 1) este valor de proporção deve ter subido para 0,7 atê 0,8. O aumento de pressão Δp obviamente ê tanto mais elevado quanto mais c_{2x}/c_{1x} se aproxima do valor 1.

Portanto, quanto mais incompleta for a compensação de velocidade, tanto maior ê o aumento da pressão no garga

lo, sendo-o também o impulso na entrada do difusor; com isto, o aumento de pressão no difusor é um pouco maior.

Por outro lado, uma compensação de velocidade muito boa (isto é c_{2x}/c_{1x} quase igual 1) condiciona um comprimento L muito grande na parte mais estreita, o que causa uma resistência ao atrito bem considerável; existe, no que concerne o comprimento da parte mais estreita, um "ótimo", que pode ser determinado pelo cálculo do aumento total de pressão com variações de L.

4.2.3. Aumento de pressão no difusor

Também para a corrente no difusor determinar-se-ão formas solúveis para a equação diferencial, sendo introduzida a condição:

$$S\, c_1\, \gamma = G_o \left(\frac{c_{10}}{c_1}\right)^n ,$$

onde: $G_o = S_m c_{10} \gamma$ e n são constantes e

onde podem ser assentados para o expoente

n = 0 ou 1,2,3, etc ...

No entanto, devido a velocidade c_2 ser dis

tribuida irregularmente pela respectiva seção transversal (isto por efeito conjunto com a influência do aumento constante da seção transversal) poder-se-iam encontrar resultados de cálculo que se desviariam consideravelmente da realidade, considerando ser a equação IV.8 baseada na suposição de que as velocidades c_1 e c_2 estariam uniformemente distribuidas pela seção transversal do jato.

Por isto é mais conveniente calcular o aumento de pressão com auxílio do rendimento do difusor η_d, mesmo com velocidade de afluência c_{10}, c_{20} irregulares, isto é, com mistura ção incompleta, do modo exposto a seguir:

Partindo do princípio de que as velocidades $c_1 = c_{10}$, $c_2 2 c_{20}$, no final da parte mais estreita, podem ser determinadas conforme o caso anterior, para a conversão no difusor, a equação de energia pode ser escrita do seguinte modo:

$$(G_1 + G_2)\,\frac{p_a - p_n}{\gamma} = \eta_d \left|\frac{G_1}{2g}\,(c_1^2 - c_a^2) + \frac{G_2}{2g}\,(c_2^2 - c_a^2)\right|$$

ou

$$p_a - p_n = \eta_d\,\frac{\gamma}{2g}\left|\frac{\mu}{1+\mu}\,(c_1^2 - c_a^2) + \frac{\mu}{1+\mu}\,(c_2^2 - c_a^2)\right| \qquad \text{IV.17}$$

Com isto, no entanto, deve-se esperar que,

em caso de um difusor, o rendimento η_d não tenha em todas as circunstâncias o mesmo valor, mas sim que ele dependa da proporção de velocidade $y = c_2/c_1$ na entrada no difusor; η_d diminuirá sensivelmente sendo consideravelmente menor que 1.

É de interesse agora qual aumento de pressão se calcularia no caso de misturação incompleta na entrada no difusor, se for usado, no lugar das verdadeiras velocidades de jato c_1, c_2, a velocidade de jato média

$$c_n = \frac{G_1 + G_2}{S_m \gamma} = \frac{G_1 + G_2}{G_1 + \frac{c_1}{c_2} G_2} = \frac{1 + \mu}{\mu + \frac{1}{\nu}} c_1 = \frac{1 + \mu}{1 + \mu \nu} c_2$$

Para fazer uma diferença do anterior (equação IV.17), denomina-se agora a pressão final com p_a' e o rendimento do difusor η_d'. Torna-se portanto

$$p_a' - p_n = \eta_d' \frac{\gamma}{2g} (c_n^2 - c_a^2).$$

Vê-se imediatamente que se obteria um outro aumento de pressão com $\eta_d' = \eta_d$. Mas, neste último caso se se calculasse o mesmo aumento de pressão como acima, os rendimentos devem estar em proporção

$$\frac{\eta'd}{\eta d} = \frac{\mu(c_1^2 - c_a^2) + (c_2^2 - c_a^2)}{(1+\mu)(c_n^2 - c_a^2)} =$$

$$= \frac{(1 + \frac{\mu}{\nu^2})\,(1 + (1+\mu\,\nu)^2 - (1+\mu)^3\,(\frac{c_a}{c_n})^2}{(1+\mu)^3\,|1 - (\frac{c_a}{c_n})^2|} \qquad \text{IV.18}$$

com velocidade de saida c_a desprezível resultaria

$$\frac{\eta'_d}{\eta_d} = (1 + \frac{\mu}{\nu^2})\,\frac{(1+\mu\,\nu)^2}{(1+\mu)^3}$$

Na figura 11 está representado o valor de proporção para diversos valores μ em dependência de ν. Vê-se que com valores ν um pouco abaixo de 1 não existe diferença considerável entre η'_d e η_d e que no entanto com valores ν baixos, isto é com misturação bastante incompleta, o rendimento do difusor η_d relacionado com a velocidade média de afluência c_n pode aumentar bastante e estar subjugado a grandes modificações, portanto nunca pode ser assentado igual η_d. Portanto parece aconselhável determinar o grau de mistura na tubeira de mistura conforme o cálculo do caso 4.2.2 acima descrito.

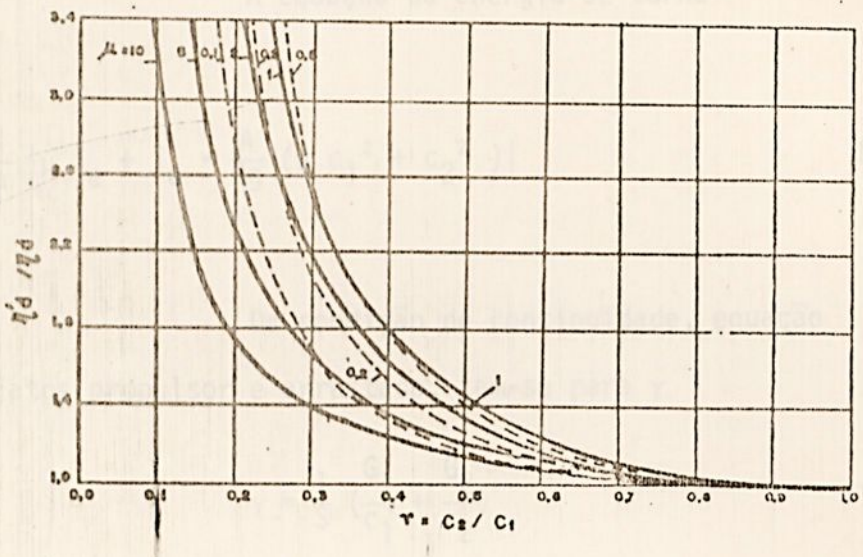


Fig. 11

4.3. Injetores para gases e vapores

Em consequência de variabilidade do peso específico γ e da diversidade entre o jato propulsor e jato transportado, apresentam-se proporções tão confusas que, levando-as em consideração, torna-se muito difícil obter uma solução do problema. Para simplificar parte-se então do princípio de que, numa seção transversal S da tubeira de mistura, o peso específico γ e o conteúdo térmico e do jato propulsor e do jato arrastado sejam iguais.

Usando para o conteúdo térmico

$$(G_1 + G_2)\, i = G_1\, i_1 + G_2\, i_2 \qquad \text{IV.19}$$

A equação da energia se torna

$$i = \frac{1}{1+\mu}\left|\mu\, i_e + i_o - \frac{A}{2g}\left(\mu\, c_1^2 + c_2^2\right)\right| \qquad \text{IV.20}$$

Da condição de continuidade, equação IV.3 para os jatos propulsor e arrastado, tem-se para γ

$$\gamma = \frac{1}{S}\left(\frac{G_1}{c_1} + \frac{G_2}{c_2}\right) \qquad \text{IV.21}$$

Das equações anteriores, segundo o desenvolvido por Flügel, resulta:

$$dp = -\frac{1}{S}\left|\frac{G_1}{g}\, d\, c_1 + \frac{G_2}{g}\, d\, c_2 + \lambda\,(\pi\, S)^{1/2}\,\frac{\gamma}{g}\, c_2^2\, dx\right| \qquad \text{IV.22}$$

$$px = p_o + \frac{G_1}{g}\int_{c_{1x}}^{c_{10}} \frac{dc_1}{S} - \frac{G_2}{g}\int_{c_{20}}^{c_{2x}} \frac{dc_2}{S} - \lambda\,(\pi)^{1/2}\,\frac{\gamma_m}{g(S_m)^{1/2}}\cdot$$

$$\cdot\, c_{2m}^2\, x \qquad \text{IV.23}$$

onde o último termo é novamente um termo de correção desprezível.

Semelhante ao exposto 4.2. serão mencionados alguns casos importantes.

4.3.1. Mistura de jato sob pressão constante

Parte-se do princípio de que no jato propulsor não se apresentem vibrações como no campo das velocidades ultrasônicas em alguns casos (quando a abertura da tubeira é insuficiente).

Por causa de dp = 0 a equação IV.22 se simplifica, de tal forma que a sua integração é

$$\mu\,(c_{1x} - c_{10}) + c_{2x} - c_{20} + \frac{a\,g}{G_2}\,x = 0 \qquad \text{IV.24}$$

onde

$$a = \lambda\,(\pi)^{1/2}\,\frac{\gamma_m}{g}\,c_{2m}^{\,2}\,(S_m)^{1/2}$$

sendo

$$c_{2m}^{\,2} \approx c_{20} \cdot c_{2x}\;;\quad S_m \quad (S_o\,S_x)^{1/2}\;;\quad \gamma_m \quad (\gamma_o\,\gamma_x)^{1/2}$$

Da equação IV.24 resulta a conexão entre c_{1x} e c_{2x}, que, inicialmente, devem ser determinados em primeira aproximação sob negligência do termo de correção com x e depois retificado. Os valores c_{10} e c_{20} no final da tubeira de mistura são conhecidos.

A seção transversal de passagem S_x necessária é:

$$S_x = \frac{\frac{G_1}{c_{1x}} + \frac{G_2}{c_{2x}}}{(1+\mu)p_o} C \cdot \left| \mu i_e + i_o - K(1+\mu) - \frac{A}{2g}(\mu c_{1x}^2 + c_{2x}^2) \right|$$

IV.25

Baseado nesta equação se pode determinar quais velocidades c_{1x}, c_{2x} predominam na entrada da parte mais estreita.

Visto que a seção transversal S_o no final da tubeira de mistura pode ser calculada tanto conforme a equação IV.25 assim como sob consideração exata dos pesos específicos reais nos jatos propulsor e arrastado, onde obviamente resulta uma pequena diferença, pode posteriormente ser formulada uma correção de todos os valores S_x levando-se em consideração a circunstância de que a diferença entre γ_1 e γ_2 se torna sempre menor com uma misturação crescente dos jatos.

4.3.2. Mistura de jatos com seção transversal S constante

Conforme a equação IV.23, neste caso se tem

$$p_x = p_o + \frac{G_1}{g\,S}\,(c_{10} - c_{1x}) - \frac{G_2}{g\,S}\,(c_{2x} - c_{20}) - a\,x \qquad \text{IV.26}$$

onde

$$a = \lambda\,(\pi)^{1/2}\,\frac{\gamma_m\,c_{2m}^2}{g\,(S)^{1/2}}$$

sendo

$$c_{2m}^2 \approx c_{20}\,c_{2x} \;;\; \gamma_m\,(\gamma_o\;\gamma_x)^{1/2}$$

onde naturalmente agora o índice 0 relaciona ao início da parte mais estreita. Com auxílio das duas expressões para γ conforme equações anteriores, p_x pode ser acima calculado, sendo correspondente a cada par de valores c_{1x} e c_{2x}.

Nota-se que se, tratando de gases e vapores, o cálculo do processo de mistura é bem mais complicado do que com líquidos.

4.3.3. Aumento de pressão no difusor

Com correntes de gás no difusor as proporções são basicamente semelhantes como com líquidos (veja item 4.2.3.). Por isto é conveniente calcular a conversão de energia, simplesmente com auxílio da equação de energia e do rendimento do difusor η_d.

O conteúdo térmico i_n no final da tubeira de mistura calcula-se da equação de energia

$$G_1 i_e + G_2 i_o = (G_1 + G_2)\, i_n + \frac{A}{2g}\,(G_1 c_1^2 + G_2 c_2^2)$$

$$i_n = \frac{1}{1+\mu}\left|\, \mu\, i_e + i_o - \frac{A}{2g}\,(\mu\, c_1^2 + c_2^2)\right|$$

Com isto pode comprovar-se a pressão final p_a alcançável mais exatamente do que conforme o capítulo III, visto que é considerada a misturação mais ou menos incompleta na entrada do difusor, enquanto que no capítulo III parte-se da suposição de uma misturação completa. As relações anteriores valem novamente tanto para vapor como também para gases.

Com auxílio do diagrama (i,s) pode-se determinar a pressão final p_a. Deve-se dizer ainda que, com gases que

fluem à velocidade supersônica, pode apresentar-se facilmente um aumento brusco de pressão devido ao choque de gás. Com isto há grandes perdas por choque; portanto deve evitar-se ao máximo um aumento de pressão intermitente.

C A P Í T U L O V

DIMENSIONAMENTO DE INJETORES PARA MATÉRIAS DIVERSAS

5.1. Introdução

Sendo o material propulsor e o material transportado matérias diversas porém do mesmo estado de agregação, o processo de cálculo é o mesmo apresentado nos capítulos anteriores; no entanto as equações recebem parcialmente uma outra forma, conforme será mostrado. Apresentar-se-á o equacionamento devido a Flügel e, no capítulo seguinte, o projeto e detalhes de um injetor dimensionado segundo o processo indicado.

5.2. Injetores para líquidos

5.2.1. Cálculo do aumento de pressão conforme a equação

Se γ_1 e γ_2 se denominam os pesos específicos dos jatos propulsor e transportado, então tem-se

$$c_o = \psi_1 \left| \frac{2g}{\gamma_1} (p_e - p_o) \right|^{1/2}$$

$$c_1 = \psi_1 \left| \frac{2g}{\gamma_1} (p_e - p_1) \right|^{1/2}$$

$$c_2 = \psi_2 \left| \frac{2g}{\gamma_2} (p_o - p_1) \right|^{1/2}$$

A equação II.1 para a velocidade de mistura c_m permanece inalterada, enquanto a equação II.2 se torna:

$$\frac{c_1}{c_o} = \left(1 + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)^{1/2} \qquad \text{V.1}$$

A equação II.3 recebe a forma

$$p_a - p_1 = p_a - p_o + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (p_e - p_o) = n \frac{\gamma_m}{2g} (c_m^2 - c_a^2)$$

onde, para o peso específico γ_m da mistura, vale a proporção

$$\frac{G_1 + G_2}{\gamma_m} = \frac{G_1}{\gamma_1} + \frac{G_2}{\gamma_2}$$

ou

$$\gamma_m = \gamma_1 \frac{\mu + 1}{\mu + \frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \qquad V.2$$

Após a introdução das relações para γ_m e c_m na equação para $p_a - p_1$ resulta

$$(1 + \mu)^2 A - 2(1 + \mu) B = - C \qquad V.3$$

com

$$A = (\frac{c_1}{c_o})^2 - \frac{p_a - p_o}{n \psi_1^2 (p_e - p_o)} - \frac{\alpha^2}{n \psi_2^2} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} - \tau^2$$

$$B = \frac{c_1}{c_o} (\frac{c_1}{c_o} - \alpha) + \frac{(p_a - p_o) (\frac{\gamma_1}{\gamma_2} - 1)}{2 n \psi_1^2 (_e - p_o)} + \frac{\alpha^2}{2 n \psi_2^2} (1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1})$$

$$C = (\frac{c_1}{c_o} - \alpha)^2$$

A solução da equação será:

$$\mu = \frac{B}{A} \left| 1 + \left(1 - \frac{C_A}{B^2}\right)^{1/2} \right| - 1 \qquad V.4$$

Com $\gamma_1 = \gamma_2$, esta relação, após alguma transformação, passa para equação II.4.

Para o cálculo da seção transversal mais estreita, a equação II.5 recebe esta forma:

$$S_m = (1 + z)\ (1 + \mu)\ \frac{G_2}{c_m\ \gamma_m} \qquad V.5$$

Para o rendimento vale a solução

$$\eta_s = \frac{G_2\ \frac{p_a - p_o}{\gamma_2}}{G_1\ \frac{p_e - p_a}{\gamma_1}} = \frac{1}{\mu}\ \frac{\gamma_1}{\gamma_2}\ \frac{p_a - p_o}{p_e - p_a} \qquad V.6$$

5.2.2. Cálculo mais exato do aumento de pressão

Vale a equação III.1 sem modificações. Introduzindo nas equações III.2 e III.3 os respectivos pesos específicos γ_{2m} e γ_m na forma ($\gamma_{2m} \approx \gamma_2\ \gamma_m$), resulta em lugar da

equação III.4.

$$f = 4 \lambda \frac{L'}{d} \frac{\gamma_{2m}}{\gamma_m} \qquad V.7$$

Nas equações III.5 e III.6 coloca-se γ_m no lugar de γ, pelo que a equação III.7 assume a forma

$$p_a - p_o = \psi_1^2 \left| (p_e - p_o) \left| \frac{2\sigma}{\mu + \frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \left\{ \left(\mu \frac{c_1}{c_o} + \alpha - \sigma (1 + \mu) \left(1 + \frac{f}{2}\right)\right\} + \right.\right.\right.$$

$$\left. + \frac{\mu + 1}{\mu + \frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \eta_d (\sigma^2 - \tau^2) - \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right)^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right| \qquad V.8$$

Daí resulta, para o consumo proporcional do material de propulsão

$$\mu = \frac{\frac{p_a - p_o}{\psi_1^2 (p_e - p_o} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \sigma^2 (2 + f - \eta_d) - 2\sigma\alpha + \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right) + \eta_d \tau^2}{2\sigma \frac{c_1}{c_o} - \left| \sigma^2 (2 + f - \eta_d) + \left(\frac{\alpha}{\psi_2}\right)^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \eta_d \tau^2 \right| - \frac{p_a - p_o}{\psi_1^2 (p_e - p_o)}} \qquad V.9$$

Na equação III.9 coloca-se novamente γ_m no lugar de γ; torna-se então:

$$S_m = \frac{G_2 \left(\mu + \frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)}{\sigma\, c_o\, \gamma_1} \qquad V.10$$

O processo de cálculo, naturalmente, é basicamente idêntico ao formulado no item 3.2. Visto que conforme as exposições de 3.3. para que a tubeira de mistura entre até a parte mais estreita, vale ainda a relação

$$S_m = s_1 + s_2 = \frac{G_1}{c_1\, \gamma_1} + \frac{G_2}{c_2\, \gamma_2} = \frac{G_1 + G_2}{c_n\, \gamma_m}$$

Com a equação V.2 e $c_n = \sigma\, c_o$, resulta daí

$$\mu\, \frac{c_o}{c_1} + \frac{\gamma_1}{\alpha\, \gamma_2} = \frac{1}{\sigma} \left(\mu + \frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)$$

$$\mu = \frac{\left(\frac{\sigma}{\alpha} - 1\right) \frac{\gamma_1}{\gamma_2}}{\left(1 + \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)^{1/2}} \qquad V.11$$

Com um determinado valor σ, colocando - se diversos valores α, resultam para as equações V.9 e V.11, valores μ, distintos um do outro. Apenas onde os valores μ se tornam iguais, isto é, onde as duas curvas μ aplicadas dependentes de α se cortam, está a solução certa de α. Deste modo se pode determinar, para diversos valores, os respectivos valores α e encontrar-se o ponto absolutamente mais favorável correspondente ao valor mínimo μ.

5.2.3. Cálculo do processo de mistura progressivo

Para a mistura turbulenta de líquidos com pesos específicos diferentes, ainda não há nada determinado. Aqui será mencionado apenas a montagem de cálculo já feita por Flügel.

Imagine-se duas correntes de líquido de velocidade c_1, c_2 diversas, no mesmo sentido (pode ser $c_1 > c_2$), mas também com pesos específicos γ_1, γ_2 diversos. Aparecerão pequenas pertubações na superfície limite, que aos poucos se desenvolvem em pertubações grandes. No local das pertubações, num ponto da superfície limite, se apresentará uma pertubação de pressão Δ_p, que obviamente tem conexão com a velocidade de propagação c_s do local de pertubação e, para a qual, pode empregar-se a seguinte relação:

$$\Delta p = k_1 \frac{\gamma_1}{2g} (c_1 - c_s)^2 = k_2 \frac{\gamma_2}{2g} (c_s - s_2)^2 \qquad V.12$$

onde k_1 e k_2 são os valores de proporção.

Com o desenvolvimento da pertubação, o primeiro líquido com velocidade v_1 penetra no outro líquido com a velocidade v_2 e é natural que se escreva para estas velocidades de mistura

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{c_1 - c_s}{c_s - c_2}$$

ou

$$v_1 = 2 \times (c_1 - c_s),$$

$$v_2 = 2 \times (c_s - c_2) \qquad V.13$$

onde X é um valor empírico e que vale $\cong 0,1$

A velocidade de mistura relativa v, pela continuidade, resulta:

$$v = \frac{2 \times (c_1 - c_2)}{2 + \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^{1/2} + \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)^{1/2}} \qquad V.14$$

A troca de impulsos que acontece na pequena superfície limite 0 provoca uma tensão de cisalhamento, que pode ser calculada por:

$$\tau = \left| \frac{2\,X}{2 + \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^{1/2} + \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)^{1/2}} \right| \left| \frac{c_1\,\gamma_1 - c_2\,\gamma_2}{g} \right| \qquad V.15$$

Com $\gamma_1 = \gamma_2$ as equações acima passam para as relações análogas às já aplicadas no capítulo anterior.

As equações de v e τ podem ser transformadas para campos de mistura com valores c e γ constantemente modificáveis, escrevendo-se:

$$c_1 = c \qquad c_2 = c + \Delta c \qquad \Delta c = \frac{\partial_c}{\partial_n}\,\ell$$

$$\gamma_1 = \gamma \qquad \gamma_2 = \gamma + \Delta\gamma \qquad \Delta\gamma = \frac{\partial_\gamma}{\partial_n}\,\ell$$

onde n representa a direção vertical da direção da corrente, e ℓ o "comprimento de mistura". Daí obtem-se, no lugar das equações V.14 e V.15, as relações

$$v = \frac{2 \chi \ell \frac{\partial c}{\partial n}}{2 + (1 + \frac{\ell}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial n})^{1/2} + (1 + \frac{\ell}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial n})^{-1/2}}$$

$$\tau = \frac{2 \chi \ell^2}{g \left| 2 + (1 + \frac{\ell}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial n})^{1/2} + (1 + \frac{\ell}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial n})^{-1/2} \right|} \cdot \frac{\partial c}{\partial n} \left| \frac{\partial (c \gamma)}{\partial n} + \ell \frac{\partial c}{\partial n} \frac{\partial \gamma}{\partial n} \right|$$

Como se pode reconhecer pelas equações de v e τ, o cálculo dos campos de mistura com pesos específicos diversos é muito difícil do que o de campos de mistura com valores γ invariáveis. Segue-se, para facilidade, um caminho de aproximação, pelo qual se calculará desde o início da mistura, isto é, desde o final da tubeira de mistura, com pesos específicos γ_m conforme a equação V.2 para material propulsor e transportado.

Sendo necessário pode ter-se um valor χ um pouco menor neste cálculo de aproximação, tendo em conta a influência da diversidade dos pesos específicos. No mais, não existe necessidade prática para o cálculo de injetores nos quais a diferença dos pesos específicos dos líquidos propulsor e transportado é muito grande.

Desde que, conforme o processo de aproximação se deva contar com peso específico γ_m imutável, com velocidade de jato propulsor c_1 e velocidade de afluência c_2 iguais, no lugar das seções transversais s_1 e s_2 reais, resultam seções transversais um pouco diversas:

$$s_1' = s_1 \frac{\gamma_1}{\gamma_m}$$

V.16

$$s_2' = s_2 \frac{\gamma_2}{\gamma_m}$$

e por isto também no lugar da verdadeira seção transversal da tubeira de mistura $S = s_1 + s_2$ resulta uma seção transversal $s' = s_1' + s_2'$ um pouco diferente, com a qual se deve efetuar o cálculo da mistura progressiva pelo método exposto no item 4.2.

5.3. Injetores para matérias em forma de gás e vapor

5.3.1. Cálculo do aumento de pressão conforme a equação de energia

No caso de um injetor que é acionados com gases vapores ou uma mistura dos dois e no qual são dadas pressão de propulsão p_e, pressão da câmara de aspiração p_o, pressão final p_a e a quantidade G_2 transportada por segundo, permanecem, a princi

pio, as equações II.7 até II.11 inalteradas para cada tipo de gás e para este tipo de vapor, também para o valor ε vale como antes

$$1 + \varepsilon = \frac{H_2}{H_1 - H_2}$$

onde o valor ε pode ser bem diverso, ou seja, tanto pode ser positivo como negativo. Para isto as quedas H devem ser tiradas do diagrama (i,s).

Com um valor x admitido, a pressão p_1 é determinada pela relação:

$$p_1 = p_o \left| 1 - \alpha^2 \left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2 \frac{H_e}{i_o - K_2} \right|^{\frac{1}{A\,C_2}}$$

sendo as constantes K_2 e C_2 calculadas conforme equações III.13 e III.14.

Para os conteúdos térmicos i_{m1} do material propulsor e i_{m2} do material transportado deve utilizar-se agora, após completada a mistura à pressão p_1 a seguinte relação:

$$i_{m1} + i_{m2} = \mu i_e + i_o - (1 + \mu) \left(\frac{c_m}{91,5}\right)^2 \qquad \text{V.16}$$

Escolhendo-se na linha de pressão p_1 (ou também p_a) dois pontos com as temperaturas t' e t" (que devem localizar-se no entanto no campo de temperaturas válidas para a mistura) e sendo i_1' e i_1'' os conteúdos térmicos correspondentes respectivamente ao material propulsor e ao transportado, então pode utilizar-se de modo suficientemente exato, a seguinte relação para os conteúdos térmicos i_1, i_2 com uma temperatura diversa e à mesma pressão:

$$i_2 = i_2' + K\,(i_1 - i_1') \qquad \text{V.17}$$

onde

$$K = \frac{i_2'' - i_2'}{i_1'' - i_1'}$$

Empregando-se i_{m1} e i_{m2} no lugar de i_2 e i_2, a equação V.16 pode ser transformada devidamente e pode-se calcular a queda de compressão H_{K1}' e a H_{K2}' do material propulsor e transportado.

Desta forma pode-se escrever, no lugar da equação III.12 a seguinte:

$$(1 + \mu)^2\, A - 2(1 + \mu)\, B = - C \qquad \text{V.18}$$

onde

$$A = \left(\frac{c_1}{c_o}\right)^2 - \frac{H_{K1}'}{\eta\, \psi_1^2\, H_e} - \tau^2$$

$$B = \frac{c_1}{c_o}\left(\frac{c_1}{c_o} - \alpha\right) - \frac{H_{K1}' - H_{K2}'}{2\, \eta\, \psi_1^2\, H_e}$$

$$C = \left(\frac{c_1}{c_o} - \alpha\right)^2$$

Resulta, para a dosagem:

$$\mu = \frac{B}{A}\left| 1 + \left(1 - \frac{CA}{B^2}\right)^{1/2} \right| - 1 \qquad V.19$$

Para o cálculo da seção transversal considera-se de preferência, a mistura como uma matéria elástica homogênea que obedece novamente à equação de estado geral III.12, de onde resulta o volume específico v.

Com isto o cálculo da seção transversal para a determinação da seção transversal mais estreita pode ser executado pela equação II.14. Para o rendimento vale a equação II.15 inalterada.

5.3.2. Cálculo mais exato do aumento de pressão

As equações desenvolvidas em 3.4 continuam válidas e inalteradas. O valor de f sai da equação III.15 e do uso da equação V.7, onde γ_2 e γ_m se referem ao estado da emboca dura da tubeira de mistura.

As constantes C e K que aparecem nas equações seguintes devem ser determinadas como indicam as equações III. 13 e III.14. Como nestes valores está contido μ, deve em primeiro lugar determinar-se um primeiro valor de μ conforme equação V.19, para depois poder determinar um valor mais exato conforme III.16. Visto que C e K foram calculados com o valor provisório de μ, de pois disso deve ser feita uma melhor análise.

A conclusão à que se chegou em 3.3 de que a tubeira de propulsão entra até a parte mais estreita da tubeira de mistura, também vale aqui desde que o jato propulsor não flua com velocidade ultrasônica por demais elevada.

Então novamente é $S_m = s_1 + s_2$ ou

$$\frac{G_1 + G_2}{c_n \gamma_n} = \frac{G_1}{c_1 \gamma_1} + \frac{G_2}{c_2 \gamma_2}$$

visto que

$$\frac{1}{\gamma_n} = v_n = \frac{C\,(i_n - K)}{p_n}$$

Resulta para a dosagem:

$$\mu = \frac{A}{B} \qquad \text{V.20}$$

onde

$$A = \frac{C\,\gamma_1\,\psi}{\sigma\,p_a}\,(K + \sigma^2\,\psi_1^{\,2}\,H_e - i_o) + \frac{1}{\alpha}\,\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$$

$$B = \frac{C\,\gamma_1\,\psi}{\sigma\,p_a}\,(i_e - K - \sigma^2\,\psi_1^{\,2}\,H_e) - \frac{c_o}{c_1}$$

$$\phi = \left(1 + \frac{H_K''}{i_n - K}\right)^{\frac{1}{AC}}$$

$$H_K'' = n_d\,\left(\frac{c_o}{91{,}5}\right)^2\,(\sigma^2 - \tau^2)$$

$$\frac{c_1}{c_o} = \left|\,1 + \frac{\alpha^2}{1+\varepsilon}\,\left(\frac{\psi_1}{\psi_2}\right)^2\,\right|^{1/2}$$

Com isto o valor Ø deve ser calculado com o valor determinado provisoriamente de μ. Os valores γ_1 e γ_2 referem-se ao estado na embocadura da tubeira de propulsão.

O valor μ conforme a equação V.20 deve estar em concordância com o da equação III.16, no caso da tubeira de propulsão entrar até a parte mais estreita da tubeira de mistura. Para um valor pressuposto de σ, o valor α deve ser modificado tantas vezes quantas for necessário para alcançar esta concordância; este cálculo é feito como no caso de líquidos para diversos valores σ, para encontrar o melhor ponto com valor mínimo de μ. Este processo de cálculo poderia ter sido exposto no final do item 3.3, para gases e vapores uniformes.

É lógico que também aqui existe um limite para o caso de velocidades ultrasônicas elevadas, a partir de que não é mais possível introduzir os materiais propulsor e transportado, à pressão de embocadura p_1, na parte estreita mais favorável s_m da tubeira de mistura, e a partir de que as equações para o cálculo de um injetor se tornam um pouco mais complicadas.

A seção transversal da tubeira de mistura s_1 pode ser determinada, para cada pressão de embocadura p_1, da relação

$$s_1 = \frac{G_1}{c_1 \gamma_1} + \frac{G_2}{c_2 \gamma_2}$$

No caso do valor μ, para injetores para materias diversas, ser muito elevado (na ordem de 10 ou acima), não se comete um erro muito grande se se aceita o material transportado como igual ao material propulsor. Sendo no entanto μ muito pequeno (na ordem de 0,1 ou abaixo) também não se comete um erro grande aceitando o jato de propulsão, desde que conservada a velocidade de saída verdadeira da tubeira de propulsão, como sendo igual ao material transportado. Se as constantes C_1 e C_2 de ambos materiais variam apenas um pouco, então tais medidas já são permitidas com um valor μ que esteja ainda mais perto de 1. Em tais casos, portanto, é possível simplificar o cálculo de um injetor.

5.3.3. Cálculo do processo de mistura progressivo

Também aqui pode ser empregado o processo simplificado, sob aceitação de peso específico inalterado, por uma seção transversal como foi feito em 2.3 e mais amplamente especificado sob 5.2.3 para líquidos. Por isto todos desenvolvimentos feitos em 4.3. são válidos e inalterados.

Com isto naturalmente as constantes C e K da equação III.12 devem ser determinadas pelo método exposto acima

em 5.3.1. Além disso deve ser observado que, em lugar das seções transversais verdadeiras S da tubeira de mistura e S_1 do jato propulsor, devem ser empregadas as seções transversais S' e S_1', cujos valores de saída na embocadura do jato propulsor podem ser determinados semelhantemente ao exposto em 5.2.3 para líquidos; com mistura progressiva as proporções S'/S e S_1'/S_1 se aproximam sempre mais do valor 1. Assim como com líquidos, é suficiente aceitar, inicialmente, uma mistura à pressão constante p_1 até S' alcançar quase o valor S_m.

C A P Í T U L O VI

APLICAÇÃO E CONSIDERAÇÕES

6.1. Introdução

O dimensionamento dos injetores foi sempre realizado com base em equações devidas a vários autores, não oferecendo, no entanto, detalhes mais profundos e conclusivos. As ilustrações anexadas nos apêndices I e II podem comprovar tal fato.

No entanto, com a implantação de uma usina de fabricação de Nitroglicerina (Ng) na Fábrica Presidente Vargas em Piquete - S.P. (1200 kg/h) em processo contínuo e de controle remoto, houve a necessidade de um estudo e projeto detalhado dos injetores para transporte de glicerina emulsionada.

Para tanto, sob a orientação de engenheiros

da Alemanha Ocidental - responsáveis pela montagem da usina - e com fundamento básico em equações desenvolvidas por G. Flügel em 1939, dimensionaram-se os injetores que hoje funcionam naquela instalação e da qual não se apresentam, aqui, maiores detalhes.

Serão apresentados, porém alguns detalhes básicos de um dos injetores projetado e instalado.

6.2. Informações básicas

6.2.1. Características do Injetor

Finalidade:	transporte de Nitroglicerina da chicana para a coluna de lavagem da F.P.V.
Vazão:	aproximadamente 800 kg/h
Quantidade de propulsão:	250 litros de água/h
Pressão de regime:	3 kgf/cm^2 eficaz
Altura de elevação:	5 metros de coluna de água

Altura de suc ção:	0,5 metros de coluna de água
Material:	aço inoxidável
Dispositivos de ajustagem:	válvula magnética (água de propulsão)
Lugar de ajus tagem:	Posto de comando (N_1) Sala de nitração (N_2)
Acessórios:	flanges, tubulações
Lugar de colo cação:	Edifício N_2 perto da chicana

6.2.2. Finalidades

A nitroglicerina fabricada continuamente no reator de mistura sulfonítrica (ácido sulfúrico + ácido nítrico) e glicerina, cai por gravidade em um dispositivo (separador) onde se separa do ácido residual.

Do separador ela é arrastada para 3 colunas de lavagem através de injetores, o que evita os perigos naturais de choque e atrito, seguindo, novamente através de um injetor para um tanque depósito.

6.3. Detalhes básicos

Nas figuras 12 a 18 mostradas a seguir, apresenta-se esquematicamente o injetor projetado. São detalhes construtivos básicos que permitem a montagem do conjunto.

Visando ainda permitir-se maiores informes técnicos mostram-se quatro fotografias do injetor dimensionado, quais sejam:

- Vista do conjunto
- Conjunto desmontado
- Vista da Tubeira de Mistura
- Vista do Difusor

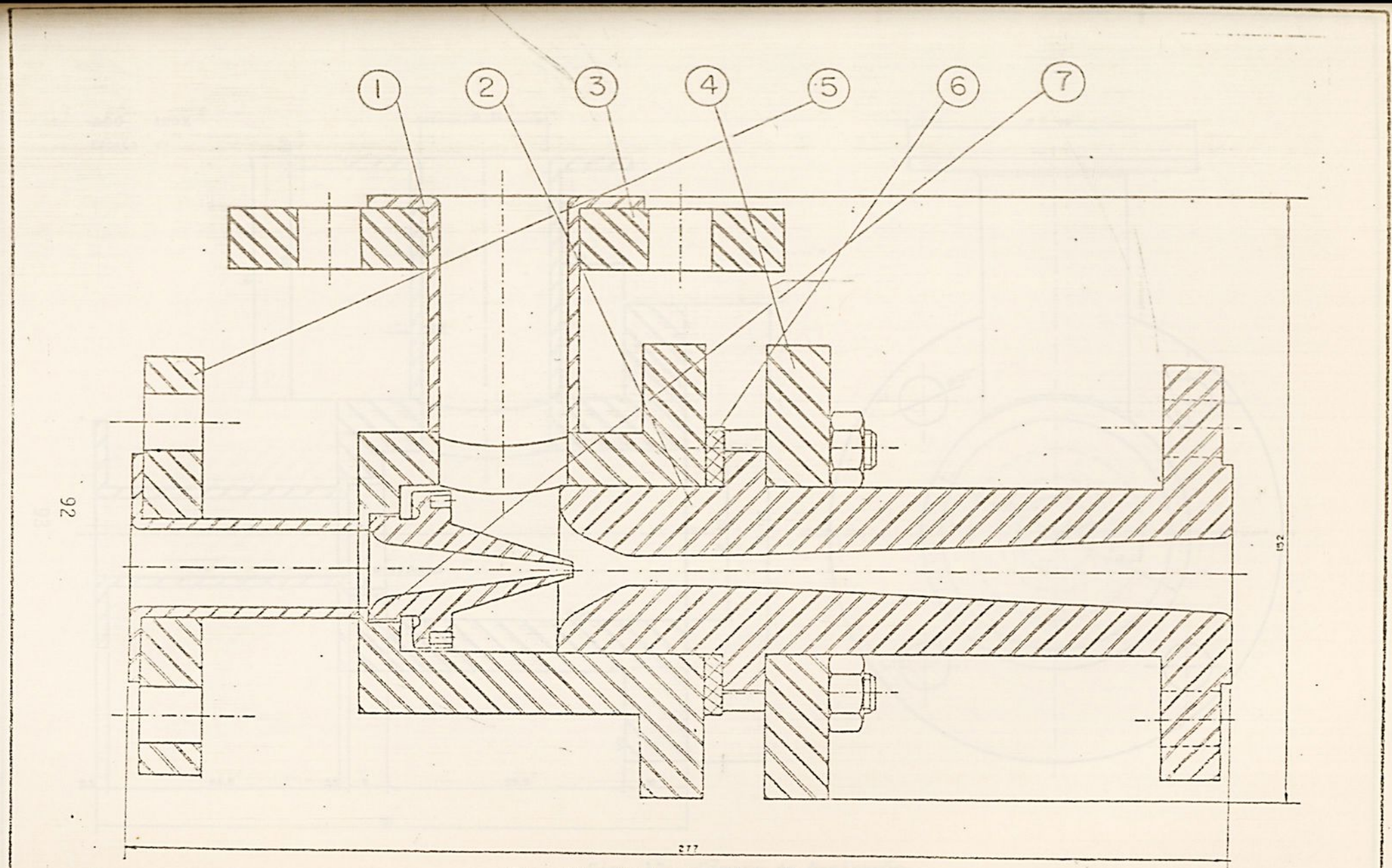


Fig. 12 - Vista Geral em Corte

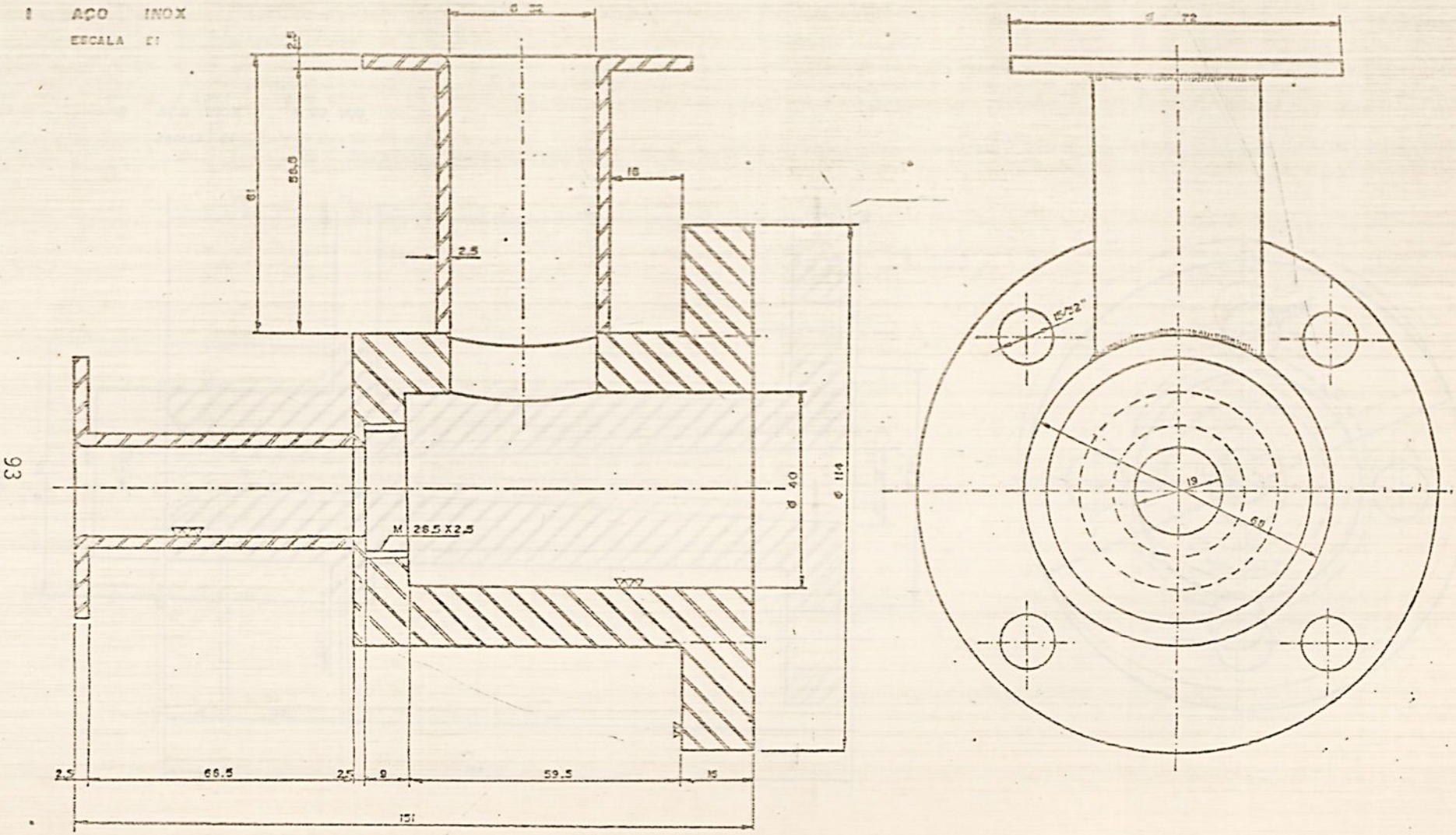


Fig. 13 - Câmara de Aspiração

2 AÇO INOX ▽▽ ▽▽▽

ESCALA 1:1

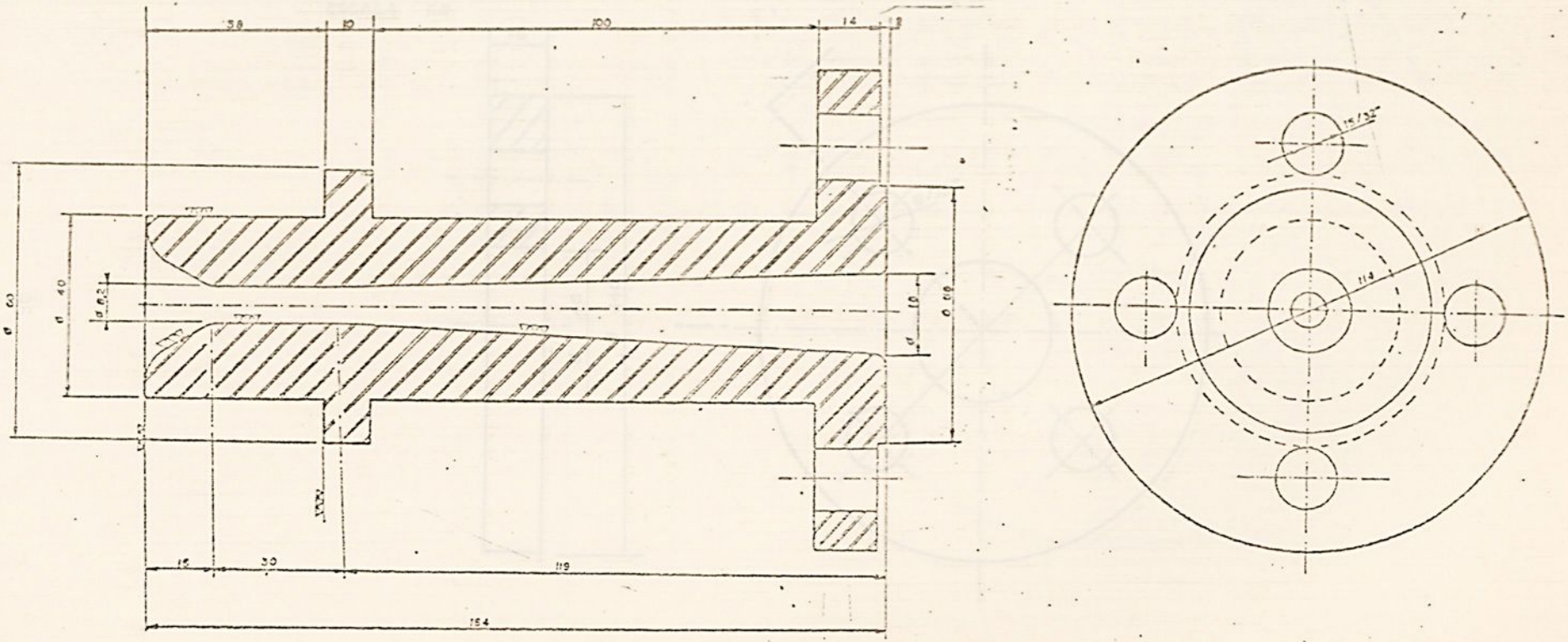


Fig. 14 - Tubeira de Mistura

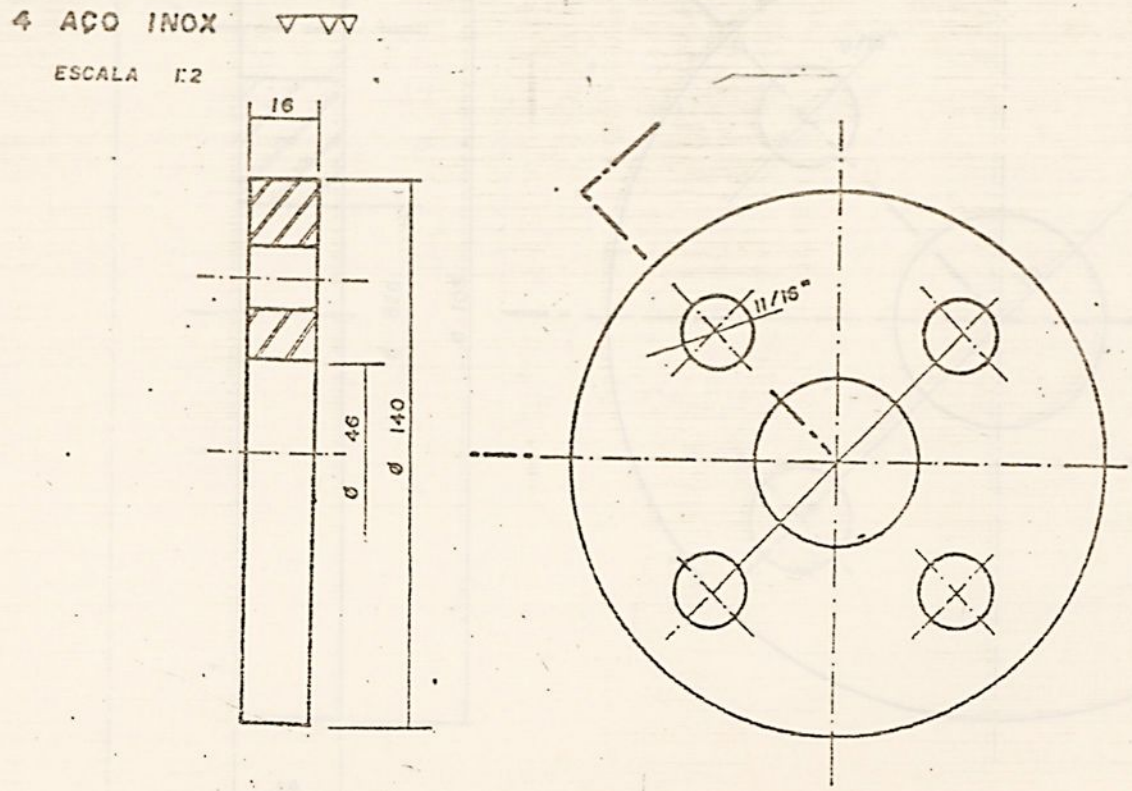


Fig. 15 - Detalhe 4

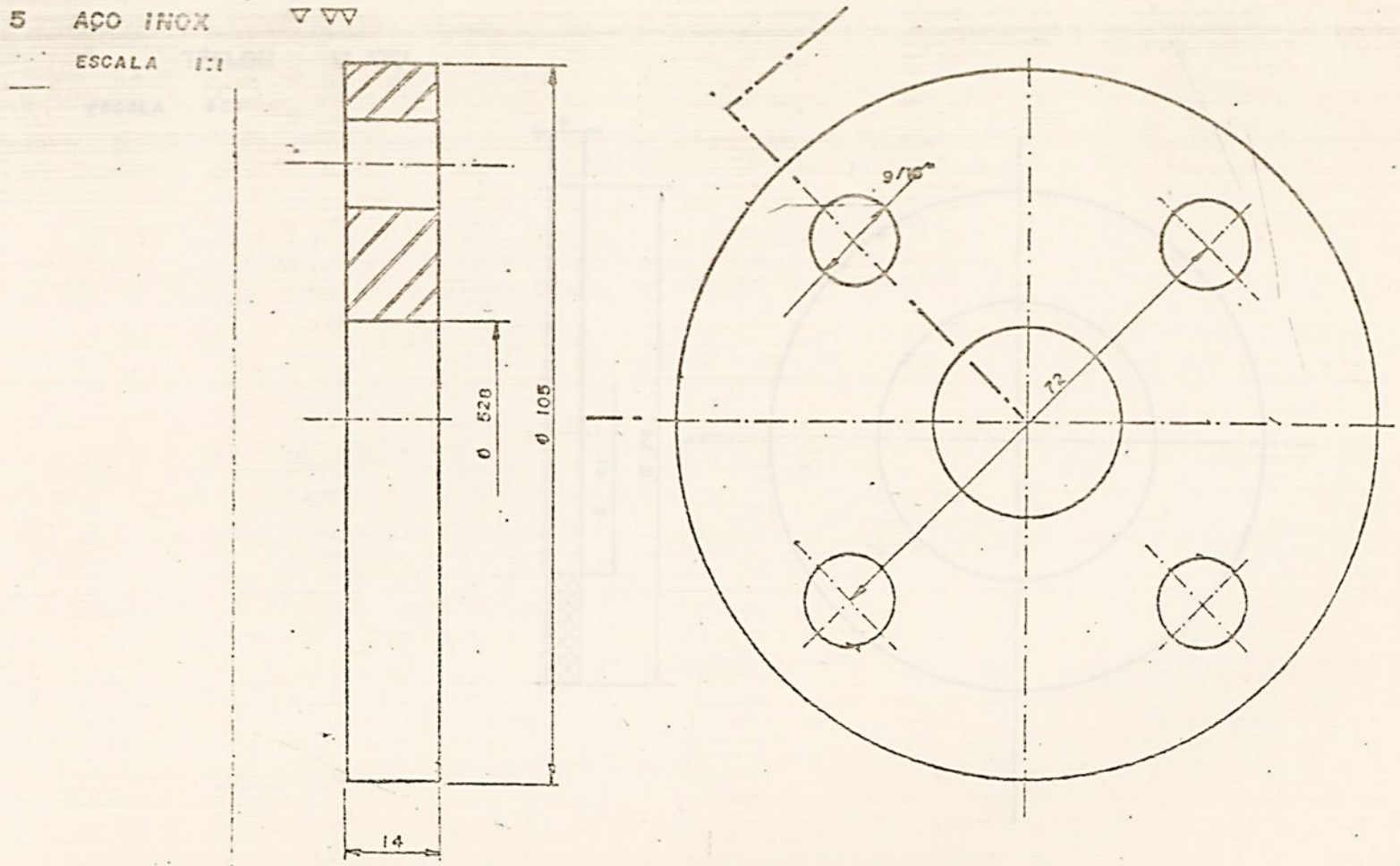


Fig. 16 - Detalhe 5

6 TEFLON ▽ ▽▽

ESCALA 1:1

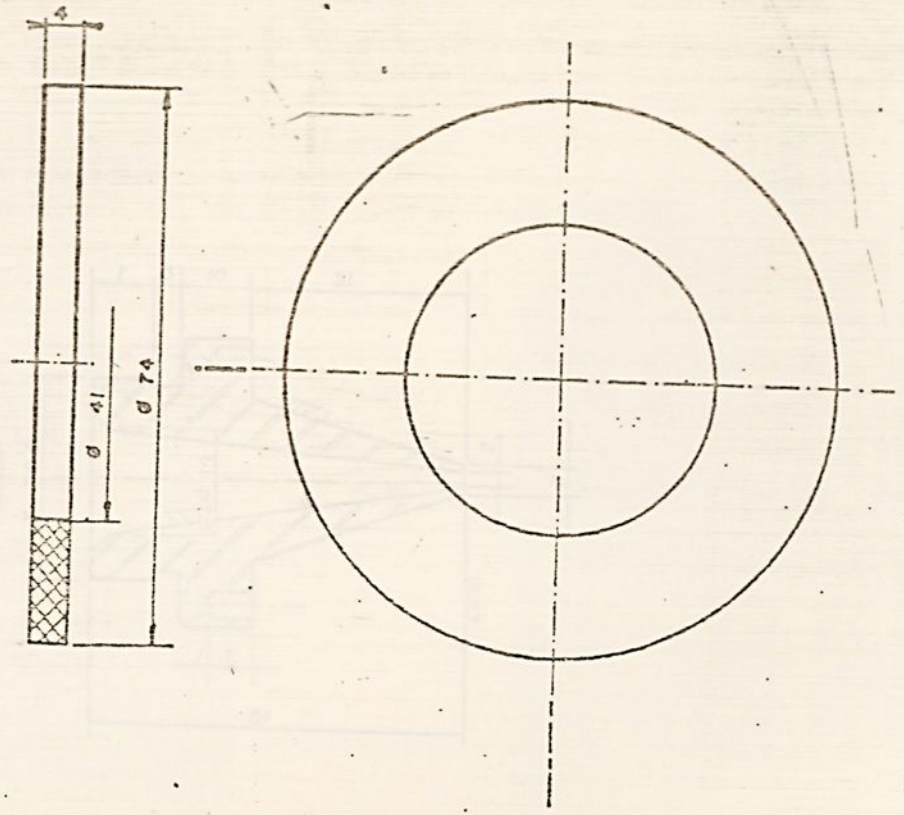


Fig. 17 - Detalhe 6

7 AÇO INOX ▽ ▽▽

ESCALA 1 : 1 .

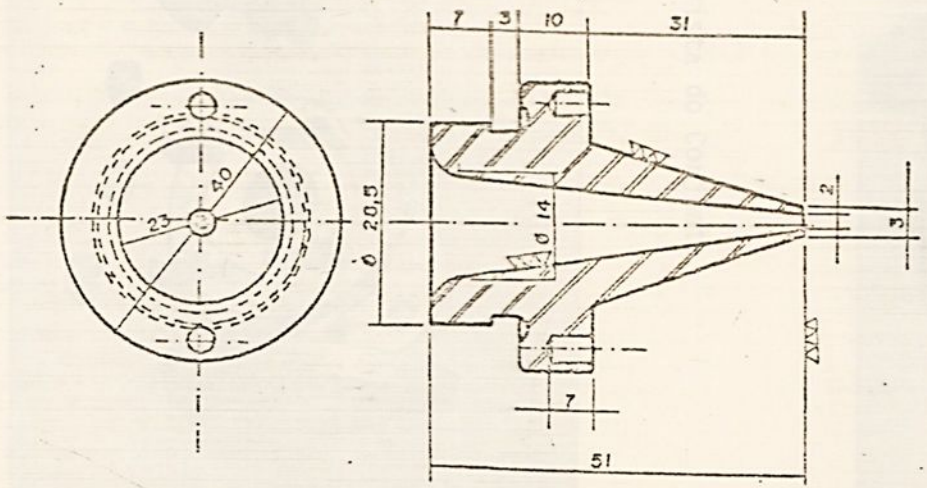


Fig. 18 - Tubeira de Propulsão

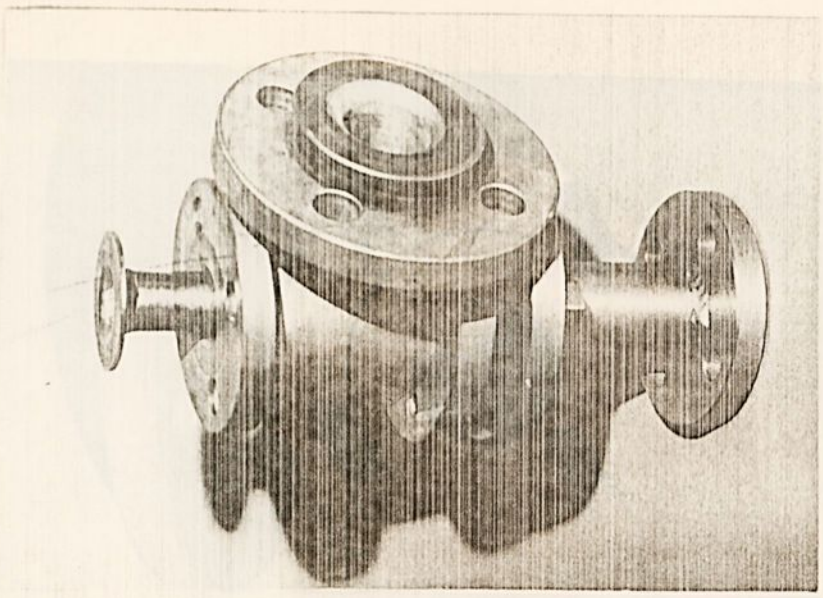


Foto 1 - Vista do Conjunto

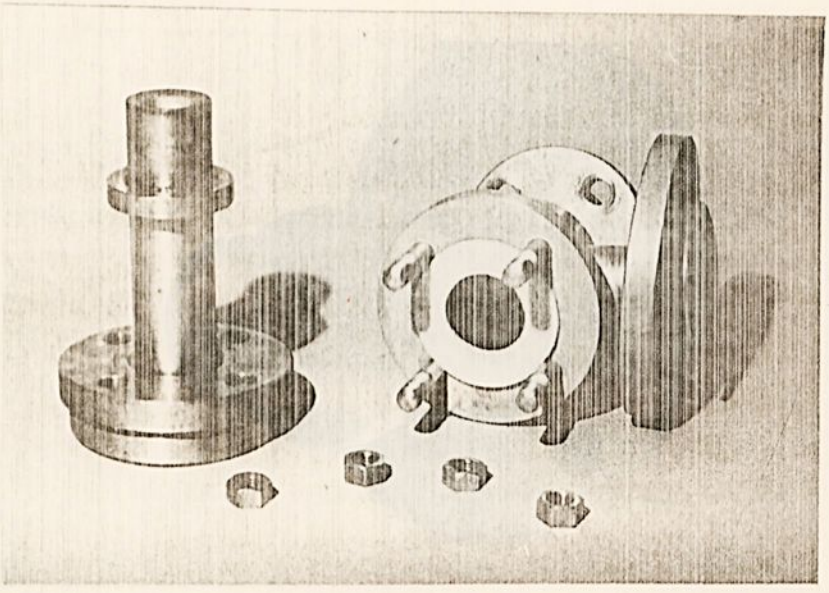


Foto 2 - Conjunto desmontado

FACULDADE DE ENGENHARIA DE GUARATINGUETÁ BIBLIOTECA 006160

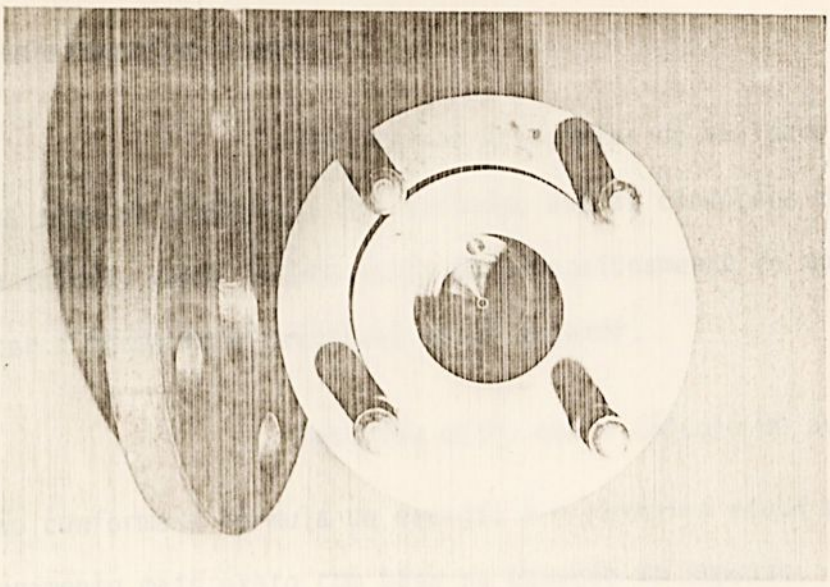


Foto 3 - Vista da Tubeira de Mistura

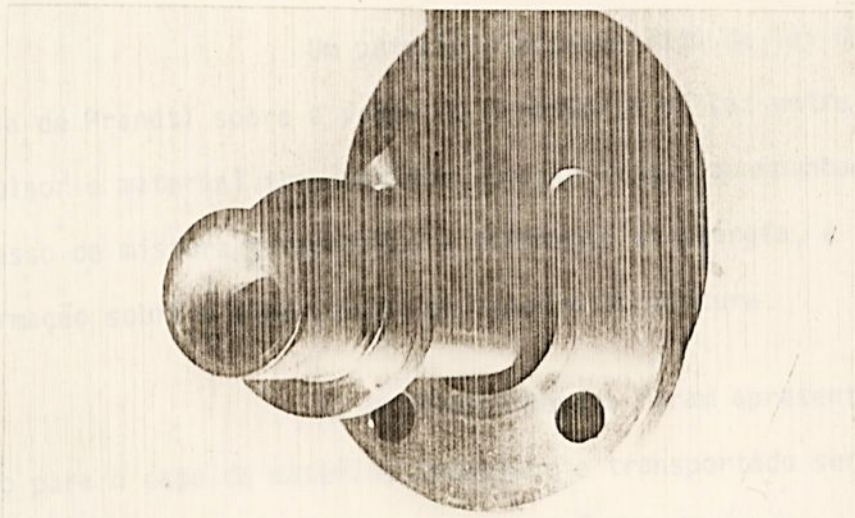


Foto 4 - Vista do Difusor

FACULDADE DE ENGENHARIA
DE GUARATINGUETÁ
BIBLIOTECA
000160

6.4. Considerações Finais

Partindo de princípios de validade geral e os mais simples possíveis, foi tentado, sob as condições mencionadas no início, expor os processos de dimensionamento de modo a se fornecer a forma mais favorável de um injetor.

Resultou então que o cálculo do aumento de pressão conforme a fórmula de energia é a primeira etapa para um dimensionamento mais exato com base na equação do impulso. Esta última não só fornece uma indicação sobre a largura mais favorável da tubeira de mistura, como também sobre a forma mais favorável de afluência.

Um princípio desenvolvido da lei de turbulência de Prandtl sobre o poder de transporte eficaz entre o jato propulsor e material transportado, possibilita o acompanhamento do processo de mistura progressivo e movimento de energia, e fornece informação sobre o comprimento da tubeira de mistura.

Os desenvolvimentos foram apresentados primeiro para o caso de material propulsor e transportado serem iguais e, no final, se traz a evolução para matérias diversas.

Para efeito de ilustração, foram fornecidos detalhes básicos de um injetor dimensionado segundo os princípios

expostos. A preocupação, em síntese, foi a de divulgar estudos sobre a matéria apresentando equações desenvolvidas para se permitir o melhor dimensionamento e uma aplicação que viesse indicar as possibilidades da sistemática preconizada.

B I B L I O G R A F I A

01. Bennet C.O. e Myers J.E. — Fenômenos de Transporte - Mc Graw Hill do Brasil Ltda., 1978

02. Bran, R. de Souza, Z. — Máquinas de Fluxo: turbinas, bombas e ventiladores - Ao Livro Técnico, 1968

03. Brasil, H.V. — Drenagem de Fundação com Injetor-bomba - Engenheiro Moderno - Setembro de 1966

04. Dowson, R — Perfomance of a single - stage steam jet operated ejectors - Engineer, Lond. Bd. 164 (1937)

05. Flügel, G. — Berechnung von Strahlapparaten Z. VDI Bd. 83 (1939)

06. Lorenz, H. — Technische Hydromechanik - Berlin u. München, 1910

07. Meyer, E. — Zur Theorie der Dampistrahl-Luft pumpen - Diss. Techn. Hochschule - Berlin 1920

08. Pfleiderer, C. — Bombas Centrifugas y Turbocompresores - Editorial Labor SA, 1960

09. Santos, B.T. — Ejetores de Vapor - Chemical Engineering (Trad) - Junho de 1956

10. Silva, M.B. — Termodinâmica - Mc Graw Hill do Brasil Ltda., 1972

11. Silva, R. B. — Escoamento de gases e vapores - Ejetores - EPUSP

12. Stodola, A. — Dampf und Gasturbinen - Auflage Berlin 1922

13. Van Wylen, G. J. — Thermodynamics - John Wiley e Sons Inc - 1960

14. Vedernikov,M.I. e Rudoy,I.V. Manutencion de las Instalaciones para Transportar Fluidos Químicos - Editorial Mir 1967

15. Vieira,R.C.C. e Zambel,A.G. Demonstrações Relativas à visualização de escoamentos - Boletim de Mecânica Aplicada - EESCUSP - 1959

16. Watson, F.R.B. The production of a vacuum in an air tank by means of a steam jet - Engineering Bd.135 (1933)

17. Weydanz, F. Die Vorgänge in Strahlapparaten Beiheft 8 zur ges. Kalte - Ind. Reihe 2, Berlin 1939

18. Diversas Revistas, boletins e manuais técnicos Elliott Company, C.H. Wheele Company, Jato Vácuo Comercial Ltda, Manual de Aparelhos de Bombeamento de Água - EESCUSP, etc.

APÊNDICE I

FORMULÁRIO PARA CÁLCULO

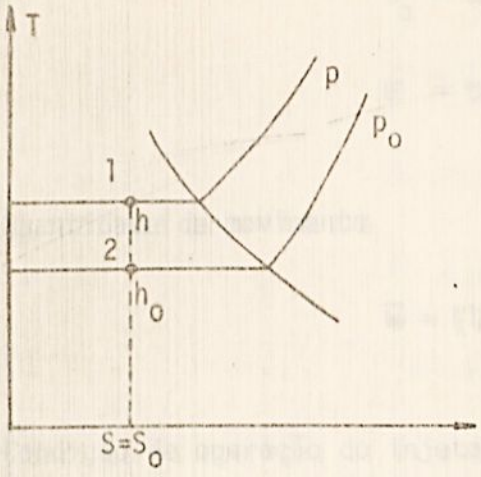
Segundo o Prof. Remi Benedito Silva, para injetores de vapor, apresenta-se a seguinte sequência de cálculo:

- A velocidade w do vapor na saída do bocal é dada por

$$w = \psi \left| \frac{2g}{A} (h - h_o) \right|^{1/2} \left| \text{ m/s} \right| \qquad \text{(a)}$$

ψ - coeficiente de velocidade do bocal

h e h_o - entalpias do vapor antes e depois do bocal (salto isoentrópico)



p = pressão da caldeira

p_o = pressão na entrada do bocal

$$p_o = p_a - Z\,\gamma_a - Z_w \qquad (b)$$

p_o = pressão na saída do bocal

p_a = pressão atmosférica

Z = diferença de cota entre o centro do bocal e o nível da água

γ_a = peso específico da água

Z_w = perda de carga na tubulação do tanque de água do injetor Balanço de energia.

Seja J o peso de água recalcado por kg de vapor

Temos

$$h + J\,t_o = A\,(1 + J)\,\left(\frac{c_o^2}{2g}\right) + (1 + J)\,0 \qquad (c)$$

t_o = temperatura da água no tanque

θ = temperatura da água no misturador

Quantidade de movimento

$$\overline{w} = (1 + J)\, c_o \qquad (d)$$

Condição de operação do injetor (e)

θ < temperatura de vaporização correspondente a p_o, isto é, dentro do misturador não deve haver vapor. Todo o vapor deve ser condensado pela água aspirada.

Equação de Bernoulli

$$\frac{p_o}{\gamma} + \frac{c_o^2}{2g} = \frac{p'}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} \qquad (f)$$

Como norma deve-se tomar $c = 1{,}5$ a $2\,m/s$

$$p' = 1{,}25\, p$$

para que a água possa entrar na caldeira.

Com p', c e p_o tem-se c_o

Com a equação (a) tem-se θ máximo.

Devemos ter $\theta < \theta_{max} - 10^{o}C$

Da equação (d) com $\bar{w}$ e c_o tem-se J

Da equação (c) tira-se θ

Com as velocidades pode-se calcular os diâmetros com a equação da continuidade

$$Dv = Sc \quad | \ m^3/h \ |$$

$$\frac{D}{J} = \frac{\text{descarga de água}}{\text{descarga de vapor}}$$

Seção de saída do bocal S_B

$$S_B \cdot w = \frac{D}{J \cdot 3600} v \qquad (g)$$

Seção mínima do misturador S_o

$$S_o \, c_o = (D + \frac{D}{J}) \frac{1}{3600} v \qquad (h)$$

Rendimento do injetor η_s

$$\eta_s = \frac{(1 + J)\left(\frac{c_o^2}{2g}\right)}{h} \qquad (i)$$

- Segundo a sequência de dimensionamento acima preconizada pode-se calcular, por exemplo, um injetor para uma caldeira que produz 2000 kg de vapor por hora, nas condições:

p	- pressão da caldeira	=	$10{,}252 kp/cm^2$
x	- título do vapor na caldeira	=	96%
t_o	- temperatura absoluta da água no tanque	=	20^oC
p_{atm}	- pressão atmosférica	=	$0{,}952 kp/cm^2$
z	- desnível entre o injetor e o tanque	=	2m

Obtem-se os resultados:

Seção mínima do injetor S_o = $0{,}0162\ m^2$

Rendimento do injetor η_s = 0,35

Concluindo ser muito baixo o rendimento do injetor de vapor como aparelho de elevação.

APÊNDICE II

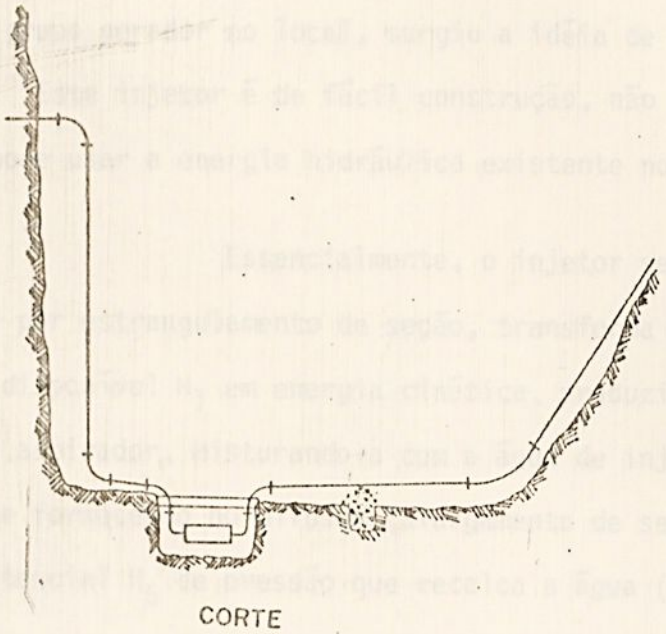
DRENAGEM DE FUNDAÇÃO COM INJETOR - BOMBA

Este artigo, do Engenheiro Civil do Haroldo Vinagre Brasil, descreve uma aplicação prática do dispositivo hidráulico injetor-bomba, usado na construção da usina Sá Carvalho, em Minas Gerais.

Na escavação da rocha para a construção do terceiro grupo gerador da Usina Hidreelétrica de Sá Carvalho, surgiu a necessidade de se drenarem permanentemente algumas nascentes de água, antes do início da concretagem das bases das máquinas.

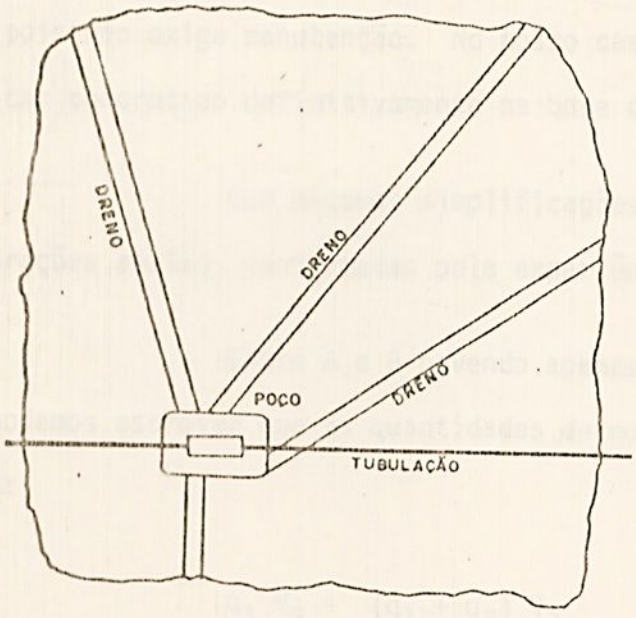
Em toda a área foram feitos drenos de brita, escavados na rocha, todos conduzindo para um poço central de captação, efetuando-se também a medida da vazão máxima da água de

infiltração a ser bombeada (figs.1A e 2B).



CORTE

Fig.1 A



PLANTA

Fig.2 B

Como havia água em abundância a uma pressão líquida de 7 kgf/cm² (desnível bruto da adutora 100 m), e se dispunha de um grupo gerador no local, surgiu a idéia de se usar o injetor-bomba. Este injetor é de fácil construção, não possui peças móveis e pode usar a energia hidráulica existente no local.

Essencialmente, o injetor se compõe de um bocal que, por estrangulamento de seção, transforma toda a energia potencial disponível H_1 em energia cinética, produzindo uma sucção da água no aspirador, misturando-a com a água de injeção disponível e novamente fornecendo no difusor (alargamento de seção) uma nova energia potencial H_5 de pressão que recalca a água (fig.3A).

Apesar do baixo rendimento, o dispositivo é prático pois não exige manutenção. No nosso caso, o injetor tinha que ficar concretado definitivamente na base da usina.

Com algumas simplificações, podemos adotar as considerações abaixo, confirmadas pela experiência.

Entre A e B havendo apenas transformação de energia, podemos escrever que as quantidades de movimento ficam constantes:

$$q_1 V_3 = (q_1 + q_2) V_3$$

donde

$V_5 = \frac{q_1 \; V_3}{q_1 + q_2}$, que consideramos tranformada

em energia de pressão H_5.

Portanto,

$$H_5 = \frac{V_5^2}{2g \; \psi_5} = \frac{q_1^2 \;\; V_3^2}{2g \; (q_1 + q_2)^2 \; \psi_5}$$

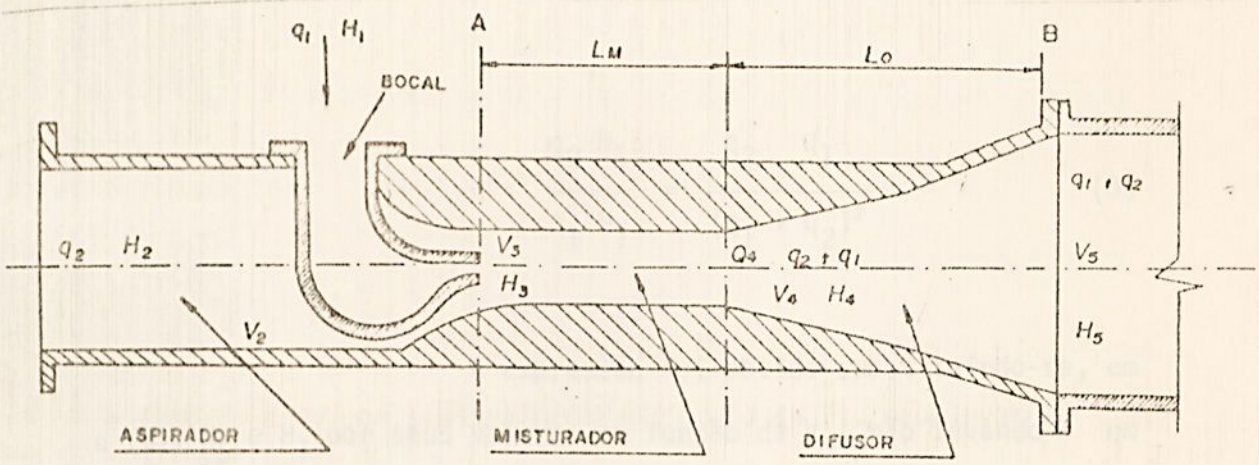


Fig. 3 C

Esta fórmula fornece-nos a altura manométrica de recalque, em função da velocidade de saída do bocal V_3 e das vazões motora (q_1) e movida (q_2).

V_3 é o resultado da transformação total da energia de pressão H_1 em energia cinética.

Seu valor é dado por:

$$V_3 = \psi_3 \sqrt{2gH_1} \qquad (2)$$

sendo $\psi_3 = 0,96$ o coeficiente de perda de velocidade no bocal.

O rendimento do dispositivo será:

$$\eta = \frac{q_2 H_5}{q_1 H_1} = \frac{q_2 \quad q_1}{(q_1 + q_2)^2} \qquad (3)$$

A expressão foi obtida substituindo-se, em e (2), H_5 e H_1 por seus valores em função de V_3, não levando em conta as perdas ψ_3 e ψ_5.

Ora, η_{max} se dá para $q_1 = q_2$, então

$\eta_{max} = 0,25$.

Este valor é o que usaremos no projeto.

V_5 = 1,0 a 1,5 m/seg (residual)

V_1 = V_4 < 2,5 m/seg

α = 7^o a 9^o

$$L_p = \frac{d_5 - d_1}{2 \operatorname{tg} \alpha / 2} \; ; \; L_M = 8\, d_4 ; \; S_2 + S_3 = S_4$$

expressões que permitem calcular as várias seções do injetor.

Em nosso caso tínhamos:

q_2 = 5000 l/hora, H_2 = pressão atmosférica = 8 m de coluna de água.

q_1 = 5000 l/hora (arbitrado para máximo rendimento)

H_1 = 7 kgf/cm² + p . atm = 78 m de coluna de água.

H_5 = 14 m de coluna de água, inclusive as perdas na tubulação.

Vejamos se o injetor fornece a energia necessária para vencer H_5 = 14 m.

Ora $V_3 = 2gH_1 = 0,96 \quad 2 \times 9,81 \times 78 =$

$= 37,5$ m/seg.

$$H_5 = \frac{q_1 V_3^2}{2g (q_1 + q_2)^2 \psi_5} = \frac{5,0^2 \times 37,5^2}{2 \times 9,81 \times 10^2 \times 0,98} = \frac{1040 \times 25}{19,6 \times 98} = 13,5 \text{ m}$$

aceitável, podendo a diferença de 0,50 m ser corrigida diminuindo as perdas na tubulação de recalque.

$$S_3 = \frac{q_1}{V_3} = \frac{5,000}{3600 \times 37,5} = 0,000038 \text{ m}^2 = 38,0 \text{ mm}^2,$$

donde

$$d_3 = \frac{(4 S_3)^{1/2}}{\pi} = 7 \text{ mm}.$$

$$S_4 = \frac{q_1 + q_2}{V_4} = \frac{10,000}{3600 \times 2,5} = 0,0011 \text{ m}^2 = 1100 \text{ mm}^2$$

donde:

$d_4 = 38$ mm.

$$S_5 = \frac{10,000}{3600 \times 1} = 0,0028 \text{ m}^2 = 2800 \text{ mm}^2$$

$\therefore \; d_5 = 76,5$ mm

$$S_2 = S_4 - S_3 = 1100 - 38 \cong 1060 \text{ mm}^2$$

$$h_3 = \frac{d_4}{2} - \frac{d_3}{2} = 15,5 \text{ mm}$$

$$L_m = 8\, d_4 = 8 \times 38 = 304 \text{ mm.}$$

$$L_D = \frac{76,5 - 38,0}{2 \text{ tg } 3,5^o} = \frac{38,5}{0,06} = 640 \text{ mm}$$

Como o injetor trabalha afogado, portanto sem altura de sucção, não há risco de cavitação. O rendimento obtido finalmente, foi

$$\eta = \frac{q_2 \; H_5}{q_1 \; H_1} = \frac{5,0}{5,0} \quad \frac{13,5}{78,0} = 0,173 = 17,3\%$$

Para esta bomba, os manuais dão η variando entre 10% e 22%.