

1. Publicação nº <i>INPE-3072-TDL/160</i>	2. Versão	3. Data <i>Abril, 1984</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DMC</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>ESCOAMENTO DE BAIXA DENSIDADE TUNEL DO VENTO DE BAIXA DENSIDADE BOCAIS DE BAIXA DENSIDADE</i>			
7. C.D.U.: <i>629.7.018.1</i>			
8. Título <i>ANTE-PROJETO DE TUNEL AERODINÂMICO DE BAIXA DENSIDADE</i>		<i>INPE-3072-TDL/160</i>	10. Páginas: <i>173</i>
			11. Última página: <i>B.6</i>
			12. Revisada por
9. Autoria <i>Ronaldo Bologna Abrão</i>			<i>Nellore S. Venkataraman</i> Nellore S. Venkataraman
Assinatura responsável			13. Autorizada por <i>Nelson de Jesus Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor Geral
14. Resumo/Notas <i>O conhecimento preciso das forças perturbadoras e dos torques sobre satélites artificiais é de grande importância para a determinação da órbita, posição e atitude desses satélites. Entre essas perturbações, as forças e torques aerodinâmicos representam um papel de destaque para satélites que orbitam até uma altitude de 1000 km. Outros efeitos aerodinâmicos, produzidos por fontes a bordo dos satélites, também têm influência sobre a operação desses veículos, independentemente da altitude. A parte da mecânica dos fluidos que trata do escoamento de gases rarefeitos pode ser estudada teórica e experimentalmente através de investigações sobre satélites em órbita, ou utilizando facilidades experimentais capazes de simular os fenômenos aerodinâmicos sobre corpos em atmosfera rarefeita. O objetivo deste trabalho é apresentar um estudo básico para o projeto de um túnel aerodinâmico de baixa densidade. Os diversos componentes do túnel são descritos e os principais parâmetros de projeto, analisados. Uma análise mais detalhada do escoamento em um bocal é realizada com a finalidade de dimensionar bocais supersônicos adequados para a simulação de escoamentos de gases rarefeitos. A instrumentação do túnel, as principais dificuldades envolvidas na investigação teórica e experimental da aerodinâmica de satélites e outros aspectos de interesse são apresentados.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial/Mecânica Orbital, aprovada em 06 de dezembro de 1983.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Ciência Espacial

Dr. Luiz Alberto Vieira Dias

Luiz Alberto Vieira Dias
Presidente

Dr. Nellore S. Venkataraman

Nellore S. Venkataraman
Orientador

Dr. Paulo Moraes Júnior

Paulo Moraes Júnior
Membro da Banca
-convidado-

Dr. Santiago Alves Tavares

Santiago Alves Tavares
Membro da Banca

Candidato: Ronaldo Bologna Abrão

São José dos Campos, 06 de dezembro de 1983

À Ariadne,

*companheira de todas as horas,
boas e más, e*

ao Rogério e Cláudio,

*nossos filhos, dedico este traba
balho.*

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas Espaciais que permitiu a realização desta dissertação. Ao Dr. Nellore S. Venkataraman cuja orientação foi constante. Aos membros da banca pelas valiosas sugestões. Ao Florian Pugliesi da Silva pelo apoio e colaboração. À Neusa Maria Dias Bicu do pela presteza na revisão de linguagem. À Gabi Gama pela excelente dactilografia e montagem final do trabalho.

A todos que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho, meu

muito obrigado.

ABSTRACT

The accurate knowledge of the perturbative forces and torques is of great importance for orbit, position and attitude determination of satellites. For satellites orbiting up to 1000 km, the aerodynamic forces are the dominant ones. Other aerodynamic effects produced by on board sources, independent of altitude, also have a great bearing on the satellite operation. The fluid mechanics associated with this rarefied flow past bodies can be studied either theoretically or experimentally, through orbit decay studies or in low density experimental facilities. The object of this work is to present a basic study of the design of a low density wind tunnel. The various components of the tunnel are described and the principal design parameters are analyzed. A detailed analysis of nozzle flow is made for designing supersonic nozzles for low density flows. The tunnel instrumentation, the principal difficulties involved in the theoretical and the experimental investigation of aerodynamics of satellites, as well as other aspects of interest are discussed.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Configuração física básica do túnel de baixa densidade ...	10
2.2 - Esquema básico dos equipamentos periféricos do túnel de baixa densidade	11
2.3 - Curva de bombeamento para a bomba de difusão modelo 30B5A da Edwards	15
2.4 - Variação do diâmetro d_e em função do número de Mach, M_e , do escoamento	17
2.5 - Velocidade na câmara de estagnação em função do número de Mach na seção de ensaio, para $d_1 = 0,75$ m	22
3.1 - Sistema de coordenadas da região isentrópica do escoamento	36
3.2 - Geometria da garganta do bocal	42
3.3 - Sistema de coordenadas para a camada limite	55
3.4 - Malha de características e contorno isentrópico	66
3.5 - Variação do número de Mach ao longo do contorno isentrópico	66
3.6 - Variação da velocidade ao longo do contorno isentrópico ..	67
3.7 - Variação da derivada da velocidade em relação a z ao longo do contorno isentrópico	67
3.8 - Variação do ângulo β_i ao longo do contorno isentrópico ...	68
3.9 - Contorno isentrópico e contorno da parede do bocal	68
3.10 - Resultados comparativos para o contorno isentrópico e para o contorno da parede do bocal	69
3.11 - Distribuição do número de Mach sobre o eixo de simetria ..	71
3.12 - Distribuição do número de Mach na área de saída do bocal .	72
3.13 - Influência da pressão estática sobre a espessura da camada limite	73
3.14 - Influência da temperatura de estagnação sobre a espessura da camada limite	73
3.15 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $b = 16$ (curvas 1 e 2) e para $b = 13$ (curvas 1' e 2')	75
3.16 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $b = 16$ (curvas 1 e 2) e para $b = 19$ (curvas 1' e 2')	75
3.17 - Variação do ângulo β_i para $b = 13$	76
3.18 - Variação do ângulo β_i para $b = 19$	76

3.19 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $r_{it}/R_{ct} = 0,2$ (curvas 1 e 2) e para $r_{it}/R_{ct} = 0,4$ (curvas 1' e 2')	78
3.20 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $r_{it}/R_{ct} = 0,2$ (curvas 1 e 2) e para $r_{it}/R_{ct} = 0,15$ (curvas 1' e 2')	78
3.21 - Variação do ângulo β_i para $r_{it}/R_{ct} = 0,4$	79
3.22 - Variação do ângulo β_i para $r_{it}/R_{ct} = 0,15$	79
3.23 - Contorno isentrópico e contorno da parede para $T_0 = 900^{\circ}\text{K}$, $T_w/T_0 = 1$ (curvas 1 e 2) e contorno da parede para $T_0 = 900^{\circ}\text{K}$, $T_w/T_0 = 1/3$ (curva 2')	80
3.24 - Geometria do jato livre	81
3.25 - Variação do número de Mach ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d	83
3.26 - Variação da densidade ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d	84
3.27 - Variação da pressão ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d	85
3.28 - Variação da temperatura ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d	86
3.29 - Distribuição radial de densidade em um jato livre, em função de γ e r/z	88
3.30 - Variação da distância do orifício ao choque normal (z_M) em função da vazão (\dot{V}) e da temperatura de estagnação (T_0) ..	90
3.31 - Esquema do aparelho utilizado na determinação de forças sobre modelo de satélite	92
3.32 - Diferentes regimes de escoamento em um jato livre expandindo-se no vácuo	93
3.33 - Interação gás-superfície no regime contínuo	94
3.34 - Interação gás-superfície no regime de fluxo molecular	94
3.35 - Efeito da interação gás-superfície em uma configuração típica de satélite	95
3.36 - Componente do empuxo efetivo na direção X, em função do ângulo entre o eixo do motor e o plano da superfície (valores para o satélite de teste orbital - OTS)	96
4.1 - Sensor MacLeod	100
4.2 - Esquema do sensor de ionização por catodo aquecido	104
4.3 - Esquema do sensor Bayard-Alpert	105

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xv</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xvii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - DESCRIÇÃO GERAL DO EQUIPAMENTO</u>	7
2.1 - Introdução	7
2.2 - Apresentação do equipamento	13
2.3 - Capacidade de bombeamento e faixa de pressões	13
2.4 - Câmara de estagnação	19
2.5 - Câmara de ensaio	25
2.6 - Câmara de vácuo e bombas de sucção	26
2.7 - Equipamentos periféricos	27
<u>CAPÍTULO 3 - BOCAIS AERODINÂMICOS</u>	29
3.1 - Introdução	29
3.2 - Principais requisitos de projeto	32
3.3 - Análise da seção da garganta	35
3.4 - Especificação da distribuição de velocidade sobre o eixo de simetria	45
3.5 - Determinação do contorno da região isentrópica do escoamento	47
3.6 - Cálculo da camada limite	54
3.7 - Resultados e conclusões	63
3.8 - Consideração a respeito de uma expansão livre através de um orifício	80
<u>CAPÍTULO 4 - INSTRUMENTAÇÃO E CALIBRAÇÃO</u>	97
4.1 - Introdução	97
4.2 - Medida de pressão	99
4.2.1 - Sensor MacLeod	99
4.2.2 - Diafragma	101
4.2.3 - Sensor Pirani	102

	<u>Pág.</u>
4.2.4 - Sensor Alphanon	104
4.2.5 - Sensores de ionização por catodo aquecido	104
4.2.6 - Sensores com campo eletromagnético	106
4.2.7 - Sondas para tomada de pressões estática e de impacto	109
4.3 - Medida de temperatura	111
4.4 - Equipamento para visualização do fluxo	113
4.5 - Microbalança para medidas de forças	114
4.6 - Medida de vazão e fluxo de massa	115
4.7 - Detecção de vazamentos	116
<u>CAPÍTULO 6 - ASPECTOS COMPLEMENTARES</u>	119
5.1 - Introdução	119
5.2 - Cálculo dos números de Knudsen e Reynolds do escoamento ...	120
5.3 - Performance dos bocais	122
5.3.1 - Performance de bocais projetados para diferentes pressões de operação	122
5.3.2 - Performance de um bocal que opera a uma pressão diferente da pressão de projeto	124
5.4 - "Outgassing"	
5.5 - Técnica de feixe molecular	127
5.6 - Túnel de plasma	129
5.7 - Infra-estrutura	130
<u>CAPÍTULO 6 - CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES</u>	131
6.1 - Introdução	131
6.2 - Sinopse dos aspectos de interesse e dificuldades relaciona das à aerodinâmica de satélites	132
6.3 - Proposta para programa de pesquisa em aerodinâmica de gases rarefeitos	134
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	135
APÊNDICE A - ESCOLHA DOS PONTOS INICIAIS PARA A CONSTRUÇÃO DA MA LHA DE CARACTERÍSTICAS	
APÊNDICE B - COORDENADAS DE CONTORNO ISENTRÓPICO E DA PAREDE DE UM BOCAL PARA $M_e = 4$	

	<u>Pág.</u>
4.4 - Esquema do sensor Penning	106
5.1 - Sensor e sonda de pressão	125
5.2 - Esquema da produção de feixe molecular	129

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Subdivisão dos regimes de escoamento	3
2.1 - Características principais de algumas instalações de baixa densidade	12
3.1 - Valores de H_{tr} em função de S_w e n	61
3.2 - Constantes do jato livre	82
4.1 - Principais características dos medidores de pressão parais temas de vácuo	108
6.1 - Classificação dos fenômenos aerodinâmicos sobre satélites .	132

LISTA DE SÍMBOLOS

A	- Área de uma seção transversal
A_s	- Área da superfície interna de um sensor de pressão
a	- Velocidade do som
a^*	- Velocidade do som na garganta do bocal (velocidade crítica)
b	- Distância sobre o eixo de simetria adimensionalizada por r_{it}
C_0, C_1, C_2	- Constantes da Equação 3.50
d	- Diâmetro
f_0, f_2, f_4	- Funções de z (Equação 3.11)
H_1, H_{tr}	- Fatores de forma
h	- Valor da integral da Equação 3.62
\bar{h}	- Valor de h adimensionalizado por r_{it}^2
h_0, h_1	- Alturas da coluna de mercúrio, definidas na Figura 4.1
K	- Valor de k adimensionalizado por r_{it} (Equação 3.43)
K_b	- Função relativa à geometria da sonda de pressão (Equação 4.2)
K_n	- Número de Knudsen
K_1	- Constante do jato livre
k	- Taxa de aceleração dos gases na garganta do bocal
L_e	- Comprimento do bocal a partir da garganta
L_1, L_2	- Dimensões da sonda de pressão (Figura 5.1)
ℓ	- Comprimento genérico
ℓ_1	- Altura da coluna de mercúrio, definida na Figura 4.1
M	- Número de Mach
M_b	- Número de Mach após o choque normal (Equação 4.2)

\dot{m}	- Fluxo de massa
N	- Parâmetro relativo à quantidade de movimento
N_p	- Parâmetro que define a fineza da malha de características
n	- Parâmetro de correlação relativo ao gradiente de pressão
O	- Origem do sistema de coordenadas (Figura 3.1)
p	- Pressão absoluta
p_s	- Pressão estática
p_0'	- Pressão de impacto
Q	- Taxa de "outgassing"
R	- Valor de r adimensionalizado por r_{it}
R_{ct}	- Raio da curvatura da parede na região da garganta
R_{ey}	- Número de Reynolds
R_g	- Constante do gás
r	- Coordenada radial
r_0, r_1, r_2	- Dimensões da sonda de pressão definidas na Figura 5.1
S_w	- Parâmetro de correlação relativo à entalpia na parede
s	- Distância sobre uma linha de corrente no fluxo radial (jato livre)
T	- Temperatura absoluta
T_{ref}	- Temperatura de referência
t_R	- Tempo de resposta do sensor de pressão (Equação 5.21)
U	- Valor de u adimensionalizado por a^*
u	- Velocidade dos gases
V	- Valor de v adimensionalizado por a^*
\dot{V}	- Vazão volumétrica do túnel
\bar{V}	- Pequena perturbação de V em torno da condição crítica ($M = 1$)

V_0	- Volume do gás no sensor McLeod
V_S	- Volume interno do sensor de pressão
v	- Componente da velocidade u na direção r
V_0	- Volume do túnel
W	- Valor de w adimensionalizado por a^*
\bar{W}	- Pequena perturbação de w em torno da condição crítica ($M=1$)
w	- Componente da velocidade u na direção z
x	- Distância medida sobre o contorno isentrópico a partir da garganta
y	- Coordenada normal ao contorno isentrópico com origem nos pontos da parede
Z	- Valor de z adimensionalizado por r_{it}
z	- Coordenada axial
z_n	- Distância do orifício até o choque normal no jato livre
z_0	- Origem do fluxo radial no jato livre (Figura 3.24)
α	- Ângulo das linhas de Mach com o eixo de simetria
$\bar{\alpha}$	- Valor iterativo de α (Figura A.2)
β	- Ângulo entre a tangente a uma linha de corrente e a direção z
Δt	- Intervalo de tempo (Equação 4.3)
r	- Variável definida pela Equação 3.37
γ	- Razão entre os calores específicos do gás
δ	- Espessura efetiva da camada limite
δ^*	- Espessura de deslocamento da camada limite
ϵ	- Distância sobre o eixo de simetria que delimita a região para análise de pequenas perturbações
η	- Ângulo entre uma linha de corrente aproximada e a direção z (Figura A.1)

θ	- Espessura de quantidade de movimento da camada limite
λ	- Caminho livre médio
μ	- Viscosidade dinâmica do gás
μ_{ref}	- Valor de referência de μ à temperatura T_{ref}
ν	- Viscosidade cinemática do gás
ξ^*	- Valor da integral da Equação 3.74 definida na garganta do bocal (Equação 3.84)
ρ	- Densidade do gás
ϕ	- Função potencial do escoamento
ϕ'	- Constante do jato livre (Tabela 3.2)
ϕ_b	- Função relativa à geometria da sonda de pressão (Equação 4.2)
ψ	- Ângulo entre uma linha de corrente no escoamento radial (jato livre) e o eixo de simetria

Índices

o	- Condições de estagnação
1	- Câmara de estagnação
c	- Linha de centro do bocal (direção z)
e	- Área de saída do bocal
i	- Região isentrópica do escoamento
p	- Condições na entrada das bombas de vácuo
t	- Garganta do bocal
w	- Parede do bocal

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

As recentes conquistas relacionadas com o voo em grandes altitudes têm conduzido a uma investigação mais minuciosa do escoamento de gases rarefeitos. Muitos satélites que orbitam em torno da terra têm contribuído sobremaneira para evidenciar que problemas de mecânica dos fluidos desempenham um importante papel mesmo em regiões caracterizadas, à primeira vista, por um vácuo quase-perfeito. Observou-se, assim, que o limite da transição entre a atmosfera terrestre e o espaço exterior de veria ser deslocado para uma altitude significativamente maior que a al titude assumida previamente, aumentando, dessa forma, a região onde os efeitos aerodinâmicos têm influência perceptível sobre os parâmetros da ô rbita e atribuindo à atmosfera características de um sistema dinâmico altamente complexo. Identificaram-se outros aspectos relativos à mecânica dos fluidos em satélites notando que os satélites comportam uma grande variedade de fontes de escoamento a bordo, tais como motores para con trole de atitude, reservatórios de líquidos e gases, válvulas pneumáticas, etc. O estudo da aerodinâmica dos gases rarefeitos tem sido realiz ado através de análises teóricas e investigações experimentais em labora tório e a bordo de satélites em ô rbita.

A seguir, citam-se as principais razões que justificam o estudo da aerodinâmica de satélites:

- a) As forças aerodinâmicas, dominantes em satélites de baixa altit ude ($h < 1000$ km), ainda que pequenas são a principal causa do decaimento da ô rbita. Portanto, é necessário um conhecimento preci so das forças e dos torques aerodinâmicos para fazer previsão e propagação de ô rbitas e estimativa de tempo de vida.
- b) O conhecimento do campo de escoamento também é necessário para fazer calibrações em instrumentos de sondagem do ambiente rarefe ito, tanto em laboratório quanto em ô rbita.

- c) Uma das maiores contribuições dos satélites na área de mecânica dos fluidos tem sido a sua utilização para o entendimento e para a determinação acurada das condições atmosféricas em altitudes de até 1000 km. As perturbações produzidas por um satélite (arrasto, por exemplo) podem ser usadas para fazer previsões a respeito do meio ambiente.
- d) A determinação das forças e momentos adicionais produzidos pela interação da pluma de um motor com a superfície do satélite é outra aplicação importante da pesquisa de fluxos rarefeitos. Essa interação gera outros efeitos que também podem ser determinados, tais como contaminação e degradação da superfície.

O ramo da mecânica dos fluidos relativo ao escoamento de gases rarefeitos trata de fluxos de tão baixa densidade que o gás não pode ser considerado um meio contínuo, e o caminho livre médio das moléculas deve ser considerado. Sob essas condições, ocorrem importantes modificações das características aerodinâmicas e termodinâmicas do escoamento sobre corpos, dependendo fortemente da estrutura molecular do gás e do estado da superfície. Schaaf (1956) faz uma subdivisão da mecânica dos gases rarefeitos e caracteriza bem as propriedades dos diversos regimes de escoamento. Uma subdivisão conveniente considera três diferentes regimes de escoamento, que são: regime de fluxo molecular livre, regime de transição e regime intermediário ("slip flow"), os quais correspondem, respectivamente, a: rarefação extrema, rarefação moderada e pequena rarefação. Essa divisão é apropriada, pois os três regimes de escoamento exibem fenômenos distintos, e as análises teóricas são completamente diferentes para cada caso. A demarcação das fronteiras entre os três regimes não é caracterizada pela pressão ou densidade do gás, mas sim em termos da razão entre o caminho livre médio das moléculas e uma dimensão característica do campo do escoamento. Essa razão chamada número de Knudsen (K_n) é definida em mais detalhes na Seção 5.2. O regime de fluxo molecular livre corresponde a altos valores do número de Knudsen ($K_n > 10$), o regime intermediário corresponde a números de Knudsen na faixa $0,01 < K_n < 0,10$ e o regime de transição corresponde a

faixa $0,10 < K_n < 10$. Esses valores são aproximados, pois os fenômenos relativos aos três regimes de escoamento não variam bruscamente; entretanto, eles são bem representativos de acordo com evidências experimentais. O número de Knudsen pode ser relacionado ao número de Mach, M , e ao número de Reynolds do escoamento, R_{ey} . Assim, a subdivisão dos diferentes regimes de escoamento fica melhor caracterizada em termos desses parâmetros. A Tabela 1.1 apresenta essa subdivisão de acordo com Hefer (1970).

TABELA 1.1

SUBDIVISÃO DOS REGIMES DE ESCOAMENTO

REGIME DE ESCOAMENTO	FAIXA DO NÚMERO DE KNUDSEN
Continuum	$\frac{M}{\sqrt{R_{ey}}} < 0,01$
Intermediário	$0,01 < \frac{M}{\sqrt{R_{ey}}} < 0,1$
Transição	$0,1 < \frac{M}{\sqrt{R_{ey}}}$; $\frac{M}{R_{ey}} < 3$
Molecular	$3 < \frac{M}{R_{ey}}$

De um modo geral, o regime de fluxo molecular é caracterizado por extremas condições de rarefação. O caminho livre médio das moléculas é muitas vezes maior que as dimensões do corpo e, conseqüentemente, as partículas que atingem a superfície e são reemitidas caminham uma distância muito grande antes de colidirem com outras partículas. Portanto, o fluxo incidente não é perturbado pela presença do corpo, e a determinação das características aerodinâmicas e termodinâmicas é feita a partir do conhecimento da distribuição de velocidade das partículas reemitidas. A situação é diferente no regime de transição, onde as coli

sões intermoleculares começam a ter influência significativa sobre as características aerodinâmicas e termodinâmicas do escoamento. No regime intermediário, os efeitos do continuum começam a ocorrer, e esse regime pode ser tratado em termos de correções sobre as características do continuum.

A investigação experimental da aerodinâmica de gases rarefeitos é importante para o desenvolvimento de teorias apropriadas, a fim de representar os diversos regimes de escoamento. Em certos casos, tais como no regime de transição ou intermediário, a modelagem dos fenômenos torna-se muito complexa, e dados experimentais são utilizados para estabelecer relações semi-empíricas que traduzam razoavelmente bem as características aerodinâmicas e termodinâmicas do escoamento. As simulações em túnel de baixa densidade ganham importância à medida que as observações feitas auxiliem a compreensão dos mecanismos envolvidos nesse tipo de fluxo. Além disso, os ensaios em equipamento experimental são muito úteis quando se deseja analisar eventos singulares, por exemplo, no caso de determinação de forças e momentos adicionais produzidos pela interação da pluma de um motor com a superfície do satélite (Seção 3.8). De um modo geral, a investigação prática de escoamentos de baixa densidade age como suporte para a análise teórica, e muitos problemas relacionados ao voo em atmosfera rarefeita podem ser tratados através de simulação em túnel.

O objetivo deste trabalho é apresentar um estudo preliminar sobre o projeto de um túnel aerodinâmico de baixa densidade para simulação dos diversos regimes de escoamento de gases rarefeitos. Faz-se uma descrição do equipamento com base em outras facilidades experimentais, sobre as quais se apresenta uma revisão da literatura. Consideram-se os principais parâmetros de projeto de um túnel de baixa densidade e realiza-se um estudo mais detalhado a respeito do projeto de bocais aerodinâmicos para escoamento de baixa densidade. Discute-se também a limitação dos bocais aerodinâmicos e a utilização de fatos livres para simulação de escoamentos extremamente rarefeitos. Comenta-se o emprego do equipamento experimental na investigação da interação gás-superfície

em satélites, tanto no que concerne à determinação de forças devido ao voo em atmosfera rarefeita, quanto no que diz respeito aos efeitos colaterais decorrentes do escoamento produzido por motores de controle de atitude ou outras fontes. Apresenta-se a instrumentação apropriada para um túnel de baixa densidade, e discutem-se algumas técnicas e tópicos especiais. Relacionam-se, ainda, os principais aspectos de interesse e dificuldades envolvidas na investigação teórica e experimental sobre aerodinâmica de satélites. Finalmente, apresenta-se uma proposta para um programa de desenvolvimento nessa área, em função dos projetos em andamento no Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE.

CAPÍTULO 2

DESCRIÇÃO GERAL DO EQUIPAMENTO

2.1 - INTRODUÇÃO

O funcionamento de um túnel aerodinâmico de baixa densidade baseia-se na produção de um escoamento de baixa pressão através da sucção permanente de bombas de vácuo de grande vazão. Os gases são admitidos em uma câmara de estagnação e, a partir daí, expandidos na câmara de ensaio por meio de um bocal ou orifício. As bombas de vácuo realizam o bombeamento dos gases, em estágios sucessivos, até a pressão atmosférica. O fluxo gerado na seção de ensaio é utilizado para a simulação da aerodinâmica de corpos que se movem na atmosfera rarefeita.

Essa simulação enfrenta uma série de dificuldades, práticas, cuja solução requer, às vezes, o uso de equipamentos e técnicas sofisticadas que conduzem a resultados confiáveis. O fato de trabalhar com pressões muito baixas, na faixa de 1 a 200 microns¹ (1 micron = 10^{-3} mmHg), torna as forças aerodinâmicas, por exemplo, tão pequenas que para medi-las necessita-se de um equipamento complexo e de uma técnica de medidas apropriada. É também comum a existência de problemas técnicos, tais como "outgassing", vazamentos de ar atmosférico para o interior das câmaras ou contaminação da atmosfera rarefeita por moléculas de óleo provenientes das bombas de difusão (bombas de vácuo à base de jatos de vapor de óleo). Outros problemas dizem respeito à dificuldade de duplicação, em túnel, das condições reais do escoamento na alta atmosfera. As principais dificuldades relacionadas à análise e simulação de escoamentos de baixa densidade serão expostas no Capítulo 6.

Para transpor essas dificuldades, é necessário haver um desenvolvimento constante do equipamento até que este se torne operacional. Uma boa filosofia de projeto consiste em construir inicialmente um

1. De acordo com Brun (1966); Talbolt (1954a e b); Smolderen e Naveau (1966).

túnel razoavelmente simples, fazendo a previsão de aperfeiçoá-lo à medida que se cria uma tecnologia própria. Aqui serão tratados os aspectos relevantes a essa fase inicial de projeto.

O presente trabalho baseia-se no desenvolvimento de túneis aerodinâmicos de baixa densidade construídos nos E.U.A., Canadá, Alemanha, França e Bélgica. As experiências com escoamento de baixa densidade começaram em 1948 com a construção de três túneis na Universidade da Califórnia, em Berkeley (Kane and Emerson, 1949; Schaaf et alii, 1949), e, posteriormente, outro túnel foi construído no "Ames Aeronautical Laboratory" em Moffett Field, Califórnia (Stalder et alii, 1950). Em cada caso, construiu-se um túnel piloto utilizando bombas de difusão e, em seguida, construíram-se unidades operacionais bem maiores.

Em 1954 iniciou-se a implantação do túnel de baixa densidade do Instituto de Aerofísica da Universidade de Toronto (University of Institute of Aerophysics - UTIA) no Canadá, que se tornou operacional em 1956 (Enkenhus, 1957). Na Alemanha, desde 1965, o "Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen" (Deutsche Forschungs - und Versuchsanstalt für Luft - und Raumfahrt - DFVLR) mantém uma divisão de aerodinâmica espacial direcionada principalmente à pesquisa de escoamentos em atmosfera rarefeita. O trabalho experimental é realizado em dois túneis aerodinâmicos que compreendem um túnel de vácuo equipado com duas seções de ensaio e outro túnel de alto vácuo com instalações adicionais para a aplicação de técnica de feixe molecular (descrita no Capítulo 5). A descrição dessas facilidades é feita por Wuest et alii (1969), e os aspectos de projeto e operação são expostos por Hefer (1970) e Legge (1971). O presente trabalho utiliza ainda dados relativos aos túneis de baixa densidade do Von Karman Institute of Fluid Dynamics - VKIFD (Bélgica) e do Laboratoire d'Aerothermique du Centre National de Recherche Spatial - C.N.R.S." (França), descritos por Smolderen e Naveau (1964) e Brun (1966), respectivamente.

Esses túneis aerodinâmicos são constituídos basicamente por uma câmara de ensaio acoplada, por um lado, a uma câmara de estagnação, e por outro, a uma câmara de vácuo que faz a conexão com as bom

bas de sucção. Um fluxo de gases rarefeitos é obtido via expansão dos gases da câmara de estagnação para a seção de ensaio, através de um bocal ou de um orifício (expansão livre no vácuo). A pressão na câmara de ensaio é mantida baixa e constante por intermédio da ação contínua das bombas. No interior dessa câmara, podem ser instalados vários instrumentos, tais como: uma microbalança para medida de forças sobre um modelo sujeito ao escoamento rarefeito, sensores para medidas das condições de pressão e temperatura no interior do fluxo e fora dele, dispositivos para posicionamento preciso de sondas dentro do fluxo, instrumentos para visualização do escoamento (feixe de elétrons, descarga elétrica), radiômetros e outros mais.

Além da instrumentação no interior do túnel, há equipamentos periféricos que podem ser: desumidificador de ar, medidor de vazão, aquecedor, compressor, cilindros para armazenagem de ar seco ou outros gases, regulador de pressão, painel de controle e outros instrumentos necessários. A infra-estrutura de um túnel de baixa densidade inclui ainda o fornecimento de água para a refrigeração das bombas e energia elétrica para a operação do sistema em geral. As Figuras 2.1 e 2.2 mostram, respectivamente, as configurações física e esquemática básicas de um túnel de baixa densidade. A Tabela 2.1 apresenta as características principais de algumas instalações de baixa densidade.

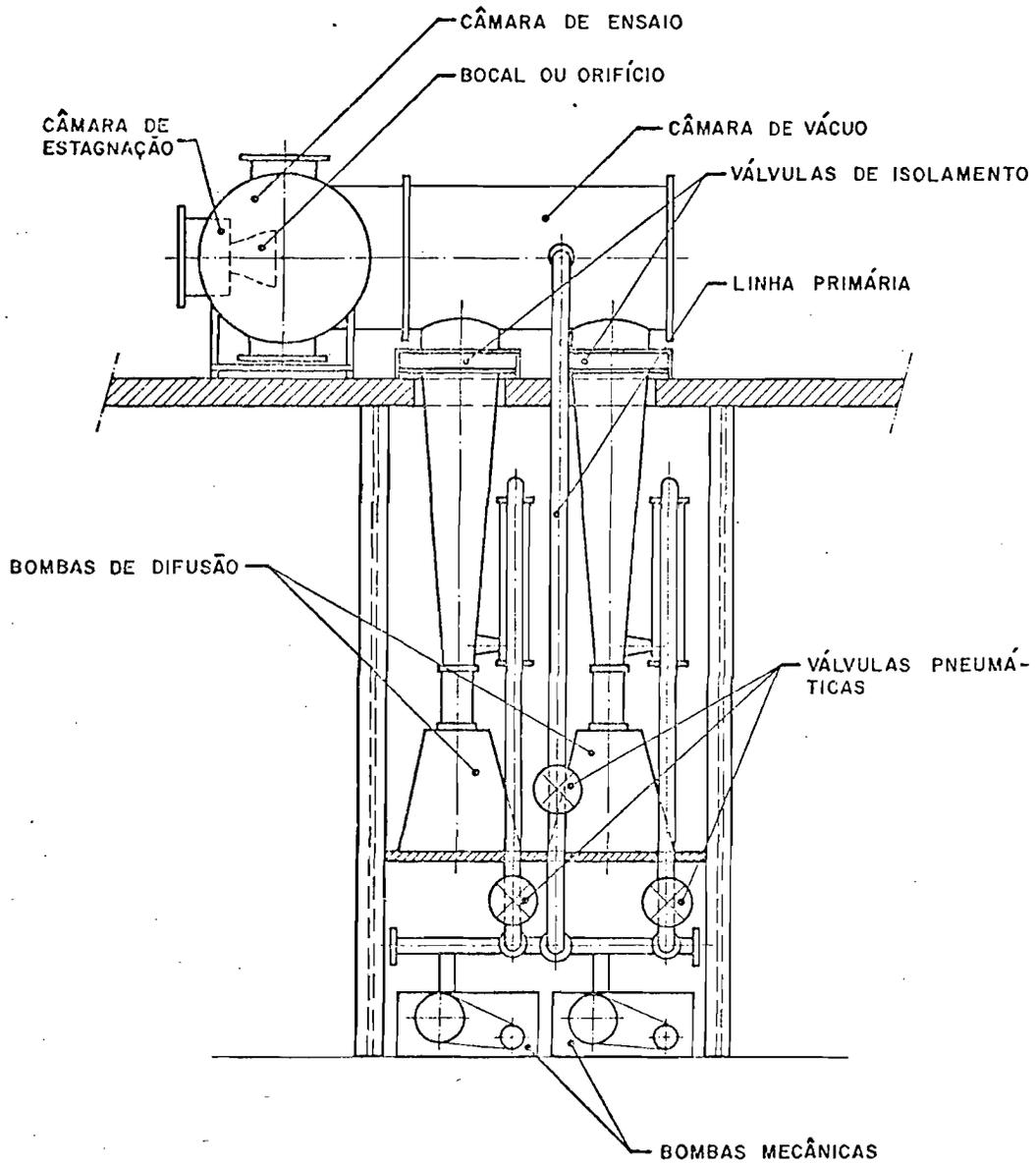


Fig. 2.1 - Configuração física básica do túnel de baixa densidade.

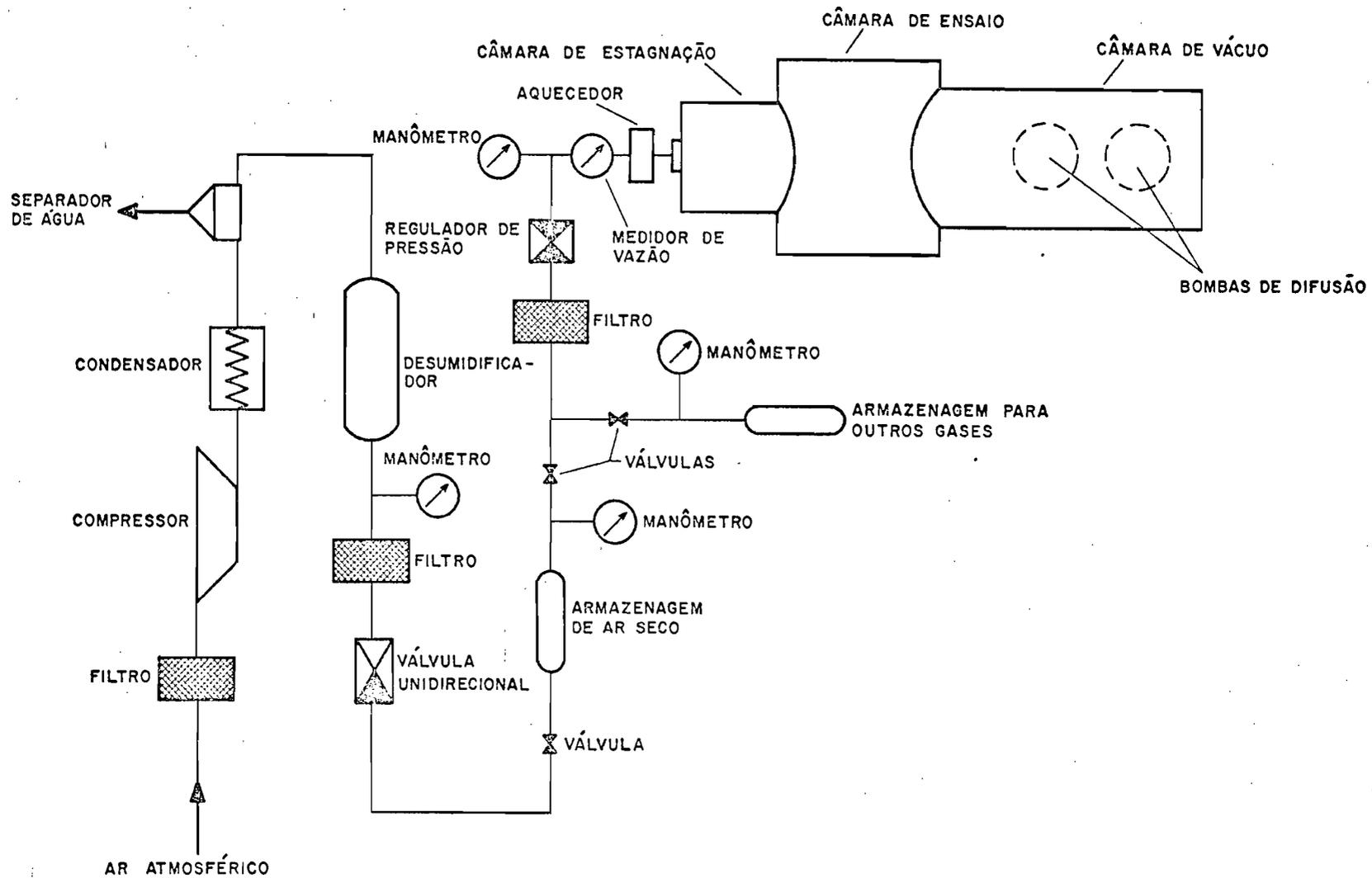


Fig. 2.2 - Esquema básico dos equipamentos periféricos do túnel de baixa densidade.

TABELA 2.1

CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DE ALGUMAS INSTALAÇÕES DE BAIXA DENSIDADE

	T Ú N E L					
	UNIVERSIDADE DA CALIFÓRNIA (TÚNEL Nº TRÊS)	UTIA	VKIFD	C.N.R.S.	DFVLR	
					TÚNEL DE VÁCUO	TÚNEL DE ALTO VÁCUO
REGIMES DE ESCOAMENTO	Continuum Intermediário Transição	Continuum Intermediário Transição	Transição Molecular	Continuum Intermediário Transição	Continuum Intermediário Transição	Intermediário Transição Molecular
PRESSÃO ESTÁTICA NA SEÇÃO DE ENSAIO	20-200 mícrons	1-70 mícrons	1-5 mícrons	7-70 mícrons	1-100 mícrons	10 ⁻³ -1 mícrons
CAPACIDADE MÁXIMA DE BOMBEAMENTO	18 m ³ /s	11 m ³ /s	20 m ³ /s	40 m ³ /s	33 m ³ /s	75 m ³ /s
BOMBAS DE VÁCUO	Um sistema eje- tor de vapor de óleo de cin- co estágios	Nove bombas do tipo "booster" de difusão de óleo, com capa- cidade de 1250 l/s cada.	Duas bombas do tipo "booster" de difusão de óleo, com capa- cidade de 10 m ³ /s cada.	Duas bombas do tipo "booster" de difusão de óleo, com capa- cidade de 20 m ³ /s cada.	Um sistema de bombas "roots" de cinco está- gios.	Uma bomba de difu- são de óleo.
DIÂMETRO DA SEÇÃO DE ENSAIO	1,5 m	1,10 m	1 m	2 m	-	1,25 m

2.2 - APRESENTAÇÃO DO EQUIPAMENTO

Não é objetivo deste trabalho apresentar um projeto detalhado ao nível de construção do túnel de baixa densidade, mas sim estabelecer a disposição geral e as respectivas funções dos componentes e analisar os principais parâmetros envolvidos.

Deve-se esclarecer que a operacionalidade de um túnel de baixa densidade depende muito da experiência adquirida durante a construção e operação de unidades piloto. As dificuldades relacionadas aos fenômenos que ocorrem sob tais circunstâncias ganham soluções práticas à medida que se forma uma tecnologia bastante específica quanto ao equipamento em si. Essas soluções caminham no sentido de viabilizar simulações capazes de fornecer informações cada vez mais confiáveis, melhorando assim o entendimento e a investigação na área de aerodinâmica de gases rarefeitos (Boettcher, 1983a).

Deste modo, decidiu-se apresentar uma configuração básica para o túnel de baixa densidade, mostrando os componentes essenciais para o seu funcionamento. Essa configuração baseia-se nos trabalhos mencionados na Seção 2.1 e é descrita através das Figuras 2.1 e 2.2. A seguir, estabelecem-se os parâmetros e suas relações fundamentais, e analisa-se cada componente separadamente.

2.3 - CAPACIDADE DE BOMBEAMENTO E FAIXA DE PRESSÕES

A temperatura de estagnação do fluxo e a capacidade de bombeamento do túnel são os principais parâmetros que determinam a velocidade e as dimensões do escoamento através de um bocal ou de um orifício. O tamanho do modelo sujeito ao escoamento é limitado pela precisão do equipamento de medida e pela dificuldade existente na confecção de modelos muito pequenos, sendo que atualmente é possível realizar ensaios com modelos da ordem de milímetros (Lagge, 1979). A área útil do escoamento, onde se posiciona o modelo para ensaio, é portanto uma variável de projeto que, associada a outros fatores, determina a faixa de operação do

túnel. Deste modo, pode-se fixar a capacidade de bombeamento analisando a sua influência sobre as características do fluxo gerado.

A análise que se segue (Enkenhus, 1957; Lagge, 1971) considera um escoamento isentrópico e unidirecional passando através da área de saída A_e e de um bocal "axi-simétrico" (simetria em relação ao eixo longitudinal). O fluxo de massa \dot{m} através do bocal é dado por:

$$\dot{m} = \rho_e U_e A_e \quad , \quad (2.1)$$

onde ρ e U são, respectivamente, a densidade e a velocidade do gás, e o índice e refere-se às condições do fluxo na saída do bocal.

O fluxo de massa é relacionado ao número de Mach, M_e , à temperatura de estagnação, T_0 , à pressão estática, p_e , e ao diâmetro, d_e , da área de saída do bocal através das equações:

$$\rho_e = \frac{p_e}{R_g T_e} \quad , \quad (2.2)$$

$$u_e = M_e \cdot a_e = M_e \cdot \sqrt{\gamma R_g T_e} \quad , \quad (2.3)$$

$$T_e = T_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right]^{-1} \quad , \quad (2.4)$$

$$A_e = \frac{\pi}{4} d_e^2 \quad , \quad (2.5)$$

sendo γ a razão entre os calores específicos, R_g a constante do gás e a a velocidade sônica local.

As Equações 2.1 a 2.5 conduzem a:

$$\dot{m} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\gamma}{R_g T_0}} M_e \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2} d_e^2 p_e \quad (2.6)$$

Visto que o túnel opera em regime permanente, então \dot{m} é também o fluxo de massa através das bombas de vácuo. Essas bombas têm a característica de apresentar uma vazão constante ao longo de certa faixa de pressões que depende da bomba considerada, tal como mostra a Figura 2.3. Portanto, é conveniente expressar a capacidade de bombeamento do túnel em função da vazão volumétrica, ao invés do fluxo de massa.

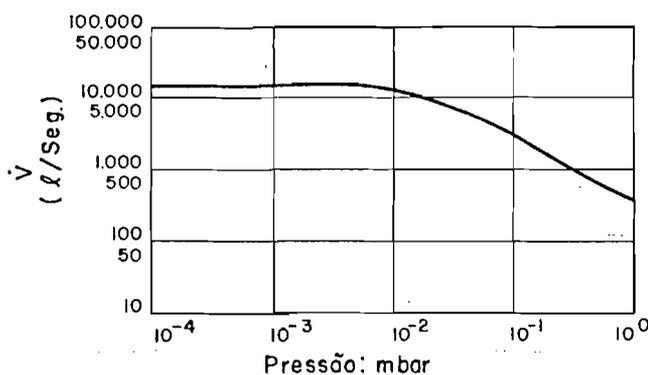


Fig. 2.3 - Curva de bombeamento para a bomba de difusão modelo 30B5A da Edwards.

A vazão \dot{V} correspondente ao fluxo de massa \dot{m} é:

$$\dot{V} = \frac{\dot{m}}{\rho_p} = \frac{\dot{m} R_g T_p}{p_p} \quad (2.7)$$

onde o índice p representa as condições de entrada na bomba de vácuo.

As Equações 2.6 e 2.7 resultam em

$$\dot{V} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\gamma R_g} \frac{T_p}{\sqrt{T_0}} M_e \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2} \frac{p_e}{p_p} d_e^2 \quad (2.8)$$

Experiências realizadas no túnel de baixa densidade número dois, da Universidade da Califórnia (Kane e Emerson, 1949), mostram que a recuperação de pressão obtida por um difusor supersônico é de apenas 10% a 20% maior que a pressão estática na câmara de ensaio. Isto se deve a efeitos viscosos adversos que ocorrem no difusor em baixas densidades. Em princípio, portanto, não há necessidade de empregar um difusor no túnel e assim pode-se adotar satisfatoriamente que as condições de entrada na bomba de vácuo são $p_p = p_e$ e $T_p = T_0$. Dessa forma, a Equação 2.8 reduz-se a:

$$\dot{V} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\gamma R_g T_0} M_e \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2} d_e^2 \quad (2.9)$$

A Equação 2.9 define o diâmetro d_e do escoamento em função do número de Mach, M_e , para \dot{V} e T_0 fixos, independentemente da pressão. Uma vez que a vazão produzida pelas bombas é constante ao longo de uma faixa operacional de pressões, então é possível produzir uma gama de escoamentos para qualquer pressão dentro dessa faixa. A Figura 2.3 mostra a característica de bombeamento de uma bomba de difusão típica, enquanto a Figura 2.4 apresenta as curvas de χM_e parametrizadas por \dot{V} com $\gamma = 1,4$ e $R_g = 286,8 \text{ N}\cdot\text{m}/\text{kg}\cdot\text{K}$ para o ar e com $T_0 = 300 \text{ K}$.

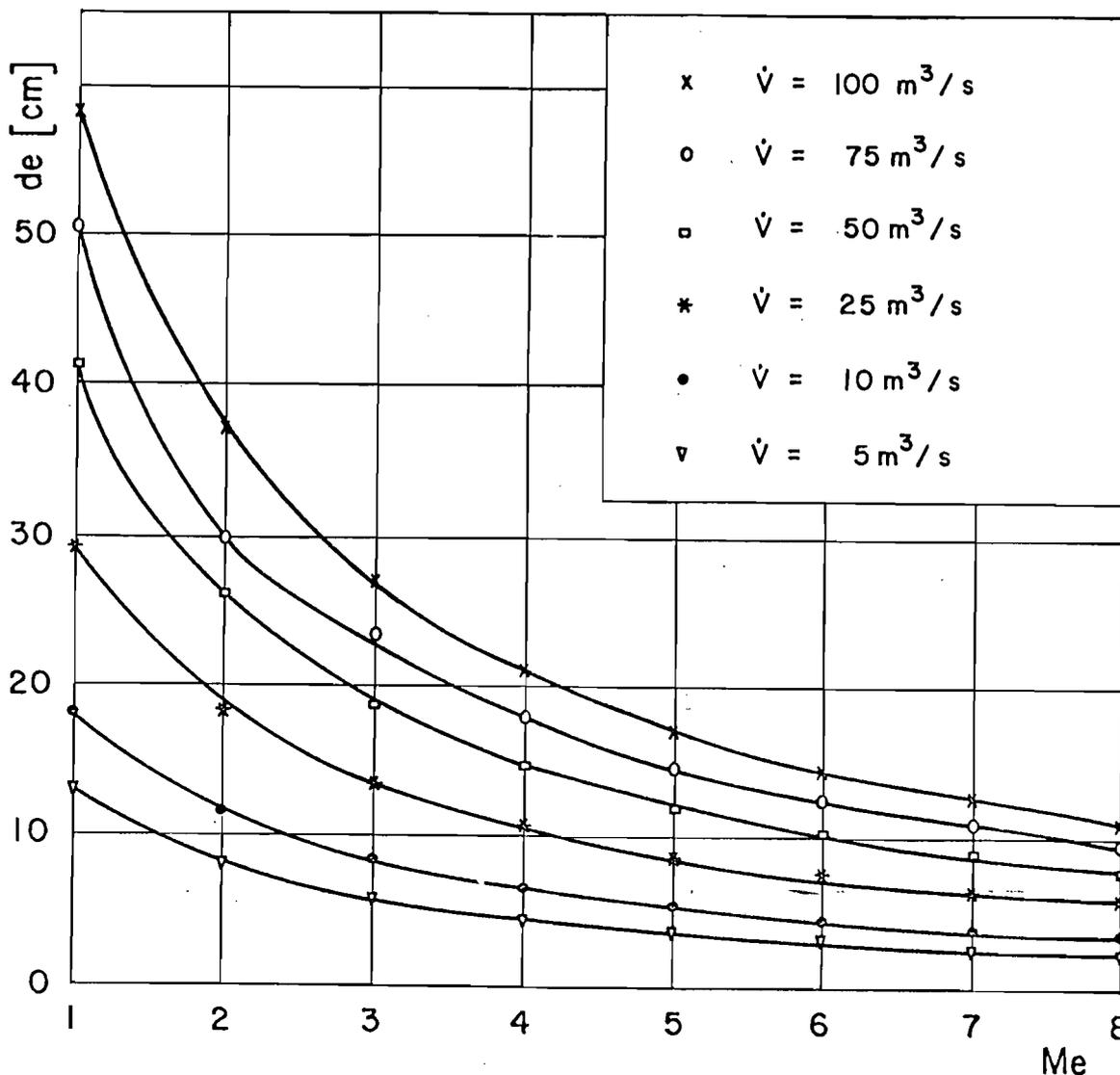


Fig. 2.4 - Variação do diâmetro d_e em função do número de Mach, Me , do escoamento.

É evidente que esta é uma análise simples, onde a hipótese de escoamento isentrópico e unidirecional não representa exatamente o que ocorre em um fluxo de gases rarefeitos. Os resultados, no entanto, são suficientes para indicar as ordens de grandeza do tamanho e da velocidade do escoamento a ser obtido na câmara de ensaio do túnel. A característica mais notável observada na Figura 2.4 é que o diâmetro do escoamento diminui rapidamente com o aumento do número de Mach, o que, associado ao fato da camada limite crescer consideravelmente com o número de

Mach, estabelece um número de Mach limite para a utilização operacional do túnel. Uma análise mais detalhada do escoamento de gases rarefeitos em um bocal será apresentada no Capítulo 3.

Quanto à escolha do sistema de bombeamento do túnel, deve-se considerar dois parâmetros principais, que são: a faixa operacional de pressões e a vazão de trabalho do túnel. A definição da faixa de pressões está estritamente relacionada aos regimes de escoamento que se deseja simular, enquanto a magnitude da vazão determina as dimensões e a velocidade do escoamento, conforme a análise realizada anteriormente.

Deseja-se especificar uma faixa de pressões e uma vazão que possibilitem a simulação de diferentes regimes de escoamento, especialmente nas regiões de transição e de fluxo molecular. Observa-se pela Tabela 2.1 que a faixa de 1 a 100 microns é suficiente para simular tais regimes com vazões da ordem de 10 m³/s ou mais.

Os valores de projeto considerados neste trabalho são 1-100 microns para a faixa de pressões e 25 m³/s para a vazão das bombas. Essa vazão é suficiente para produzir escoamentos em altos números de Mach com uma área útil da ordem de centímetros, apesar da existência de uma camada limite bastante espessa ocupando grande parte do fluxo sob tais condições.

A vazão de 25 m³/s pode ser obtida por duas bombas de difusão modelo 30B5A, produzida pela Edwards, cuja característica de bombeamento é mostrada na Figura 2.3. A vazão máxima dessa bomba é de 12,5 m³/s na faixa de 1-75 micron, sendo reduzida a 10 m³/s à pressão de 100 microns. Uma proposta razoável para o projeto consiste em construir e operar o túnel empregando apenas uma bomba, mas fazendo uma previsão para a instalação adicional de uma ou mais bombas, à medida que se ganhe experiência e familiaridade com o equipamento.

Todas essas considerações visam estabelecer uma linha básica de projeto e definir critérios que devem ser observados em uma fase de detalhamento do equipamento. Parâmetros tais como faixa de pressão, vazão, número de bombas, etc. são fixados em função dos cálculos realizados neste trabalho, porém, eles podem sofrer modificações através de uma análise mais completa numa fase final de projeto.

2.4 - CÂMARA DE ESTAGNAÇÃO

A função dessa câmara é homogeneizar os gases antes da expansão através do bocal na câmara de ensaio. Além disso, ela serve como elemento controlador da pressão, que é ajustada por intermédio da válvula de entrada da câmara de estagnação.

Os gases, sob alta pressão, provenientes dos cilindros de armazenagem sofrem uma expansão na entrada da câmara de estagnação. Essa expansão confere aos gases uma alta velocidade local, de modo que uma série de aletas e telas devem ser instaladas dentro da câmara, com a finalidade de reduzir essa velocidade e difundir os gases sobre toda a seção transversal da câmara. Deve-se ainda colocar algumas grades no interior da câmara, cujo objetivo é eliminar qualquer tendência de aparecimento de vórtices no escoamento (Schaaf et alii, 1949).

O principal parâmetro de projeto da câmara de estagnação é o seu diâmetro, que deve ser calculado de forma que a velocidade do escoamento no seu interior seja pequena. Em regime supersônico, a velocidade na câmara de estagnação é relacionada às condições do fluxo na garganta do bocal, através da equação da continuidade (Enkenhus, 1957):

$$U_1 = \left[\frac{\rho_t}{\rho_1} \right] \cdot \left[\frac{A_t}{A_1} \right] a^* \quad (2.10)$$

Os índices 1 e t significam, respectivamente, as condições do fluxo na câmara de estagnação e na garganta do bocal; a^* é a velocidade sônica na garganta.

Se a velocidade na câmara de estagnação é pequena ($U_1/a^* \ll 1$), pode-se considerar $\rho_1 \cong \rho_0$, ou seja, $\rho_t/\rho_1 \cong \rho_t/\rho_0$. A relação isentrópica para a densidade do escoamento é:

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (2.11)$$

Na garganta do bocal $M = 1$, e a Equação 2.11 resulta em:

$$\frac{\rho_t}{\rho_0} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{1/(\gamma-1)} \cong \frac{\rho_t}{\rho_1} \quad (2.12)$$

Da mesma maneira, a relação isentrópica para a velocidade sônica local é:

$$\frac{a_0}{a} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

A Equação 2.13 aplicada às condições do fluxo na garganta do bocal ($M = 1$) resulta em:

$$a^* = \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{1/2} \cdot a_0 = \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{1/2} \cdot \sqrt{\gamma R_g T_0} \quad (2.14)$$

Expressando as áreas A_1 e A_t em função dos diâmetros d_1 e d_t e utilizando as Equações 2.12 e 2.14, a Equação 2.10 fica:

$$u_1 = \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \cdot \sqrt{\gamma R_g T_0} \cdot \left[\frac{d_t}{d_1} \right]^2 \quad (2.15)$$

Por outro lado, para o escoamento supersônico em umbocal, pode-se estabelecer uma relação entre uma área qualquer (A) e a área da garganta do bocal (A_t), através da equação da continuidade:

$$\frac{A}{A_t} = \frac{\rho_t}{\rho} \cdot \frac{a^*}{u} = \frac{\rho_t}{\rho_0} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{a^*}{a_0} \cdot \frac{a_0}{a} \cdot \frac{1}{M} \quad (2.16)$$

Expressando as áreas em função dos diâmetros e substituindo os valores de ρ_t/ρ_0 , ρ_0/ρ , a^*/a_0 e a_0/a das Equações 2.12, 2.11, 2.14 e 2.13, respectivamente, a Equação 2.16, aplicada à área de saída do bocal, resulta em:

$$\left[\frac{d_e}{d_t} \right]^2 = \frac{1}{M_e} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right) \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (2.17)$$

O diâmetro da área de saída do bocal é dado em função do número de Mach e da capacidade de bombeamento através da Equação 2.9. Substituindo o valor de d_e da Equação 2.9 na Equação 2.17 e utilizando o resultado para eliminar d_t na Equação 2.15, a expressão final para a velocidade na câmara de estagnação fica:

$$u_1 = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\dot{V}}{d_1^2} \cdot \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right]^{-\gamma/(\gamma-1)} (M_e \geq 1) \quad (2.18)$$

Essa equação mostra que, à medida que M_e diminui u_1 aumenta atingindo um valor máximo quando $M_e = 1$.

Considerando que a velocidade na câmara de estagnação não deve ultrapassar o valor de 30 m/s, então a Equação 2.18 fornece $d_1 = 0,75$ m (valor adotado neste trabalho) para $M_e = 1$, $\dot{V} = 25$ m³/s e $\gamma = 1,4$ para o ar. É evidente que o valor de 30 m/s para a velocidade na câmara de estagnação é relativamente alto, mas espera-se que o túnel raramente seja operado sob tais circunstâncias, pois a velocidade na câmara de estagnação diminui rapidamente com o aumento do número de Mach, conforme mostra a Figura 2.5.

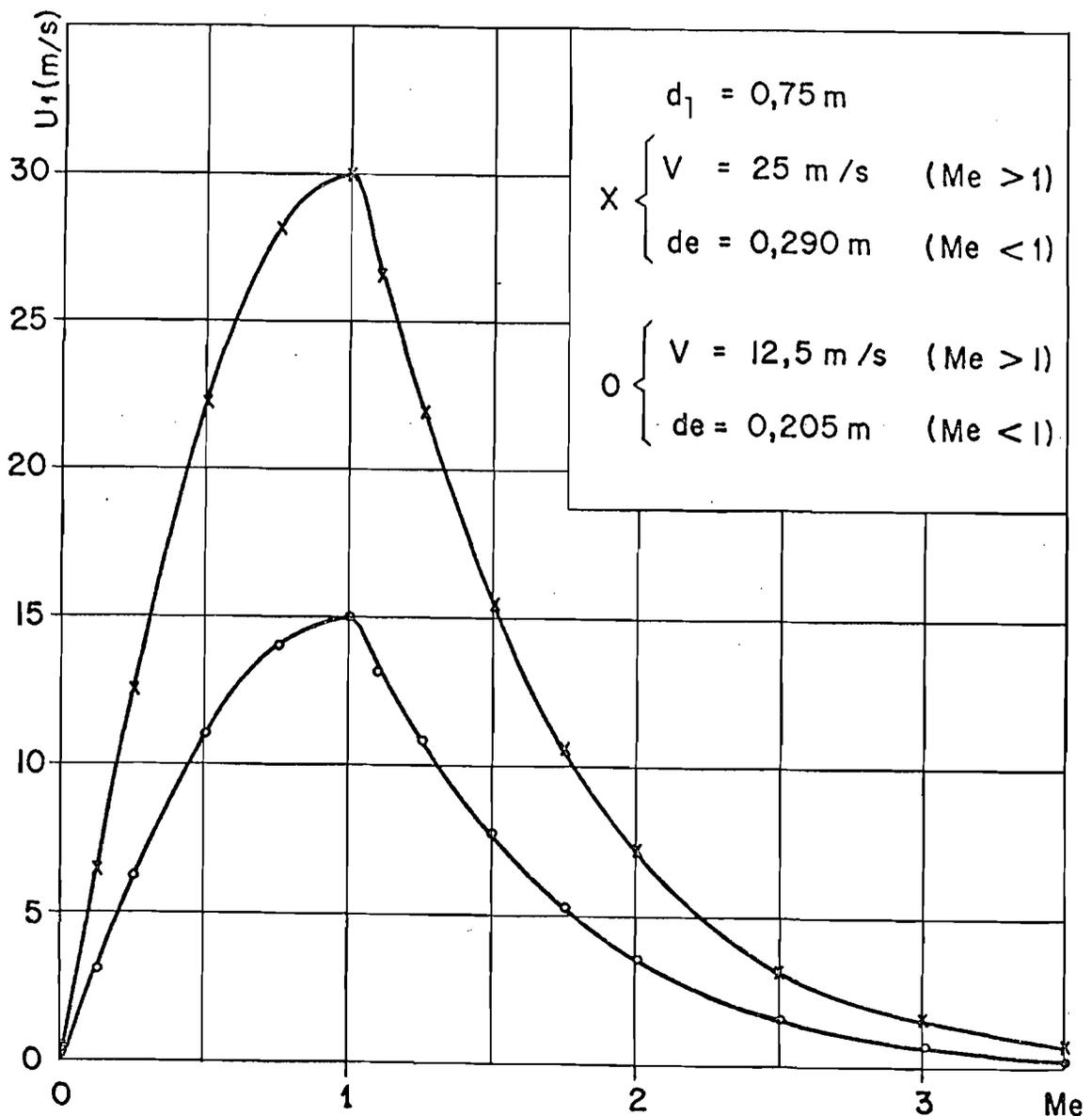


Fig. 2.5 - Velocidade na câmara de estagnação em função do número de Mach na seção de ensaio, para $d_1 = 0,75$ m.

Para a operação subsônica do túnel, estabelece-se a hipótese de que o diâmetro do bocal utilizado corresponde ao diâmetro máximo que poderia ser operado em $M_e = 1$. O valor desse diâmetro é obtido da Equação 2.9; considerando $T_0 = 300 \text{ }^\circ\text{K}$, $V = 25 \text{ m}^3/\text{s}$, $M_e = 1$, $\gamma = 1,4$ e $R_g = 286,8 \text{ N}\cdot\text{M}/\text{kg} \text{ }^\circ\text{K}$ para o ar, obtêm-se $(d_e)_{\text{max}} = 0,29 \text{ m}$. Para operação subsônica, considerando $\rho_1 \cong \rho_0$, a equação da continuidade pode ser escrita como:

$$u_1 = \frac{\rho_e}{\rho_1} \cdot \left(\frac{A_e}{A_1} \right) u_e = \left(\frac{\rho_e}{\rho_0} \right) \cdot \left(\frac{d_e}{d_1} \right)^2 M_e \cdot \frac{a_e}{a_0} \quad (2.19)$$

Utilizando as Equações 2.11 e 2.13 e sendo $a_0 = \sqrt{\gamma R_g T_0}$, a Equação 2.19 conduz a:

$$u_1 = \sqrt{\gamma R_g T_0} \cdot M_e \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right]^{-(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \cdot \left(\frac{d_e}{d_1} \right)^2 (M_e \leq 1) \quad (2.20)$$

A Equação 2.20 mostra que a velocidade u_1 diminui para a operação em regime subsônico.

A Figura 2.5 apresenta a variação da velocidade na câmara de estagnação em função do número de Mach, para $d_1 = 0,75 \text{ m}$. No trecho supersônico, u_1 é plotado utilizando a Equação 2.18, com $\dot{V} = 25 \text{ m}^3/\text{s}$ e $\gamma = 1,4$. No trecho subsônico, obtêm-se os valores de u_1 através da Equação 2.20, com $d_e = (d_e)_{\text{max}} = 0,29 \text{ m}$ e $T_0 = 300 \text{ }^\circ\text{K}$. A Figura 2.5 ainda mostra a curva $u_1 \times M_e$ para $d_1 = 0,75 \text{ m}$, mas considerando a operação com apenas uma bomba ($\dot{V} = 12,5 \text{ m}^3/\text{s}$).

Finalmente, deve-se esclarecer que o escoamento no bocal não é prejudicado por turbulências geradas na câmara de estagnação. O fluxo nessa câmara é isento de turbulências pois o número de Reynolds do escoamento é muito pequeno. O número de Reynolds na câmara de estagnação é dado em função do diâmetro d_1 como:

$$(R_{ey})_1 = \frac{\rho_1 u_1 d_1}{\mu_1} \quad , \quad (2.21)$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do gás. Pode-se expressar o número de Reynolds em função da vazão através da Equação 2.7 e da equação da continuidade:

$$\dot{m} = A_1 \rho_1 u_1 = \frac{\pi}{4} d_1^2 \rho_1 u_1 \quad . \quad (2.22)$$

Utilizando a Equação 2.22 e a Equação 2.7 com $T_p = T_0$ e $p_p = p_e$, a Equação 2.21 transforma-se em:

$$(R_{ey})_1 = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\dot{V} p_e}{d_1 \mu_1 R_g T_0} \quad . \quad (2.23)$$

O número de Reynolds máximo na câmara de estagnação é $(R_{ey})_{1, \max} = 265$, calculado através da Equação 2.23, com $\dot{V} = 25 \text{ m}^3/\text{s}$, $p_e = 75 \text{ mícrons} = 10 \text{ N/m}^2$, $d_1 = 0,75 \text{ m}$, $T_0 = 300^{\circ}\text{K}$ e $\mu_1(T_0) = 1,8623 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$.

O valor máximo do número de Reynolds na câmara de estagnação é bem menor que o valor crítico, acima do qual começa a haver possibilidade de turbulência em escoamentos viscosos incompressíveis. Fica claro, portanto, que o fluxo na câmara de estagnação será sempre laminar, o que favorece o escoamento no bocal.

2.5 - CÂMARA DE ENSAIO

A seção de ensaio do túnel de baixa densidade consiste em uma câmara cilíndrica, montada transversalmente entre a câmara de estagnação e a câmara de vácuo, conforme apresentado nas Figuras 2.1 e 2.2. Essa configuração permite o fácil acesso ao interior da câmara, através das portas nas extremidades do cilindro. O tamanho da câmara de ensaio deve ser escolhido de forma a permitir um espaço amplo para a instrumentação e uma distância suficiente para a expansão dos gases. Um diâmetro de 1,5 m é razoável para a câmara de ensaio, de acordo com a Tabela 2.1.

As câmaras de ensaio e de estagnação devem ser montadas sobre um sistema de trilhos, cujo objetivo é proporcionar o deslocamento dessas câmaras para exame das juntas de vácuo, ou mesmo para efetuar a troca desses componentes. Desse modo, o túnel pode ser modificado utilizando as mesmas instalações. Além disso, a montagem sobre trilhos permite um movimento relativo entre as partes do túnel para a acomodação, devido à dilatação térmica do equipamento.

Deve-se prever também uma porta secundária na câmara de ensaio para a passagem de cabos elétricos e tubos de pressão através de juntas especiais, sem interferir com o funcionamento normal das portas. Janelas para visualização do fluxo também devem ser previstas nas portas do túnel, de forma que instrumentos ópticos, externos ao túnel, possam ser posicionados em uma linha de visada que atravesse a região do escoamento rarefeito.

No interior da câmara de ensaio são instalados vários instrumentos de medida de pressão e temperatura e também um mecanismo para posicionamento automático de sondas e modelos dentro do escoamento. Esse mecanismo deve atuar, no mínimo, com três graus de liberdade para permitir o posicionamento em três eixos. Através de servomotores pode-se comandar o mecanismo durante uma corrida, sem necessidade de abrir a câmara de ensaio. Associado a esse mecanismo deve existir uma microbalança para medir com precisão suficiente forças e torques aerodinâmicos sobre um modelo.

2.6 - CÂMARA DE VÁCUO E BOMBAS DE SUÇÃO

A câmara de vácuo, tal como mostram as Figuras 2.1 e 2.2, é simplesmente um tanque cilíndrico que faz a conexão entre a câmara de ensaio e as bombas de vácuo. Essa câmara deve ter um diâmetro suficientemente grande para não opor uma resistência significativa do fluxo da seção de ensaio para as bombas. Um diâmetro próximo ao diâmetro da seção de ensaio é suficiente para que as perdas possam ser desprezadas (Enkenhus, 1957).

O sistema de bombeamento do túnel é constituído por dois estágios. O primeiro compreende as bombas de difusão conectadas à câmara de vácuo através de válvulas de isolamento. Essas bombas tomam os gases à pressão de operação (1-100 microns) e libera-os a uma pressão intermediária (máximo de 35 mm Hg para a bomba modelo 30B5A da Edwards).

O segundo estágio de bombeamento é composto por bombas mecânicas que expandem os gases a partir da saída das bombas de difusão até a pressão atmosférica. A bomba mecânica recomendada para o segundo estágio da bomba de difusão modelo 30B5A é a bomba rotacionária ES 7500 da Edwards, com capacidade de 7500 m³/h na faixa de pressões entre 0,1 a 10 mm Hg (Mac Gregor, 1980).

O procedimento para iniciar a operação do túnel consiste, primeiramente, em evacuar as câmaras até que a pressão de trabalho seja atingida. Se o túnel está inicialmente à pressão atmosférica, fecha-se a válvula de entrada da câmara de estagnação e, com as válvulas de isolamento também fechadas, evacua-se o túnel com as bombas mecânicas através da linha primária (Figura 2.1). Quando a pressão for suficientemente baixa, as bombas de difusão são colocadas em operação e o regime de ensaio é estabelecido abrindo a válvula de entrada da câmara de estagnação para que haja um fluxo contínuo de gases através do túnel.

Para interromper a operação, deve-se fechar a válvula de entrada da câmara de estagnação e também as válvulas de isolamento para manter as bombas de difusão sob vácuo (de outra forma o vapor de óleo aquecido dessas bombas seria oxidado em contato com o ar atmosférico). Em seguida, podem-se desligar as bombas de difusão e as bombas mecânicas, mantendo fechadas as válvulas pneumáticas. O túnel pode então ser mantido sob vácuo, ou pode ser conduzido à pressão atmosférica deixando entrar o ar através da válvula de entrada da câmara de estagnação.

2.7 - EQUIPAMENTOS PERIFÉRICOS

A Figura 2.2 mostra os principais componentes externos ao túnel de baixa densidade, os quais formam o circuito básico de tratamento dos gases antes da expansão no interior do túnel. Essa configuração baseia-se no trabalho de Hefer (1970) e tem a função de fornecer ar ou outros gases (nitrogênio, hélio, etc.) isentos de água.

Nesse circuito, o ar atmosférico após ser filtrado, para retirar as partículas em suspensão, é comprimido e resfriado de forma que a umidade seja condensada e a água retirada por meio de um separador. Pode-se retirar 99,5% da água (considerando uma umidade relativa de 100% à condição ambiente), utilizando dois estágios sucessivos de compressão e resfriamento (20 e 200 atmosferas, respectivamente), e a umidade restante é quase totalmente absorvida pelo desumidificador químico (Hefer, 1970).

O ar seco passa então por um filtro que previne o arrastamento de partículas do desumidificador e, a seguir, o ar sob pressão é armazenado em cilindros. Entre os cilindros de armazenagem e o desumidificador há uma válvula unidirecional que permite a operação conjunta do túnel e do compressor, impedindo o contra-fluxo do ar no caso de falha deste último.

Associado aos cilindros de armazenagem de ar, podem existir outros para diferentes gases, de acordo com o tipo de ensaio que se deseja realizar. A partir dessa fonte de pressão, os gases passam por um regulador de pressão que reduz e mantém constante a pressão dos gases. O fluxo passa então por um medidor de vazão e por um aquecedor, cuja função é estabelecer e manter constante a temperatura de estagnação do escoamento. A partir daí, os gases são admitidos e expandidos na câmara de estagnação através da válvula de entrada dessa câmara.

CAPÍTULO 3

BOCAIS AERODINÂMICOS

3.1 - INTRODUÇÃO

Um dos aspectos de maior importância do projeto de um túnel de baixa densidade é, sem dúvida, o da análise detalhada do escoamento na câmara de ensaio. Deseja-se produzir um fluxo de gases rarefeitos de forma a testar a aerodinâmica de corpos em diversos regimes de voo. Esse fluxo deve atender a certos requisitos, de modo a poder simular o melhor possível as condições reais de um objeto movendo-se em uma atmosfera rarefeita. Apresentam-se, neste capítulo, o projeto de um bocal apropriado para tais finalidades bem como algumas considerações a respeito do escoamento produzido através da expansão livre de um gás no vácuo, a partir de um orifício.

De um modo geral, as principais dificuldades relacionadas ao projeto dos bocais são devidas à baixa densidade do escoamento, o que provoca um crescimento exagerado da camada limite, cuja consequência é a redução da área útil do fluxo. Por esse motivo, a operação com bocais é limitada em regime de fluxo molecular livre, pois o caminho livre médio necessário para obter altos números de Knudsen corresponde a um número de Reynolds tão pequeno que o escoamento em um bocal seria completamente preenchido e obstruído pela camada limite (Boettcher, 1983b). Assim, para o escoamento em um bocal, o vácuo máximo do caminho livre médio das moléculas do gás é limitado pelo crescimento da camada limite. A tentativa de obtenção do regime molecular livre passa a concentrar-se sobre a redução das dimensões do modelo de teste que, por sua vez, é também limitada por motivos de precisão e sensibilidade do equipamento de medida de forças, além das dificuldades inerentes à confecção de modelos muito pequenos.

Alguns métodos têm sido desenvolvidos com o objetivo de reduzir a espessura da camada limite em bocais. Pode-se citar o método de sucção da camada limite através de orifícios na parede do bocal (Enkenhus, 1957), ou o método de resfriamento da parede do bocal (Potter and Carden, 1968). Esses métodos apresentam resultados significativos que ampliam a faixa de operação de um bocal, mas não são suficientes para promover um regime de fluxo molecular livre.

Pode-se dizer que o escoamento rarefeito em bocais é restrito aos regimes contínuo, intermediário e de transição, e o único meio de simular o regime de fluxo molecular livre é através da expansão livre de um gás no vácuo, a partir de um orifício (Boettcher, 1983b). Nesse caso, apesar do escoamento ser caracterizado por fortes efeitos de congelamento e gradientes radiais, pode-se corrigir satisfatoriamente os resultados. Como exemplo da aplicação dessa técnica, podem-se citar as medidas de forças aerodinâmicas sobre um modelo do satélite TD1A, realizadas por Legge (1979) na terceira seção de ensaios do túnel de baixa densidade do DFVLR.

Em geral, a operação com bocais não é possível com pressões abaixo de 10 microns, devido aos efeitos prejudiciais da camada limite (Enkenhus, 1957). Por outro lado, a expansão livre através de um orifício pode ser realizada com pressões muito baixas, tais como na faixa de 1 a 5 microns no túnel do UKIFD (Smolderen and Naveau, 1964), ou da ordem de 10^{-3} a 1 micron no túnel do DFVLR (Legge, 1971). A faixa de pressões do túnel de baixa densidade (1 a 100 microns), especificada na Seção 2.3, é portanto suficiente para a operação com bocais ou com orifícios. Este trabalho trata primeiramente do projeto de bocais supersônicos para fluxos de baixa densidade. Os bocais para operação subsônica são extremamente simples e não são aqui considerados.

Os primeiros estudos realizados na Universidade da Califórnia, acerca dos efeitos viscosos em túneis e bocais de baixa densidade, foram desenvolvidos por Schaaf (1947); Folsom e Kane (1947) e Kane (1947). Projetos e testes preliminares de bocais supersônicos aparecem nos tra

balhos de Hughes (1948), Kane et alii (1948); Schaaf (1949), Schaaf et alii (1949) e Emerson e Schaaf (1950). O projeto desses bocais consiste fundamentalmente em analisar o escoamento em duas regiões distintas, que são: a região isentrópica e a camada limite. Em síntese, o dimensionamento dos bocais é feito calculando o perfil da região isentrópica do escoamento e adicionando a ele um espaço referente à espessura da camada limite. O contorno da região isentrópica é obtido aplicando o método das características para definir uma solução particular da equação potencial do fluxo sob condições preestabelecidas para o escoamento. A espessura da camada limite é determinada pela solução aproximada da equação integral de Von-Karman, onde as condições de contorno são definidas a partir da região de fluxo isentrópico.

Os bocais projetados dessa maneira conduziram a resultados satisfatórios durante os testes, mas constatou-se que algumas características do escoamento poderiam ser melhoradas através de uma análise mais detalhada e objetiva de certos pontos críticos do projeto, o que será comentado na Seção 3.2. Constatou-se também que os bocais de área ajustável (bocais bidimensionais), desenvolvidos para cobrir uma faixa de números de Mach do escoamento, não são apropriados para operação com baixos números de Reynolds. Isto se deve ao fato de que a camada limite muito espesa limita fortemente a faixa de números de Mach que se poderia obter com esse tipo de bocal; além disso, os bocais bidimensionais produzem fluxos secundários que resultam em um escoamento menos uniforme do que aquele que poderia ser obtido com bocais "axi-simétricos". O projeto e testes de bocais bidimensionais são encontrados nos trabalhos de Backer (1952) e Talbot (1954a). O desenvolvimento de bocais "axi-simétricos" na Universidade da Califórnia conduziu a um projeto com resultados bastante satisfatórios, com ótima performance dos bocais testados. O método é apresentado por Owen e Sherman (1952) e consta de vários melhoramentos sobre os projetos desenvolvidos anteriormente. A presente análise segue basicamente o trabalho desses autores com algumas modificações que serão consideradas oportunamente. Os requisitos fundamentais para obter uma performance ótima do escoamento são considerados a seguir.

3.2 - PRINCIPAIS REQUISITOS DE PROJETO

Nesta seção serão especificados os requisitos básicos para o projeto de bocais supersônicos de simetria axial. Almeja-se dimensionar um bocal que produza um fluxo de gases rarefeitos paralelo e uniforme na câmara de ensaio. O escoamento, portanto, deverá ser irrotacional e laminar. Para obter esse tipo de escoamento, fazem-se algumas considerações principais que podem ser sintetizadas em quatro tópicos apresentados a seguir:

1) Especificação da distribuição de velocidade sobre o eixo de simetria do bocal

Nos desenvolvimentos de Schaaf (1949) e Emerson e Schaaf (1950), uma das condições iniciais para a construção da malha de características do fluxo é tomada como a parte divergente inicial do contorno isentrópico. Essa parte do contorno é escolhida arbitrariamente, e a malha de características é desenvolvida a partir das condições do fluxo sobre ela, juntamente com as condições iniciais do fluxo na garganta do bocal. Assim, a evolução do número de Mach ao longo do eixo de simetria fica determinada em função da escolha dessa parte do contorno. O cálculo da malha prossegue até que o número de Mach de projeto seja obtido sobre o eixo de simetria.

O melhoramento introduzido por Owen e Sherman (1952) baseia-se no fato de que o escoamento no bocal deve ser acelerado suavemente com o propósito de obter um fluxo laminar isento de choques. A solução obtida através do método das características deve, portanto, conduzir a uma expansão suave do fluxo desde Mach = 1 na garganta até o número de Mach de projeto na área de saída do bocal. Em vista disso, é mais consistente especificar a distribuição do número de Mach ao longo do eixo de simetria do bocal do que especificar parte do contorno isentrópico como uma condição inicial da malha de características. Deste modo, determina-se o contorno da região isentrópica do escoamento em função de uma aceleração suave dos gases sobre o eixo de simetria.

2) Análise do fluxo transônico na garganta como região de acoplamento entre as seções convergente e divergente do bocal

As propriedades do escoamento na região sônica do bocal são condições iniciais para o desenvolvimento da malha de características. A hipótese de que o número de Mach é unitário em qualquer ponto da seção da garganta (Schaaf, 1949; Emerson and Schaaf, 1950) insere erros que são propagados ao longo de toda a malha de características e que conseqüentemente, influem no resultado final do projeto.

Uma grande melhora no conhecimento dos parâmetros do fluxo na garganta (Owen e Shermann, 1952) consiste em determinar uma solução aproximada da equação potencial nas proximidades da garganta. Isso é feito considerando uma pequena perturbação em torno da condição crítica ($Mach = 1$) e utilizando um desenvolvimento em séries da função potencial nessa vizinhança. Uma grande vantagem do método é que ele fornece a taxa de aceleração do fluxo transônico no centro da garganta como função do raio de curvatura da parede do bocal nessa região. Essa informação é utilizada para fazer um acoplamento suave de acelerações entre a garganta e a parte divergente do bocal onde a distribuição de velocidade é pré-especificada.

3) Determinação do contorno da região isentrópica

Uma vez construída a malha de características, os parâmetros do escoamento ficam conhecidos em cada ponto da rede. As linhas de corrente do fluxo podem ser traçadas em função do campo de velocidades que é determinado através de interpolação entre aqueles pontos (Schaaf, 1949; Emerson and Schaaf, 1950). Entretanto, este procedimento não apresenta a precisão requerida pelo projeto e um outro método mais exato é utilizado (Owen and Sherman, 1952).

Neste método, as informações obtidas através da malha de características e da análise na seção da garganta são utilizadas para determinar a densidade e a velocidade do escoamento como funções do raio em várias seções transversais ao longo do eixo da simetria, a partir da garganta. Por meio da integração desses parâmetros, determina-se o raio necessário para acomodar o mesmo fluxo da massa em cada seção da região isentrópica e, assim, localiza-se com precisão o contorno isentrópico do escoamento.

4) Determinação do contorno da parede do bocal

O contorno final do bocal deve assegurar a existência de uma camada limite adjacente às paredes, juntamente com a região de fluxo isentrópico interna à região de camada limite. A localização da parede é feita calculando a espessura da camada limite em cada estação ao longo do eixo de simetria. Owen e Sherman (1952) empregam a equação integral de Von Karman para a quantidade de movimento considerando um perfil senoidal de velocidade para a camada limite. A solução assim obtida determina a correção que se deve realizar sobre o contorno isentrópico do escoamento.

Entretanto, este método de determinação da camada limite considera que a parede do bocal é adiabática, com a temperatura da parede igual à temperatura de estagnação do fluxo. Para avaliar a influência de um resfriamento da parede sobre a camada limite, decidiu-se empregar o método de Cohen e Reshotko (1955), conforme a adaptação proposta por Potter e Carden (1968). Dessa forma, a temperatura da parede passa a ser variável de projeto, e o controle da camada limite, via resfriamento do bocal, pode ser analisado. Além disso, este procedimento é vantajoso quanto ao fato de possibilitar um tratamento numérico mais simples e efetivo para o problema. Os resultados obtidos neste trabalho, para o caso particular de uma parede adiabática, estão em perfeito acordo com aqueles obtidos por Owen e Sherman (1952).

O cálculo da região isentrópica do escoamento é tratado a seguir. Primeiramente, consideram-se a análise da seção da garganta e a especificação do número de Mach sobre o eixo de simetria. Emprega-se então o método das características para determinar os parâmetros do escoamento sobre toda a região isentrópica, e utilizam-se esses dados para definir o contorno dessa região. Finalmente, calculam-se a camada limite e o contorno da parede do bocal. Uma descrição sucinta do projeto de bocais supersônicos "axi-simétricos" para fluxo de baixa densidade e alguns resultados são apresentados no trabalho de Abrão e Venkataraman (1983).

3.3 - ANÁLISE DA SEÇÃO DA GARGANTA

A solução da equação potencial para um fluxo supersônico, nas proximidades da garganta, é um problema matemático que apresenta algumas dificuldades, tais como: a especificação das condições de contorno e a possibilidade de existência de soluções múltiplas a jusante da garganta, devido à mudança da característica da equação potencial quando se passa pela condição crítica ($Mach = 1$).

Para este projeto, é suficiente obter uma solução da equação potencial através do método de pequenas perturbações em torno da região sônica do bocal. A equação do fluxo é representada, aproximadamente, por pequenos incrementos em torno da condição crítica, e a função potencial para a perturbação é expandida em uma série de potências simétrica em relação ao eixo longitudinal. O primeiro termo da série é especificado de modo a representar um fluxo cuja característica essencial seja a mesma do escoamento que se deseja produzir através do bocal. A equação potencial aproximada é então utilizada para determinar os termos restantes da expansão em série, e o escoamento definido pela função potencial é finalmente analisado e relacionado à geometria do bocal.

A equação potencial, escrita em termos das componentes perturbadas da velocidade e suas derivadas, é considerada uma equação em derivadas, onde os coeficientes são tratados como funções do espaço de

coordenadas. Estes coeficientes são aproximados retendo apenas o termo dominante em cada um, de acordo com a hipótese de que as componentes perturbadas da velocidade são pequenas. Prefere-se este tratamento em relação a uma análise de magnitude dos termos da equação, pois tal análise requer conhecimento físico no que concerne à ordem de grandeza das derivadas. Assim, a equação potencial aproximada pode incluir tantos termos oriundos de uma análise de magnitude, quanto termos de ordem superior.

O sistema de coordenadas utilizado para a região isentrópica do escoamento é mostrado na Figura 3.1. As coordenadas axial e radial são definidas como z e r , respectivamente, e a origem do sistema é adotada como um ponto O sobre o eixo de simetria, onde o número de Mach (M) é igual a 1. A localização geométrica da garganta do bocal é designada por z_t , e as componentes axial e radial da velocidade (u) por w e v , respectivamente.

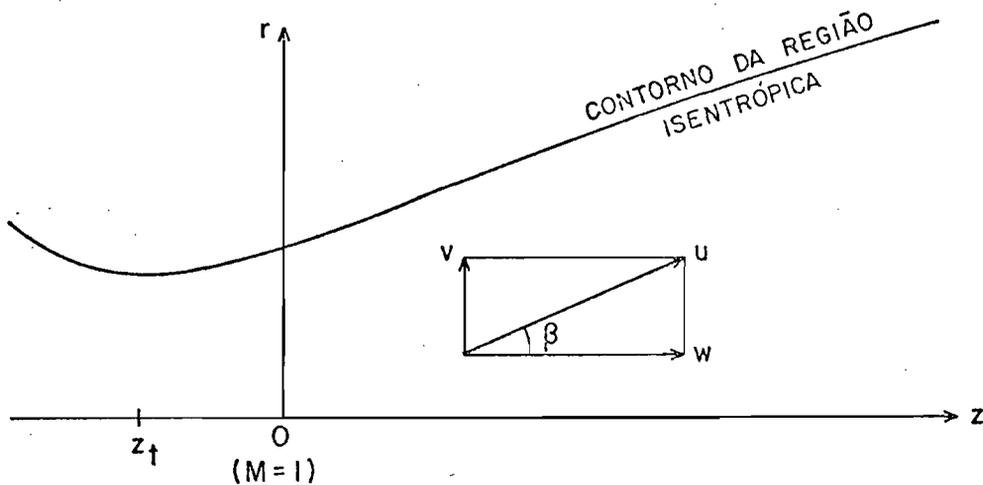


Fig. 3.1 - Sistema de coordenadas da região isentrópica do escoamento.

Para um escoamento permanente, irrotacional, isentrópico e axialmente simétrico de um gás perfeito com calores específicos constantes, a equação potencial em coordenadas cilíndricas é:

$$(a^2 - \omega^2) \frac{\partial \omega}{\partial z} + (a^2 - v^2) \frac{\partial v}{\partial r} - 2\omega v \frac{\partial \omega}{\partial r} + a^2 \frac{v}{r} = 0 \quad , \quad (3.1)$$

onde a é a velocidade sônica local relacionada à velocidade sônica nas condições de estagnação, a_0 , através da Equação Isentrópica 2.13.

A velocidade sônica na garganta, ou velocidade crítica, a^* , é obtida fazendo $M = 1$ na Equação 2.13:

$$\frac{a_0^2}{a^{*2}} = \frac{\gamma + 1}{2} \quad . \quad (3.2)$$

O número de Mach, M , é dado em função das componentes ω e v pela relação:

$$M^2 = \frac{u^2}{a^2} = \frac{\omega^2 + v^2}{a^2} \quad . \quad (3.3)$$

As Equações 2.13, 3.2 e 3.3 podem ser combinadas para a obtenção de:

$$\frac{a^2}{a^{*2}} = \frac{\gamma + 1}{2} - \frac{\gamma - 1}{2} \cdot \frac{(\omega^2 + v^2)}{a^{*2}} \quad . \quad (3.4)$$

As componentes da velocidade adimensionalizadas por a^* são:

$$W = \frac{\omega}{a^*} ; \quad V = \frac{v}{a^*} \quad . \quad (3.5)$$

Após a substituição das Equações 3.4 e 3.5 na Equação Potencial 3.1, esta torna-se:

$$\left[1 - w^2 - \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) v^2 \right] \frac{\partial W}{\partial z} + \left[1 - v^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} w^2 \right] \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{4}{\gamma+1} \cdot wV \frac{\partial W}{\partial r} + \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} (w^2 + v^2) \right] \frac{V}{r} = 0 \quad (3.6)$$

Para analisar a região da garganta, nas vizinhanças de $w = 1$, pode-se escrever:

$$w = 1 + \bar{w} \quad ; \quad v = \bar{v} \quad , \quad (3.7)$$

onde as perturbações \bar{w} e \bar{v} são pequenas.

A substituição das Equações 3.7 na Equação 3.6 resulta em:

$$\left[2\bar{w} + \bar{w}^2 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \bar{v}^2 \right] \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} - \left[\frac{2}{\gamma+1} - \frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1} \bar{w} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \bar{w}^2 - \bar{v}^2 \right] \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} + \frac{4}{\gamma+1} (1 + \bar{w}) \bar{v} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} - \left[\frac{2}{\gamma+1} - \frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1} \bar{w} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot (\bar{w}^2 + \bar{v}^2) \right] \frac{\bar{V}}{r} = 0 \quad , \quad (3.8)$$

onde \bar{w} e \bar{v} são pequenos e, portanto, os termos de ordem $[\bar{w}]$ podem ser desprezados em relação aos termos de ordem $[1]$, e os termos de ordem $[\bar{w}^2]$ podem ser desprezados em relação aos termos de ordem $[\bar{w}]$. Os mesmos argumentos aplicam-se aos termos em \bar{v} . A Equação 3.8 após simplificação fica:

$$(\gamma+1)\bar{w} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} + 2\bar{v} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} - \frac{\bar{V}}{r} = 0 \quad . \quad (3.9)$$

Para o escoamento potencial perturbado, existe uma função potencial ϕ definida de modo que se possa escrever as componentes da velocidade como:

$$\bar{W} = \frac{\partial \phi}{\partial z} ; \quad \bar{V} = \frac{\partial \phi}{\partial r} . \quad (3.10)$$

Desenvolveu-se ϕ em uma série de potências simétrica em relação a r , devido à natureza do fluxo:

$$\phi = f_0(z) + r^2 f_2(z) + r^4 f_4(z) + \dots \quad (3.11)$$

Empregando a Equação 3.11 nas Expressões 3.10, \bar{W} e \bar{V} resultam em:

$$\bar{W} = f'_0 + r^2 f'_2 + r^4 f'_4 + \dots , \quad (3.12)$$

$$\bar{V} = 2r f_2 + 4r^3 f_4 + \dots \quad (3.13)$$

Diferenciando \bar{W} em relação a z e r , e \bar{V} em relação a r , nas Equações 3.12 e 3.13, têm-se:

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial z} = f''_0 + r^2 f''_2 + r^4 f''_4 + \dots , \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial r} = 2r f'_2 + 4r^3 f'_4 + \dots , \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial r} = 2f_2 + 12r^2 f_4 + \dots \quad (3.16)$$

Substituindo as Equações 3.12 a 3.16 na Equação 3.9 e expandindo os produtos, chega-se a:

$$\begin{aligned}
 & (\gamma+1)(f_0'f_0'' + r^2f_0'f_2'' + r^4f_0'f_4'' + \dots + r^2f_2'f_0'' + r^4f_2'f_2'' + \\
 & \quad + r^6f_2'f_4'' + \dots + r^4f_4'f_0'' + r^6f_4'f_2'' + r^8f_4'f_4'' + \dots + \\
 & \quad + \dots) - 4f_2 - 16r^2f_4 - \dots + 8r^2f_2f_2' + 16r^4f_2f_4' + \\
 & \quad + \dots + 16^4f_4f_2 + 32r^6f_4f_4' + \dots = 0 \quad . \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

Agrupando os coeficientes das potências de r , a Equação 3.17 fica:

$$\begin{aligned}
 & (\gamma+1)f_0'f_0'' - 4f_2 + r^2 [(\gamma+1)(f_0'f_2'' + f_2'f_0'') - 16f_4 + 8f_2f_2'] + \\
 & \quad + r^4 [(\gamma+1)(f_0'f_4'' + f_2'f_2'' + f_4'f_0'') - \dots + 16f_2f_4' + \\
 & \quad + 16f_4f_2'] + r^6 [(\gamma+1)(\dots + f_2'f_4'' + f_4'f_2'') - \dots + \\
 & \quad + \dots + 32f_4f_4'] + \dots = 0 \quad . \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

A Equação 3.18 é satisfeita quando os coeficientes das potências de r são igualadas a zero. As seguintes equações são obtidas para os coeficientes de r^0 , r^2 e r^4 :

$$(\gamma+1)f_0'f_0'' - 4f_2 = 0 \quad , \quad (3.19)$$

$$(\gamma+1)(f_0'f_2'' + f_2'f_0'') - 16f_4 + 8f_2f_2' = 0 \quad , \quad (3.20)$$

$$(\gamma+1)(f_0'f_4'' + f_2'f_2'' + f_4'f_0'') - \dots + 16f_2f_4' + 16f_4f_2' = 0 \quad . \quad (3.21)$$

O número de incógnitas nesse sistema é maior que o número de equações que se pode utilizar. Se o desenvolvimento de ϕ em série de potências for truncado no termo $r^4f_4(z)$, pode-se resolver as Equações 3.19 e 3.20 em função de $f_0(z)$:

$$f_2(z) = \frac{\gamma+1}{4} f_0' f_0'' \quad , \quad (3.22)$$

$$f_4(z) = \frac{1}{2} f_2 f_2' + \frac{\gamma+1}{16} (f_0' f_2'' + f_2' f_0'') \quad . \quad (3.23)$$

Assim, a distribuição de velocidade na região sônica do bocal fica perfeitamente definida através do conhecimento de $f_0'(z)$. Essa função deve ser especificada de acordo com a natureza do escoamento na região da garganta. A velocidade sobre o eixo de simetria, nessa região, é determinada fazendo $r = 0$ nas Equações 3.12 e 3.13, ou seja:

$$\bar{W}_c = f_0'(z) \quad ; \quad \bar{V}_c = 0 \quad , \quad (3.24)$$

onde o índice c refere-se à linha de centro do bocal.

Pode-se considerar satisfatoriamente que a velocidade sobre o eixo aumenta linearmente na região da garganta. Desse modo, a função $f_0'(z)$ é definida de acordo com a Equação 3.24 como:

$$f_0'(z) = \bar{W}_c = kz \quad (k > 0) \quad . \quad (3.25)$$

Assim, as Equações 3.22 e 3.23 resultam em:

$$f_2(z) = \frac{\gamma+1}{4} k^2 z \quad , \quad (3.26)$$

$$f_4(z) = \frac{(\gamma+1)^2}{32} k^4 z + \frac{(\gamma+1)^2}{64} k^3 \quad . \quad (3.27)$$

As perturbações \bar{W} e \bar{V} são então conhecidas a partir das Equações 3.12, 3.13, 3.26 e 3.27:

$$\bar{W} = kz + \frac{\gamma+1}{4} k^2 r^2 + \frac{(\gamma+1)^2}{32} k^4 r^4 \quad , \quad (3.28)$$

$$\bar{V} = \frac{\gamma+1}{2} k^2 r z + \frac{(\gamma+1)^2}{8} k^4 r^3 z + \frac{(\gamma+1)^2}{16} k^3 r^3 \quad (3.29)$$

Falta ainda determinar o valor de k . Essa constante representa a taxa de aceleração no centro da garganta e pode ser relacionada à geometria do bocal, conforme a Figura 3.2.

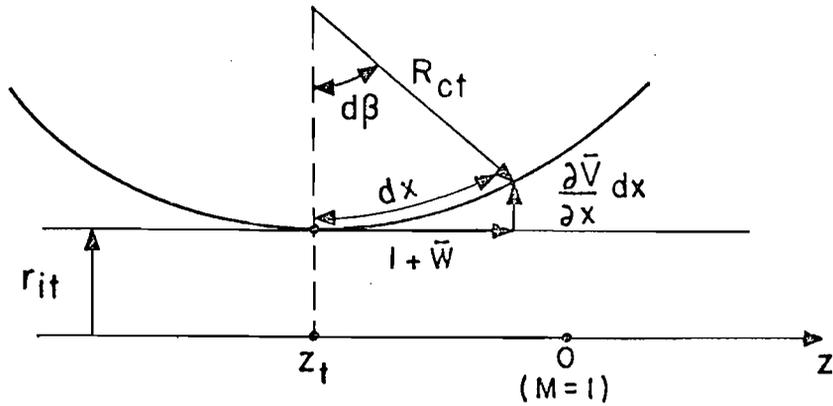


Fig. 3.2 - Geometria da garganta do bocal.

A garganta é definida como a menor seção transversal da região isentrópica do fluxo, de raio r_{it} . Considerando a linha de corrente da Figura 3.2, observa-se que a tangente a essa curva pelo ponto (z_t, r_{it}) é paralela ao eixo z e, portanto, $V = \bar{V} = 0$ nesse ponto. Fazendo $\bar{V} = 0$, $z = z_t$ e $r = r_{it}$ na Equação 3.29, obtêm-se:

$$z_t = - \frac{(\gamma+1) k r_{it}^2}{8+2(\gamma+1) k^2 r_{it}^2} \quad (3.30)$$

A Equação 3.30 fornece a localização da garganta do bocal a montante do ponto O sobre o eixo de simetria, onde $M = 1$.

Analisando agora o raio de curvatura R_{ct} da linha de corrente, na seção da garganta (Figura 3.2), pode-se escrever:

$$R_{ct} = \frac{dx}{d\beta} \quad , \quad (3.31)$$

onde x é a distância sobre a linha de corrente, e β é o ângulo entre a tangente à linha de corrente e o eixo de simetria. Em termos da velocidade, o ângulo β é dado por:

$$d\beta = \frac{\frac{\partial \bar{V}}{\partial x} dx}{1 + \bar{W}} \quad . \quad (3.32)$$

As Equações 3.31 e 3.32 resultam em:

$$\frac{1}{R_{ct}} = \frac{d\beta}{dx} = \frac{\frac{\partial \bar{V}}{\partial x}}{1 + \bar{W}} \quad . \quad (3.33)$$

Por outro lado, $dx = dz$ no ponto (z_t, r_{it}) , e a Equação 3.33 fica:

$$\frac{1}{R_{ct}} = \left[\frac{\frac{\partial \bar{V}}{\partial x}}{1 + \bar{W}} \right]_{(z_t, r_{it})} \quad (3.34)$$

Utilizando as Equações 3.28 e 3.29, a Equação 3.34 conduz a:

$$\frac{1}{R_{ct}} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} k^2 r_{it} + \frac{(\gamma+1)^2}{8} k^4 r_{it}^3}{1 + kz_t + \frac{\gamma+1}{4} k^2 r_{it}^2 + \frac{(\gamma+1)^2}{32} k^4 r_{it}^4} \quad . \quad (3.35)$$

Substituindo z_t da Equação 3.30, a Equação 3.35 torna-se:

$$\frac{r_{it}}{R_{ct}} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} k^2 r_{it}^2 \left(1 + \frac{\gamma+1}{4} k^2 r_{it}^2 \right)}{1 - \frac{(\gamma+1)k^2 r_{it}^2}{8+2(\gamma+1)k^2 r_{it}^2} + \frac{\gamma+1}{4} k^2 r_{it}^2 + \frac{(\gamma+1)^2}{32} k^4 r_{it}^4} \quad (3.36)$$

A Equação 3.36 pode ser simplificada definindo:

$$\Gamma = (\gamma+1)k^2 r_{it}^2 \quad (\Gamma > 0) \quad (3.37)$$

As Equações 3.36 e 3.37 levam a:

$$\frac{r_{it}}{R_{ct}} = \frac{\frac{\Gamma}{2} \left(1 + \frac{\Gamma}{4} \right)}{1 - \frac{\Gamma}{8+2\Gamma} + \frac{\Gamma}{4} + \frac{\Gamma^2}{32}} \quad (3.38)$$

A Equação 3.38 pode ser colocada na forma:

$$\left(4 - \frac{r_{it}}{R_{ct}} \right) \Gamma^3 + \left(32 - 12 \frac{r_{it}}{R_{ct}} \right) \Gamma^2 + \left(64 - 48 \frac{r_{it}}{R_{ct}} \right) \Gamma - 128 \frac{r_{it}}{R_{ct}} = 0 \quad (3.39)$$

A Equação 3.39 é cúbica em Γ e pode ser resolvida numericamente, dado o valor da razão r_{it}/R_{ct} . Apenas a raiz real positiva da Equação 3.39 é considerada em função da Equação 3.7, e define o valor de k após Γ ser determinado.

Assim, o campo de velocidade nas vizinhanças da garganta fica perfeitamente caracterizado em função da geometria do bocal através das Equações 3.28, 3.29, 3.30, 3.37 e 3.39.

Embora esta seja uma análise simples para o escoamento transônico na garganta de um bocal, os resultados obtidos concordam muito bem com os resultados teóricos e experimentais de trabalhos específicos no assunto, tais como os de Cuffel et alii (1969), Kliegel e Levine (1969), Dutton e Addy (1981 e 1982).

A seguir analisa-se a especificação da distribuição de velocidade sobre o eixo de simetria em função da aceleração do fluxo na garganta do bocal.

3.4 - ESPECIFICAÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADE SOBRE O EIXO DE SIMETRIA

A condição básica para especificar uma função de distribuição de velocidade sobre o eixo de simetria do bocal é que essa função deve se acoplar suavemente à solução da equação potencial obtida na região da garganta. Para tanto, analisa-se primeiramente a evolução do número de Mach no centro da garganta.

As Equações 3.3, 3.4 e 3.5 podem ser combinadas de modo a resultar em:

$$M^2 = (W^2 + V^2) \cdot \left[\frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} (W^2 + V^2) \right]^{-1} \quad (3.40)$$

Mas $V = 0$ no centro da garganta, e a Equação 3.40 fica:

$$M_c^2 = \frac{2W_c^2}{\gamma+1 - (\gamma-1)W_c^2} \quad (3.41)$$

Utilizando as Equações 3.7 e 3.25, a Equação 3.41 torna-se:

$$M_c^2 = \frac{2(1+kz)^2}{\gamma+1 - (\gamma-1)(1+kz)^2} \quad (3.42)$$

Adotam-se agora os seguintes valores adimensionais para k e z:

$$K = kr_{it} \quad ; \quad Z = \frac{z}{r_{it}} \quad (3.43)$$

Após a substituição das Equações 3.43 na Equação 3.42, tem-se:

$$M_c = \frac{\sqrt{2} (1 + KZ)}{[\gamma+1 - (\gamma-1)(1+KZ)^2]^{1/2}} \quad (3.44)$$

A taxa de variação do número de Mach no centro da garganta é obtida derivando a Equação 3.44 em relação a Z:

$$\frac{dM_c}{dZ} = \frac{\sqrt{2} (\gamma+1)K}{[(\gamma+1) - (\gamma-1)(1+KZ)^2]^{3/2}} \quad (3.45)$$

Deseja-se especificar uma distribuição contínua e suave para o número de Mach no centro do bocal. Essa função deve ser tal que o número de Mach atinja assintoticamente o número de Mach de projeto, M_e , em um ponto $Z = b$ sobre o eixo de simetria. Por outro lado, essa função deve satisfazer os resultados da análise de pequenas perturbações em um ponto $Z = \epsilon$ ($\epsilon \geq 0$) da região sônica do bocal.

As condições de contorno da função distribuição procurada são portanto:

$$\left[M_c(Z) \right]_{Z=\epsilon} = \frac{\sqrt{2} (1 + K\epsilon)}{[(\gamma+1) - (\gamma-1)(1+K\epsilon)^2]^{1/2}}, \quad (3.46)$$

$$\left[\frac{dM_c(Z)}{dZ} \right]_{Z=\epsilon} = \frac{\sqrt{2} (\gamma+1)K}{[(\gamma+1) - (\gamma-1)(1+K\epsilon)^2]^{3/2}}, \quad (3.47)$$

$$\left[M_c(Z) \right]_{Z=b} = M_e, \quad (3.48)$$

$$\left[\frac{dM_c(Z)}{dZ} \right]_{Z=b} = 0. \quad (3.49)$$

Essas funções podem ser satisfeitas perfeitamente por uma função do seguinte tipo:

$$M_c(Z) = C_0 \left[C_1 - e^{(b-Z/C_2)^2} \right]. \quad (3.50)$$

A Equação 3.50 satisfaz automaticamente a condição de contorno da Equação 3.49, e as constantes C_0 , C_1 e C_2 podem ser determinadas através das Equações 3.46, 3.47 e 3.48.

3.5 - DETERMINAÇÃO DO CONTORNO DA REGIÃO ISENTRÓPICA DO ESCOAMENTO

O método das características é utilizado para determinar os parâmetros do fluxo na região isentrópica. O processo consiste em resolver a equação potencial do escoamento através de um método de diferenças finitas, de acordo com Shapiro (1954). A construção da malha de características é inicializada a partir de certos pontos da região isentrópica onde o vetor velocidade é conhecido. De um modo geral, dados os

parâmetros do escoamento em dois pontos distintos, o método possibilita a determinação dessas variáveis em um terceiro ponto localizado na intersecção das linhas de Mach que passam pelos dois primeiros pontos. Os pontos gerados dessa maneira são utilizados como condições iniciais para a determinação de novos pontos, e o processo se repete até que a região isentrópica seja totalmente coberta pela malha. O contorno isentrópico do escoamento pode então ser definido através de considerações de fluxo de massa constante em cada seção da região isentrópica.

Quanto ao aspecto de precisão do método das características, é importante notar que o processo iterativo não conduz a uma convergência dos parâmetros do escoamento sobre um determinado ponto, mas fornece um novo ponto após cada iteração. Em face disto, não se pode garantir que o processo iterativo convirja para valores exatos, principalmente na região onde as linhas características são muito curvas, isto é, onde o número de Mach é muito próximo da unidade. No entanto, é justamente nessa região que se requer uma solução acurada da equação potencial e, portanto, o único meio de garantir uma boa precisão do método consiste em utilizar uma malha fina ao invés de tentar melhorar o processo iterativo em si. Conseqüentemente, a precisão do método é função da fineza da malha de características e isso não impõe uma grande limitação ao projeto, a não ser no que se refere a tempo de processamento em computador.

As condições iniciais para o desenvolvimento da malha de características são tomadas sobre pontos da região isentrópica onde o vetor velocidade é conhecido. A quantidade de pontos utilizada para inicializar o processo determina a fineza da malha e, portanto, a precisão do método. Esses pontos iniciais são escolhidos sobre três retas: a reta $Z = \epsilon$, onde a velocidade é dada pelas Equações 3.28 e 3.29; o eixo de simetria, onde a velocidade é especificada pela Equação 3.50; e finalmente a linha de Mach a partir do ponto $Z = b$, sobre o eixo, onde a velocidade é constante e paralela à Z . Esta linha de Mach é uma reta porque ela determina o final da expansão dos gases na região isentrópica e a partir dela a velocidade é constante e paralela, com o número de Mach igual ao número de Mach de projeto. Maiores detalhes podem ser vistos no Apêndice A, onde se apresenta o critério de escolha dos pontos sobre as três retas.

O vetor velocidade, necessário para a construção da malha de características, é tratado em função das variáveis u e β , definidas na Figura 3.1. A velocidade u é adimensionalizada por a^* , na seguinte forma:

$$U = \frac{u}{a^*} \quad (3.51)$$

Sobre a reta $Z = \epsilon$, as variáveis β e U são encontradas a partir das equações:

$$\beta = \tan^{-1} \frac{v}{w} \quad (3.52)$$

$$u = (w^2 + v^2)^{1/2} \quad (3.53)$$

Empregando as Equações 3.5 e 3.7 nas Equações 3.52 e 3.53, obtêm-se:

$$\left[\beta \right]_{Z=\epsilon} = \tan^{-1} \frac{\bar{v}}{1+\bar{w}} \quad (3.54)$$

$$\left[U \right]_{Z=\epsilon} = \left[(1+\bar{w})^2 + \bar{v}^2 \right]^{1/2} \quad (3.55)$$

onde \bar{w} e \bar{v} são dadas pelas Equações 3.28 e 3.29.

Sobre o eixo de simetria, $\beta = 0$ e a velocidade U é obtida através do conhecimento do número de Mach sobre os pontos dessa reta. Tomando a Equação 3.40 e uma vez que $U^2 = w^2 + v^2$, obtêm-se:

$$M^2 = U^2 \left[\frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} \cdot U^2 \right]^{-1} \quad (3.56)$$

A Equação 3.56 aplicada aos pontos do eixo de simetria resulta em:

$$U_c = \left[\frac{(\gamma+1)M_c^2}{2 + (\gamma-1)M_c^2} \right]^{1/2}, \quad (3.57)$$

onde o número de Mach \bar{e} dado pela Equação 3.50. Finalmente, sobre a linha de Mach a partir do ponto sobre o eixo $Z = b$, $\beta = 0$ e a velocidade U \bar{e} calculada em função do número de Mach de projeto, M_e . A expressão para a velocidade U_e \bar{e} semelhante à Equação 3.57, ou seja:

$$U_e = \left[\frac{(\gamma+1)M_e^2}{2 + (\gamma-1)M_e^2} \right]^{1/2}. \quad (3.58)$$

Uma vez escolhidos os pontos iniciais e determinados os parâmetros U e β para esses pontos, constrói-se a malha de características sobre toda a região isentrópica do escoamento. Evidentemente necessita-se apenas computar metade do plano $r-z$ em vista da simetria do fluxo em relação a z . Através da malha de características pode-se calcular os parâmetros do escoamento em qualquer ponto, e o contorno da região isentrópica \bar{e} então determinado.

A linha de corrente que passa pelo ponto (z_t, r_{it}) na garganta \bar{e} o contorno isentrópico, o qual \bar{e} determinado considerando um fluxo de massa constante através de qualquer seção transversal da região isentrópica. O fluxo de massa através de um elemento de área anular, de largura dr e normal ao eixo de simetria, \bar{e} :

$$\dot{m} = (\rho u \cos\beta) \cdot (2\pi r dr) \quad (3.59)$$

Integrando a Equação 3.59 de $r = 0$ a $r = r_i$, onde r_i \bar{e} o raio da seção transversal considerada, obtém-se o fluxo de massa nessa seção:

$$\dot{m} = 2\pi \int_0^{r_i} \rho u r \cos\beta dr \quad (3.60)$$

O fluxo de massa \dot{m} é constante em cada seção e pode ser determinado através da Equação 3.60 aplicada à seção da garganta, conforme será mostrado adiante. Desse modo, a Equação 3.60 pode ser utilizada para determinar o raio r_i em qualquer seção transversal, definindo assim o contorno isentrópico do escoamento.

A Equação 3.60 pode ser colocada em função dos parâmetros característicos do escoamento. Primeiramente, considera-se que a velocidade u , através das Equações 3.2 e 3.51, pode ser colocada na forma:

$$u = \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} R_g T_0 \right]^{1/2} U \quad (3.61)$$

Utilizando a Expressão Isentrópica 2.11 e as Equações 3.56 e 3.61, a Equação 3.60 fica:

$$\dot{m} = 2\pi\rho_0 \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} R_g T_0 \right]^{1/2} \int_0^{r_i} U \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U^2 \right]^{1/(\gamma-1)} r \cos\beta dr \quad (3.62)$$

A quantidade que multiplica a integral da Equação 3.62 é constante para todas as seções e, portanto, para calcular o raio r_i de cada seção, necessita-se somente impor que o valor h da integral seja constante para qualquer estação ao longo do eixo de simetria, onde h é dado por:

$$h = \int_0^{r_i} U \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U^2 \right]^{1/(\gamma-1)} r \cos\beta dr \quad (3.63)$$

É conveniente adimensionalizar a variável r utilizando o valor do raio da garganta, r_{it} :

$$R = \frac{r}{r_{it}} \quad ; \quad dR = \frac{dr}{r_{it}} \quad (3.64)$$

Após a substituição dos valores adimensionais da Equação 3.64, a Equação 3.63 fica:

$$h = r_{it}^2 \int_0^{Ri} U \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U^2 \right]^{1/(\gamma-1)} R \cos\beta \, dR \quad . \quad (3.65)$$

O valor de r_{it} depende exclusivamente da pressão estática na câmara de ensaio, da temperatura de estagnação do fluxo, da capacidade de bombeamento do túnel e do número de Mach do projeto. O contorno isentrópico pode, portanto, ser determinado de forma adimensional através da integral \bar{h} , dada por:

$$\bar{h} = \frac{h}{r_{it}^2} \int_0^{Ri} U \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U^2 \right]^{1/(\gamma-1)} R \cos\beta \, dR \quad . \quad (3.66)$$

O valor de referência para \bar{h} é determinado na garganta do bocal onde $Z = Z_t$. As variáveis U e β são calculadas como funções de R através da solução da equação potencial na garganta.

A substituição de β da Equação 3.54 e de U da Equação 3.55 na Equação 3.66 conduz ao seguinte valor de \bar{h} na garganta:

$$\bar{h}_t = \int_0^1 (1+\bar{W}) \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} [(1+\bar{W})^2 + \bar{V}^2] \right\}^{1/(\gamma-1)} R dR \quad . \quad (3.67)$$

\bar{W} e \bar{V} são fornecidos pelas Equações 3.28 e 3.29 com $z = z_t$. Essas equações podem ser transformadas empregando os valores adimensionais das Equações 3.43 e 3.64:

$$\bar{W} = KZ_t + \frac{\gamma+1}{4} K^2 R^2 + \frac{(\gamma+1)^2}{32} K^4 R^4 \quad , \quad (3.68)$$

$$\bar{V} = \frac{\gamma+1}{2} K^2 R Z_t + \frac{(\gamma+1)^2}{8} K^4 R^3 Z_t + \frac{(\gamma+1)^2}{16} K^3 R^3 \quad , \quad (3.69)$$

onde Z_t é dado pelas Equações 3.30 e 3.43 como:

$$Z_t = - \frac{(\gamma+1)K}{8+2(\gamma+1)K^2} \quad (3.70)$$

Assim, a integral \bar{h}_t é função apenas de K , que é determinado pelas Equações 3.37, 3.39 e 3.43 através do conhecimento da razão r_{it}/R_{ct} . Uma vez especificado o valor de r_{it}/R_{ct} , o valor de referência \bar{h}_t pode ser calculado numericamente a partir da Equação 3.67, e o raio R_i de cada seção isentrópica pode então ser obtido através da Equação 3.66, onde as variáveis U e $\cos\beta$ são determinadas por intermédio de interpolação entre os pontos da malha de características.

Na seção de saída do bocal ($Z = Z_e$), a velocidade U_e é constante e $\cos\beta = 1$. Portanto, a integral \bar{h} da Equação 3.66, aplicada à área de saída, fica:

$$\bar{h}_e = U_e \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U_e^2 \right]^{1/(\gamma-1)} \frac{R_{ie}^2}{2} \quad (3.71)$$

onde R_{ie} é o raio da seção de saída adimensionalizado por r_{it} .

Considerando $\bar{h}_e = \bar{h}_t$, a Equação 3.71 fornece o valor de $R_{ie} = r_{ie}/r_{it}$. Por outro lado, r_{ie} pode ser calculado em função da temperatura de estagnação do escoamento, do número de Mach de projeto e da capacidade de bombeamento do túnel, conforme a análise realizada na Seção 2.3. A Equação 2.9 fornece o seguinte valor para r_{ie} :

$$r_{ie} = \left[\frac{\dot{V}}{\pi(\gamma R_g T_0)^{1/2} M_e \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right]^{1/2}} \right]^{1/2} \quad (3.72)$$

Através das Equações 3.71 e 3.72 o valor de r_{it} fica definido, e as coordenadas do contorno isentrópico podem ser colocadas em uma forma dimensional. O mesmo procedimento é feito com a velocidade U utilizando a Equação 3.2.

A partir do conhecimento da região isentrópica e dos parâmetros do escoamento nessa região, determina-se a região correspondente à camada limite do fluxo e, conseqüentemente, a localização da parede do bocal fica definida.

3.6 - CÁLCULO DA CAMADA LIMITE

Owen e Sherman (1952) utilizam a equação da quantidade de movimento da camada limite na forma da equação integral de Von Karman para calcular as coordenadas da parede do bocal. Nesse desenvolvimento, são feitas as hipóteses de que a parede do bocal é adiabática e a curvatura longitudinal da parede é pequena e pode ser desprezada. O presente trabalho emprega o método de Potter e Carden (1968), onde o efeito de curvatura longitudinal é considerado, e supõe que a temperatura da parede seja uma variável de projeto. A principal vantagem oferecida por este método reside na possibilidade de analisar o comportamento da camada limite sob a influência de um resfriamento da parede do bocal.

O método consiste em calcular uma camada limite a partir dos parâmetros do escoamento determinados na fronteira da região de fluxo isentrópico, ou seja, as condições ao longo do contorno isentrópico são utilizadas como condições de contorno para as equações da camada limite. Essas equações são estabelecidas por Cohen e Reshotko (1955) que desenvolvem a formulação de uma equação integral da quantidade de movimento para a camada limite. Essa equação é expressa em termos de parâmetros adimensionais relacionados à tensão de cisalhamento na parede, à transferência de calor na parede e à velocidade do escoamento. Considera-se que os parâmetros relativos à tensão de cisalhamento e à transferência de calor podem ser correlacionados em termos de parâmetros relacionados ao gradiente de pressão e à entalpia na parede, respectivamente. Essas correlações são obtidas de uma análise de similaridade de parâmetros (Cohen and Reshtko, 1955), cuja solução numérica representa adequadamente o fluxo compressível na camada limite. Os aspectos relativos à dedução das equações da camada limite e ao cálculo dos parâmetros de correlação envolvidos não são tratados aqui devido à sua complexidade e

por afastarem-se dos objetivos deste trabalho. O caso de sucção da camada limite também não é considerado, mas pode ser analisado utilizando o mesmo método, com algumas modificações, tal como no desenvolvimento de Bottorff e Rogers (1964).

A Figura 3.3 mostra o sistema de coordenadas utilizado na determinação da camada limite.

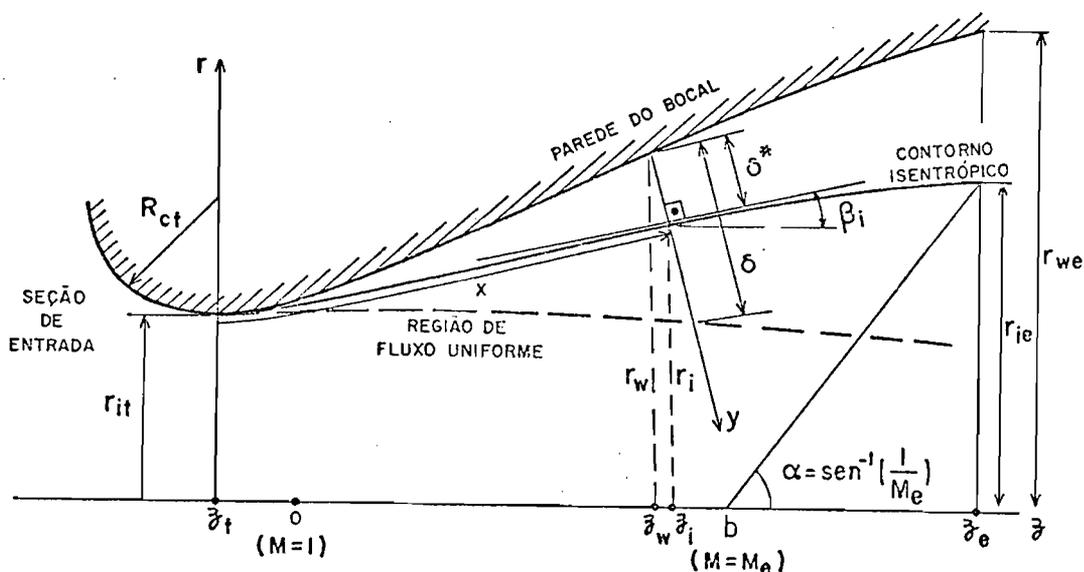


Fig. 3.3 - Sistema de coordenadas para a camada limite.

A origem do sistema de coordenadas $r - z$ é tomada sobre o eixo de simetria, na garganta do bocal, onde $z = z_t$. Os índices i e w referem-se aos pontos do contorno isentrópico e aos pontos da parede, respectivamente. Outras coordenadas utilizadas são x e y , onde x é a distância medida sobre o contorno isentrópico a partir da garganta e y é a coordenada normal ao contorno isentrópico com origem nos pontos da parede, conforme mostra a Figura 3.3. A espessura de deslocamento da camada limite ("displacement thickness"), é definida por δ^* , medida sobre a direção y , e δ é a espessura efetiva da camada limite.

A Equação integral da quantidade de movimento para a camada limite de um escoamento axialmente simétrico, escrita em termos de variáveis adimensionais e dos parâmetros de correlação, é:

$$-\frac{\bar{u}_i}{r_w^2} \cdot \frac{d}{dz} \left[nr_w^2 / \frac{d\bar{u}_i}{dz} \right] = N(n, Sw) \quad , \quad (3.73)$$

onde n e Sw são os parâmetros de correlação relativos ao gradiente de pressão e à entalpia na parede, respectivamente. As variáveis \bar{u}_i e \bar{z} representam os valores adimensionais de u_i e z , definidos conforme Cohen e Reshotko (1955), e N é o parâmetro relativo à quantidade de movimento.

A Equação 3.80 é resolvida considerando que, para uma temperatura da parede (T_w) aproximadamente constante, o parâmetro N pode ser representado por uma equação linear da forma $N = A + Bn$, com A e B determinados a partir dos resultados numéricos da análise de Cohen e Reshotko (1955). A solução da Equação 3.73, em termos das variáveis físicas, é:

$$n = - \frac{\ell}{r_w^2 \cdot u_i} \frac{du_i}{dz} \frac{A}{M_i^{B-1}} \left(\frac{T_0}{T_i} \right)^{(5\gamma-3)/2(\gamma-1)} \cdot \int_0^{z/\ell} \left(\frac{T_i}{T_0} \right)^{(3\gamma-1)/2(\gamma-1)} r_w^2 M_i^{B-1} d\left(\frac{z}{\ell} \right) \quad . \quad (3.74)$$

onde ℓ é um comprimento arbitrário e $r_w = r_w(z)$ é determinado após a iteração. Na dedução da Equação 3.74, considera-se que $z \approx x$ e que o erro introduzido por esta aproximação é pequeno e pode ser desprezado.

O cálculo da camada limite é feito para cada estação ao longo do eixo z , empregando o valor de n obtido através da Equação 3.74. A espessura de deslocamento, δ^* , para cada estação é determinada por meio de um processo iterativo, necessário para levar em conta o efeito de curvatura longitudinal do bocal. Os valores iniciais para o processo

iterativo são definidos a partir da equação que fornece o valor da es pes su ra de quantidade de movimento, θ , para uma camada limite fina, ou seja:

$$\theta_a = (\nu_w)^{1/2} \frac{T_i}{T_w} \left[\frac{T_i}{T_0} n / \frac{du_i}{dz} \right]^{1/2}, \quad (3.75)$$

onde ν_w é a viscosidade cinemática na parede, e o índice a refere-se aos valores iniciais do processo iterativo.

O valor de θ_a , calculado na Equação 3.75, é utilizado para determinar o valor inicial de δ^* através da equação de fator de forma, que é:

$$H_1 = \frac{\delta_a^*}{\theta_a} = H_{tr} + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2 (H_{tr} + 1), \quad (3.76)$$

onde H_1 e H_{tr} são fatores de forma (Cohen and Reshotko, 1955).

A espessura δ_a^* é medida perpendicularmente ao contorno isentrópico, conforme mostra a Figura 3.3; portanto, o valor inicial do raio da parede é calculado somando a componente radial de δ_a^* ao raio do contorno isentrópico da estação considerada, ou seja:

$$r_{wa} = r_i + \delta_a^* \cos \beta_i. \quad (3.77)$$

Para levar em consideração o efeito de curvatura longitudinal, utiliza-se a definição da espessura de quantidade de movimento, θ , da camada limite, escrita em coordenadas cilíndricas como:

$$\int_0^\delta 2\pi r \rho (u_i u - u^2) dy = \int_0^\theta 2\pi r \rho_i u_i^2 dy, \quad (3.78)$$

onde δ é a espessura efetiva da camada limite.

Por outro lado, a seguinte relação pode ser derivada da Figura 3.3:

$$r = r_w - y \cos \beta_i \quad . \quad (3.79)$$

Substituindo a Equação 3.79 no lado direito da Equação 3.78, chega-se a:

$$\theta - \frac{\theta^2 \cos \beta_i}{2r_w} = \theta_a \quad , \quad (3.80)$$

onde:

$$\theta_a = \int_0^{\delta} \frac{r \rho u}{r_w \rho_i u_i} \left(\frac{u_i - u}{u_i} \right) dy \quad . \quad (3.81)$$

A Equação 3.80 é uma expressão algébrica cuja solução é:

$$\theta = \theta_a \left[\frac{1 - (1 - 2\theta_a / r_w \cos \beta_i)^{1/2}}{\theta_a / r_w \cos \beta_i} \right] \quad . \quad (3.82)$$

O valor de θ_a das Equações 3.80 e 3.81 corresponde à es pes su ra de quantidade de movimento de uma camada limite fina. O mesmo vale para o valor de θ_a da Equação 3.75, que será utilizada para o cál culo de θ_a em vez de empregar a Equação 3.81.

O processo iterativo para determinar o raio da parede em cada estação ao longo de z consiste em calcular o valor corrigido de θ da Equação 3.82 usando θ_a da Equação 3.75 e r_{w_a} da Equação 3.77. Esse valor de θ é utilizado na Equação 3.76 para obter o segundo valor iterativo de δ^* , que é usado na Equação 3.77 para calcular o segundo valor iterativo de r_w . A segunda iteração de θ é calculada pela Equação 3.82 utilizando θ_a da Equação 3.75 e o novo valor de r_w . O processo se repe

te até que uma convergência satisfatória para θ seja atingida. Aplica-se então a Equação 3.76 para obter o valor final de δ^* , que é utilizado na Equação 3.77 para determinar o valor final do raio da parede r_w . A abscissa z_w correspondente ao valor final de r_w pode finalmente ser calculada através da expressão:

$$z_w = z_i - \delta^* \text{sen} \beta_i \quad . \quad (3.83)$$

O cálculo de r_w em uma estação genérica depende do conhecimento do parâmetro n nessa estação. Esse parâmetro é dado pela Equação 3.74 em função de r_w . A determinação da camada limite tem início na seção da garganta e, portanto, é necessário definir o valor da integral da Equação 3.74 nessa seção:

$$\delta^* = \int_{\text{Estagnação}}^{\text{Garganta}} \left(\frac{T_i}{T_0} \right)^{(3\gamma-1)/2(\gamma-1)} r_w^2 M_i^{\beta-1} d\left(\frac{z}{\ell} \right) \quad . \quad (3.84)$$

Obtêm-se o valor de ξ^* estabelecendo a hipótese de que a espessura da camada limite é pequena na parte subsônica do bocal; portanto, pode-se afirmar que $r_w = r_i$ nessa região para efeito do cálculo de ξ^* . Admite-se que o contorno da parte subsônica é um quarto do círculo de raio R_{ct} , conforme mostra a Figura 3.3, e, desse modo, ξ^* é determinado através da Equação 3.84. O parâmetro n na garganta é então computado pela Equação 3.74, onde o valor da integral é dado por ξ^* e onde se supõe $r_w = r_{it}$. A partir daí o processo iterativo fornece o valor de r_w na garganta. Supõe-se que o valor de δ^* para a estação seguinte é o mesmo da seção da garganta; assim, pode-se estimar r_w para a segunda estação, visto que r_i e β_i são conhecidos. Emprega-se esse valor aproximado de r_w na Equação 3.74 para estabelecer o parâmetro n na segunda estação, e calcula-se a ordenada r_w da parede nessa seção através do processo iterativo. Faz-se o cálculo de r_w para as estações restantes de modo análogo, ou seja, obtêm-se o valor de n em uma estação j através da Equação 3.74, utilizando um valor aproximado de $(r_w)_j$, calculado com base em $(\delta^*)_{j-1}$, $(r_i)_j$ e $(\beta_i)_j$. O erro introduzido por esse procedimento é mi

nimizado se as distâncias entre as estações vizinhas forem suficientemente pequenas. De qualquer modo, esse erro pode ser eliminado através de repetição de todo o processo de cálculo, onde o parâmetro n é computado a partir do conhecimento do contorno da parede, previamente determinado.

Em síntese, o cálculo da camada limite envolve as Equações 3.74, 3.75, 3.76, 3.77, 3.82, 3.83 e 3.84. As quantidades necessárias para desenvolver esse cálculo são: r_i , z_i , β_i , M_i e u_i , du_i/dz , T_0/T_i , T_w/T_0 , v_w , A , B e H_{tr} . As variáveis r_i , z_i , β_i , M_i e u_i são obtidas diretamente da malha de características sobre os pontos do contorno isentrópico relativos às estações escolhidas para a determinação da camada limite. O valor de du_i/dz em cada ponto é calculado através de diferenciação numérica ao longo do contorno isentrópico. A razão T_w/T_0 é um parâmetro de projeto que deve ser especificado, enquanto T_0/T_i é determinado através da expressão isentrópica que relaciona a temperatura ao número de Mach.

A viscosidade cinemática do gás adjacente à parede, ν_w , é função da viscosidade dinâmica, μ_w , e da densidade ρ_w :

$$\nu_w = \frac{\mu_w(T_w)}{\rho_w(T_w, p_w)} \quad (3.85)$$

A densidade ρ_w é obtida a partir da equação de estado, onde se faz $p_w = p_i$ (admite-se que não há gradiente de pressão na direção y), e p_i é calculado pela expressão isentrópica que relaciona a pressão ao número de Mach.

A viscosidade dinâmica, μ_w , é calculada de acordo com a fórmula de Sutherland:

$$\frac{\mu_w}{\mu_{ref}} = \left(\frac{T_w}{T_{ref}} \right)^{0,76} \quad (3.86)$$

onde μ_{ref} é obtida em função de T_{ref} através das tabelas de viscosidade.

Os coeficientes A e B são determinados com certa flexibilidade conforme a análise realizada por Cohen e Reshotko (1955), onde se discutem dois procedimentos para selecionar esses parâmetros, e a espessura da camada limite é praticamente insensível à escolha entre as duas alternativas. O procedimento aqui adotado segue Potter e Carden (1968), que preferem fixar o valor 0,44 para o coeficiente A, o que torna B uma função apenas do parâmetro S_w , relativo à entalpia (resfriamento) na parede. Para escoamentos aquecidos com resfriamento da parede, S_w situa-se entre -0,8 e -1,0 de forma que B toma o valor 2,8, enquanto para escoamentos não-aquecidos e sem resfriamento da parede, $S_w = 0$ e B toma o valor 5,1 (Potter and Carden, 1968).

Finalmente, o fator de forma H_{tr} , da Equação 3.83, é obtido a partir das soluções de Cohen e Reshotko (1955). H_{tr} é uma função de n parametrizada por S_w , conforme apresenta a Tabela 3.1:

TABELA 3.1

VALORES DE H_{tr} EM FUNÇÃO DE S_w E n

S_w	n	H_{tr}
-1,0	0,1335	2,063
	0,1579	1,530
	0,1591	1,013
	0,1257	0,630
	0,0907	0,404
	0,0343	0,134
	0	0
	-0,0897	-0,257
	-0,2938	-0,538

(continua)

Tabela 3.1 - Conclusão

S_w	n	H_{tr}
-0,8	0,1215	2,240
	0,1304	1,828
	0,1298	1,708
	0,1260	1,501
	0,1212	1,396
	0,1017	1,138
	0,0355	0,692
	0	0,519
	-0,0837	0,199
	-0,2008	-0,083
	-0,2522	-0,166
-0,4	0,0899	3,041
	0,0894	2,679
	0,0826	2,399
	0,0615	2,034
	0	1,556
	-0,0722	1,185
	-0,1733	0,759
0	0,0681	4,032
	0,0487	3,094
	0	2,591
	-0,0602	2,298
	-0,0829	2,218
	-0,1002	2,180
	-0,1064	2,152

Para um valor fixo de S_w , pode-se calcular uma função $H_{tr} = H_{tr}(n)$ de acordo com os valores da Tabela 3.1. Essa função pode ser bem aproximada através de um polinômio do segundo grau em n , tal como aparece no trabalho de Murch et alii (1968) que determina a seguinte função para $S_w = 0$:

$$H_{tr} = 2,591 + 5,98 n + 18,1 n^2 \quad (3.87)$$

O mesmo pode ser feito para os outros valores de S_w com o objetivo de facilitar os cálculos da camada limite.

3.7 - RESULTADOS E CONCLUSÕES

Desenvolveu-se um programa em computador para o cálculo do contorno da parede de um bocal "axi-simétrico" para a produção de um escoamento supersônico, paralelo e uniforme na câmara de ensaio do túnel de baixa densidade. O programa calcula a malha de características do escoamento isentrópico e o contorno dessa região. A partir daí, a camada limite é determinada e o contorno da parede do bocal fica conhecido.

Os dados de entrada do programa são: γ , R_g , M_e , p_e , T_0 , T_w/T_0 , \dot{V} , r_i/R_{ct} , b , ϵ e N_p , onde N_p é o parâmetro que define a fineza da malha de características (Apêndice A). Todos os resultados foram obtidos considerando o ar como gás de trabalho com $\gamma=1,4$ e $R_g=286,8 \text{ N.m/kg, } ^\circ\text{K}$.

A título de comparação, calculou-se um bocal utilizando os mesmos dados de entrada do bocal projetado por Owen e Sherman (1952) e constatou-se que ambos os resultados concordaram muito bem. Pequenas diferenças foram encontradas entre as ordenadas da parede (Figura 3.10) devido à correção para o efeito de curvatura longitudinal que, naquele trabalho, não foi considerado, mas que não representa um grande erro, neste caso, em vista da sua pequena influência sobre o resultado final. Deve-se comentar ainda que Owen e Sherman (1952) conduziram programas experimentais com bocais projetados daquela maneira, cujos resultados foram bastante compatíveis com a teoria, o que valida também o presente método.

Os resultados obtidos são apresentados a seguir, onde se discute a influência dos parâmetros de projeto sobre as características do escoamento.

Primeiramente, aplicou-se o método utilizando os valores adotados por Owen e Sherman (1956) com excessão de \dot{V} , que para o túnel adotado neste trabalho é $\dot{V} = 25 \text{ m}^3/\text{s}$. As outras quantidades são: $M_e = 4$, $p_e = 11,33 \text{ N/m}^2$ (85 microns), $T = 297^{\circ}\text{K}$ (535°R), $r_{it}/R_{ct} = 1/5$, $b = 16$ e $\epsilon = 0,1$. A parede é considerada adiabática com $T_w/T_0 = 1$. A razão da escolha desses parâmetros é que o escoamento resultante atende perfeitamente aos requisitos de projeto quando o bocal é testado em túnel. Dessa forma, os resultados obtidos para esse bocal são considerados referenciais para a análise de influência dos parâmetros de projeto sobre as características do fluxo.

Utilizando esses dados, a Equação 3.39 fornece o seguinte valor para Γ :

$$\Gamma = 0,385655 .$$

O valor de K , da Equação 3.37 resulta em:

$$K = 0,40086 .$$

Da Equação 3.30, a localização da garganta é:

$$Z_t = -0,109683 .$$

As constantes C_0 , C_1 e C_2 da função distribuição de velocidade sobre o eixo de simetria são calculadas a partir das Equações 3.46, 3.47, 3.48 e 3.50 como:

$$C_0 = 3,611197 ,$$

$$C_1 = 2,107666 ,$$

$$C_2 = 20,572598 .$$

A Equação 3.72 fornece para o raio da seção isentrópica de saída o seguinte valor:

$$r_{ie} = 5,302 \text{ cm} .$$

Através da Equação 3.71 e do conhecimento de r_{ie} , calcula-se o raio da garganta r_{it} :

$$r_{it} = 1,619 \text{ cm} .$$

O comprimento do bocal, medido entre a garganta e a seção de saída, é dado pela malha de características:

$$L_e = 46,42 \text{ cm} .$$

A Figura 3.4 mostra a malha de características e o contorno isentrópico para esse bocal. As Figuras 3.5 a 3.8 mostram a variação de M_i , u_i , du_i/dz e β_i ao longo do contorno isentrópico. A Figura 3.9 apresenta o contorno isentrópico e o contorno da parede, mostrando claramente o crescimento da camada limite a partir da garganta do bocal. As coordenadas do contorno isentrópico e da parede desse bocal são apresentadas em forma de tabelas no Apêndice B.

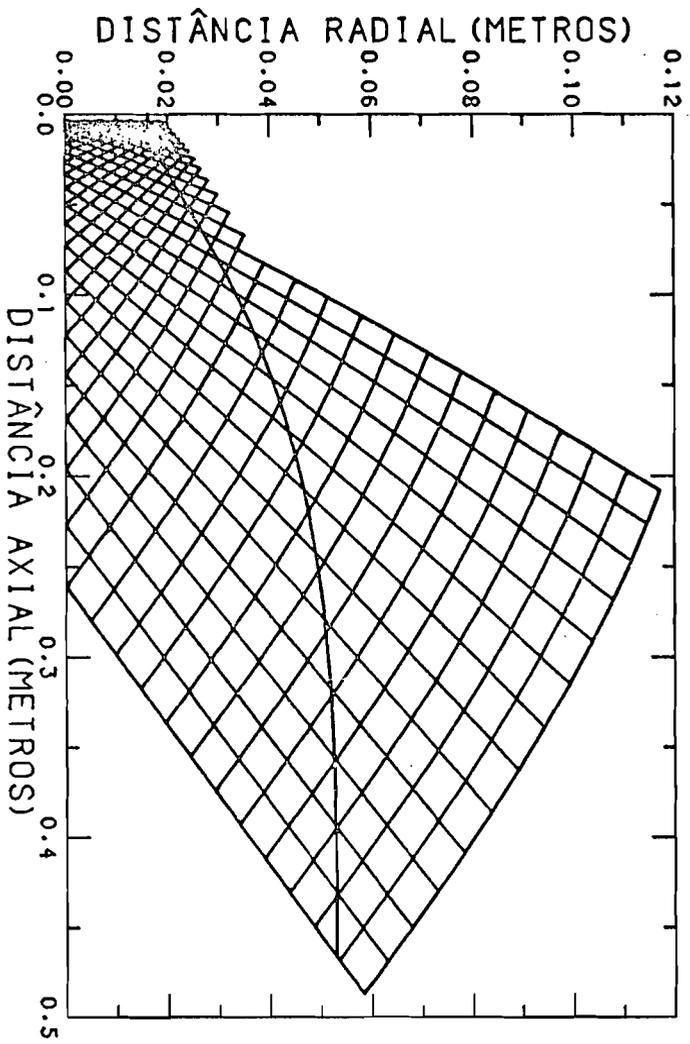


Fig. 3.4 - Malha de características e contorno isentrópico.

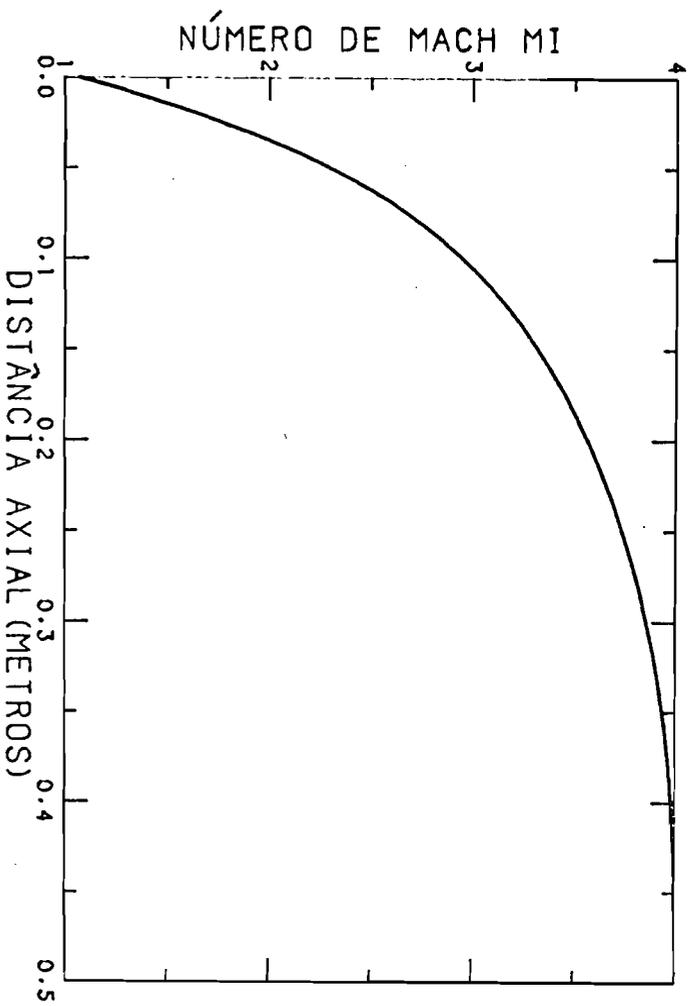


Fig. 3.5 - Variação do número de Mach ao longo do contorno isentrópico.

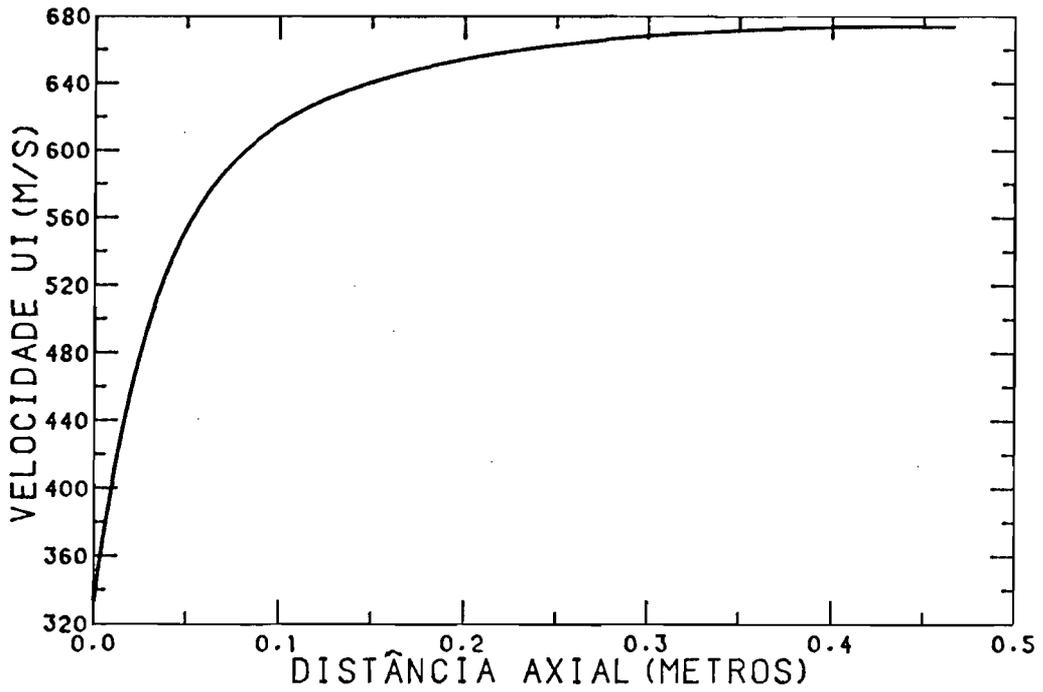


Fig. 3.6 - Variação da velocidade ao longo do contorno isentrópico.

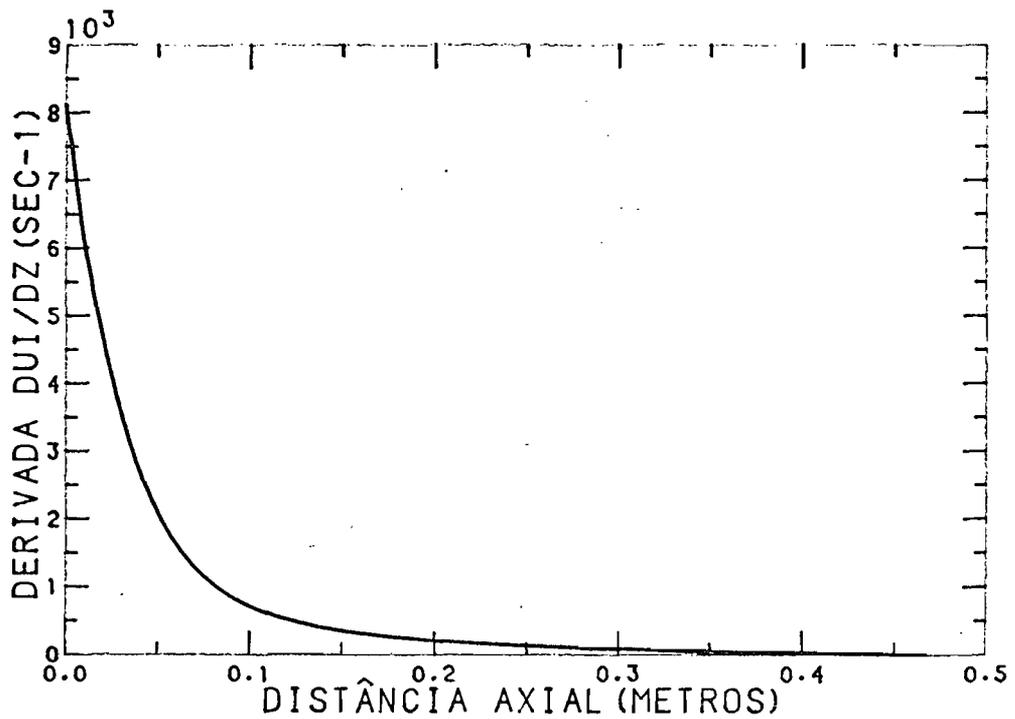


Fig. 3.7 - Variação da derivada da velocidade em relação a z ao longo do contorno isentrópico.

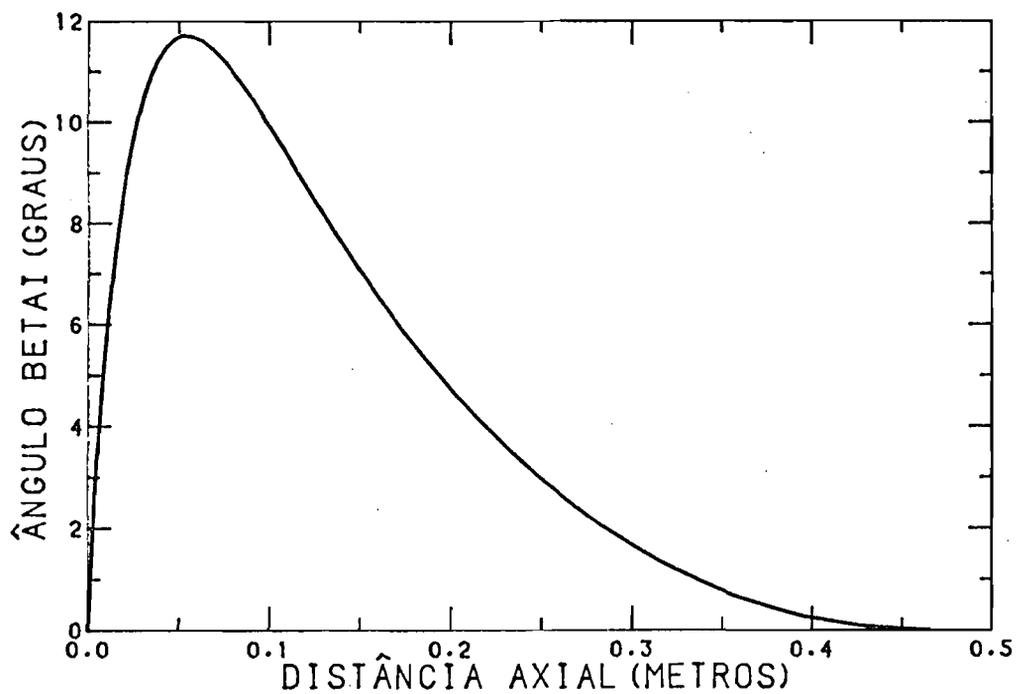


Fig. 3.8 - Variação do ângulo β_i ao longo do contorno isentrópico.

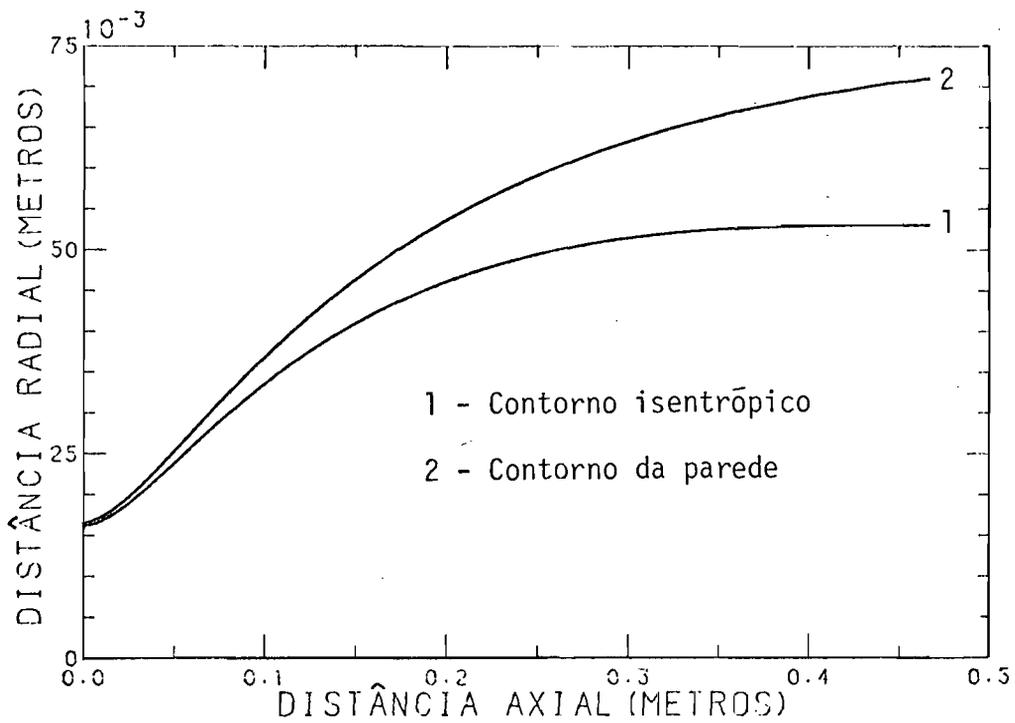


Fig. 3.9 - Contorno isentrópico e contorno da parede do bocal.

As Figuras 3.4 a 3.9 mostram que os requisitos de projeto são satisfeitos. A velocidade do escoamento (no interior da região isentrópica) evolui contínua e suavemente, atingindo assintoticamente o número de Mach de projeto na área de saída do bocal. O contorno isentrópico e o contorno da parede também resultam em curvas contínuas e suaves, de modo que qualquer tendência de formação de ondas de choque é eliminada.

Na Figura 3.10 são apresentados os resultados obtidos pelo presente método e aqueles obtidos por Owen e Sherman (1952). Para uma melhor comparação, as coordenadas do contorno isentrópico e as da parede do bocal são adimensionalizadas por r_{it} . Nota-se uma perfeita coerência entre as ordenadas do contorno isentrópico, enquanto alguma discrepância é observada entre as ordenadas do contorno da parede, devido ao efeito de curvatura longitudinal considerado no presente método. Na Figura 3.10 as curvas contínuas representam os resultados obtidos neste trabalho, enquanto os obtidos por Owen e Sherman (1952) são representados por pontos.

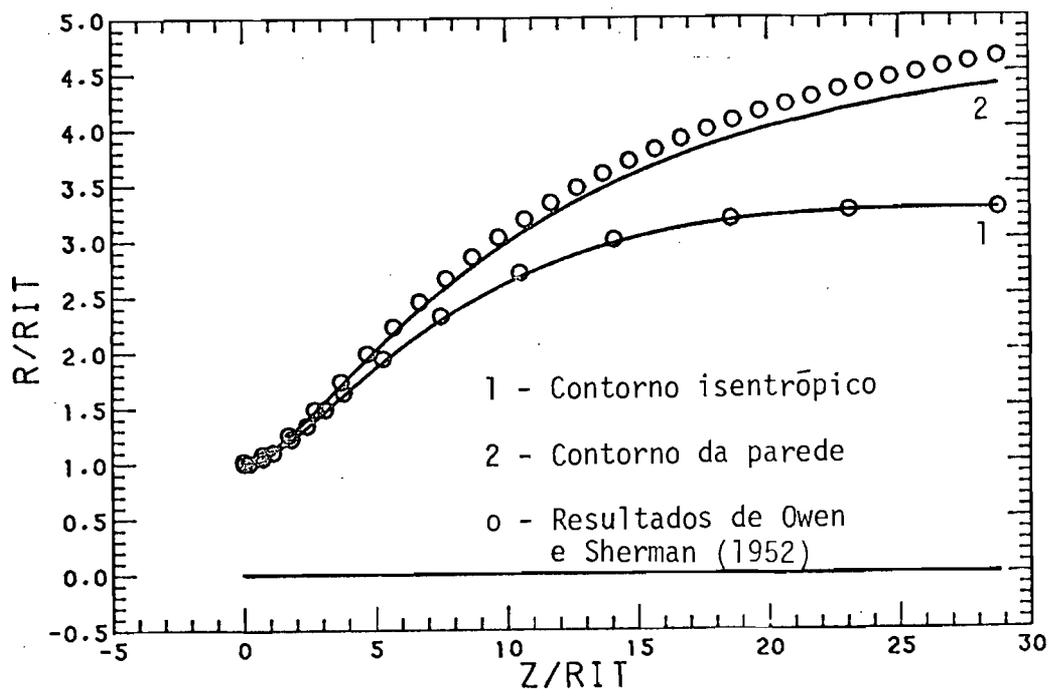


Fig. 3.10 - Resultados comparativos para o contorno isentrópico e para o contorno da parede do bocal.

As Figuras 3.11 e 3.12 mostram alguns resultados experimentais para o bocal projetado por Owen e Sherman (1952). Na Figura 3.11 são apresentadas as distribuições do número de Mach sobre o eixo de simetria para várias condições de operação. O mesmo é feito na Figura 3.12 para a distribuição do número de Mach na área de saída. Observa-se que, para operação nas condições de projeto, obtêm-se uma ótima performance para o bocal. Nota-se também que o bocal pode ser operado dentro de uma determinada faixa de condições sem haver muito prejuízo das características essenciais do escoamento.

A seguir, são apresentados os resultados que mostram a influência dos parâmetros de projeto de um bocal sobre as características do escoamento.

O efeito da pressão estática, p_e , sobre a espessura da camada limite pode ser observado na Figura 3.13, onde as curvas 1 e 2 representam, respectivamente, o contorno isentrópico e o contorno da parede para as condições nominais, e a curva 2' é o contorno da parede para uma pressão $p_e = 5,7 \text{ N/m}^2$ (43 microns). Nota-se que a camada limite torna-se mais espessa à medida que a pressão na câmara de ensaio é reduzida, uma vez que isso corresponde a números de Reynolds mais baixos.

Na Figura 3.14 mostra-se o efeito da temperatura de estagnação T_0 . As curvas 1,1' e 2,2' representam, respectivamente, os contornos isentrópico e da parede do bocal para as condições nominais e para $T_0 = 594^\circ\text{K}$. Um aumento em T_0 corresponde a um aumento na espessura da camada limite e a uma diminuição do comprimento do bocal, simultaneamente. Nesse caso, o número de Reynolds diminui com o aumento de T_0 , e o comprimento do bocal diminui em consequência da Equação 3.72.

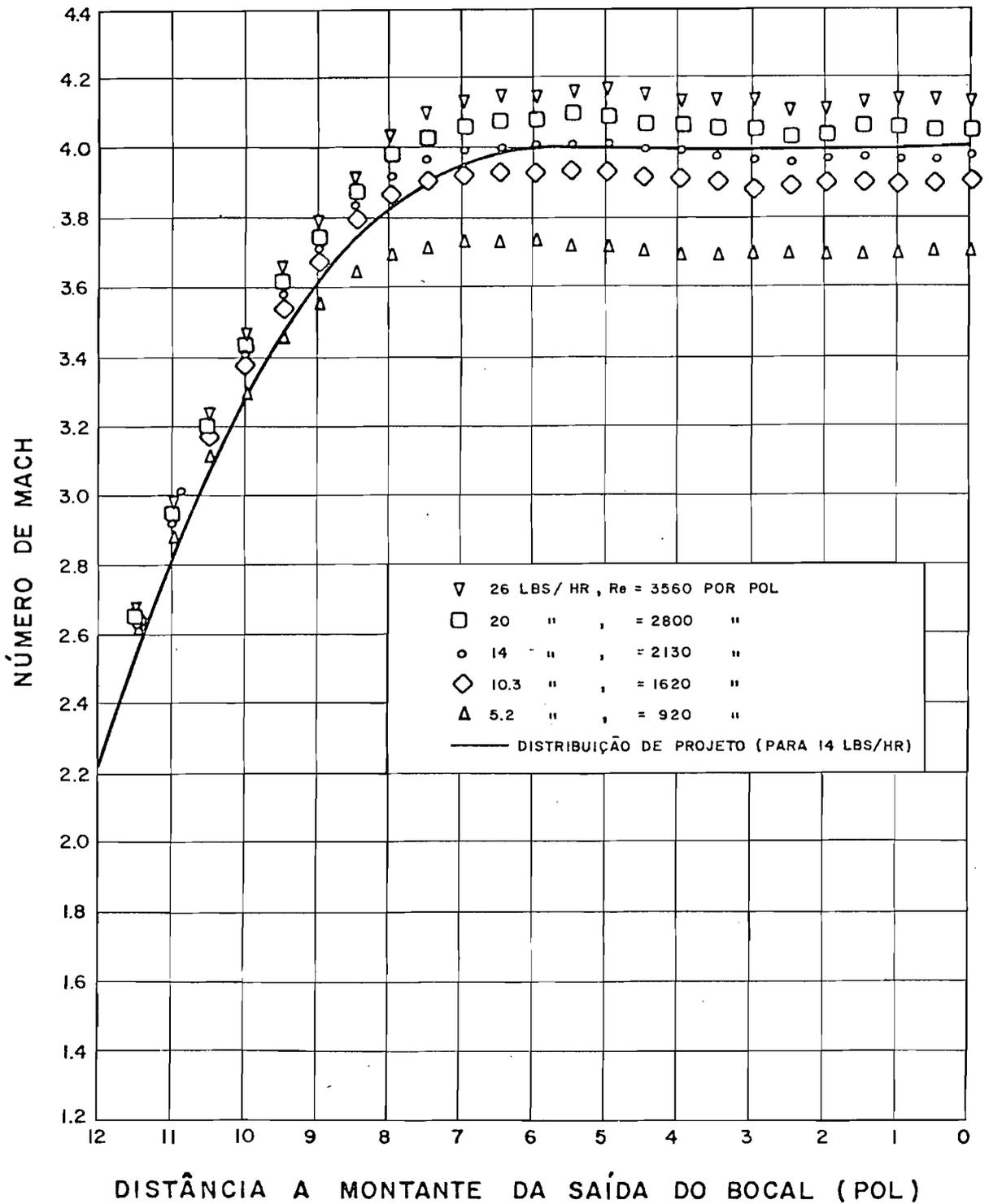


Fig. 3.11 - Distribuição do número de Mach sobre o eixo de simetria.

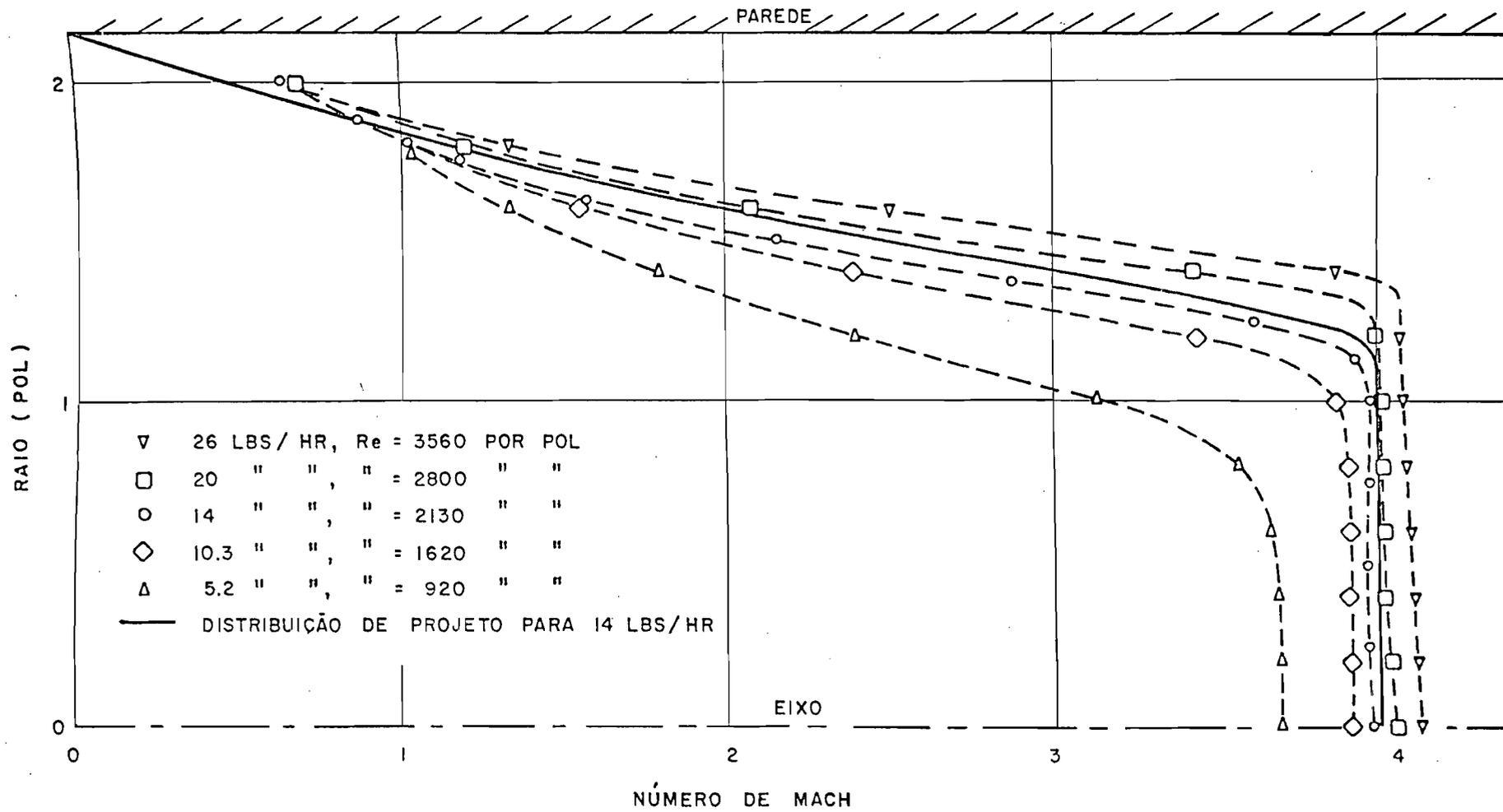


Fig. 3.12 - Distribuição do número de Mach na área de saída do bocal.

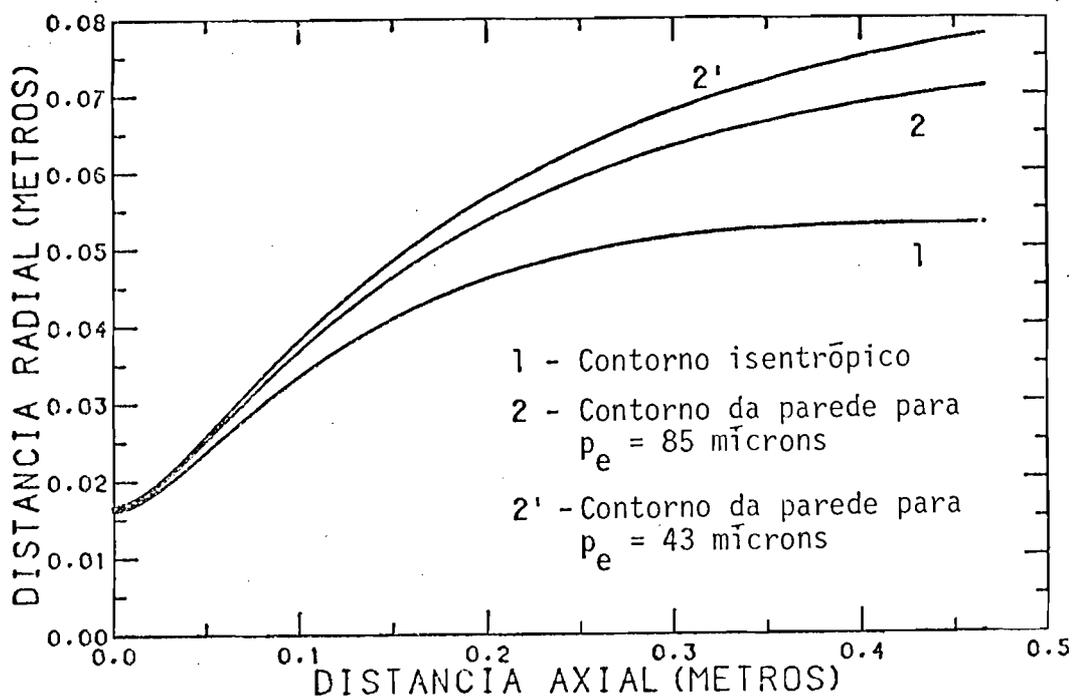


Fig. 3.13 - Influência da pressão estática sobre a espessura da camada limite.

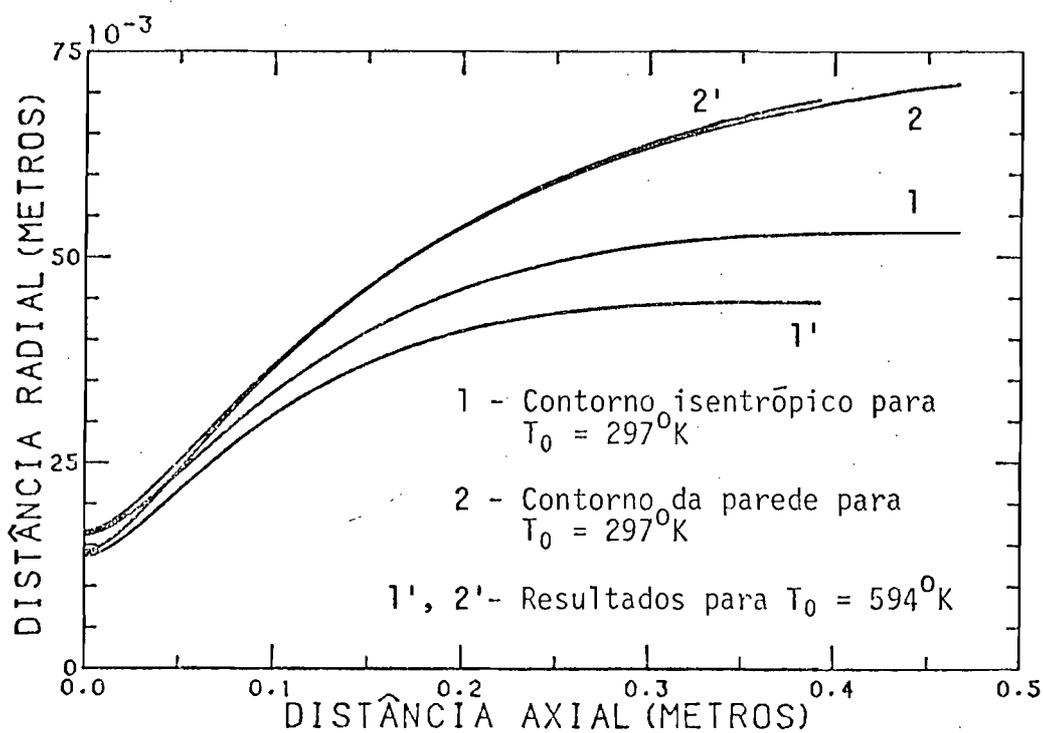


Fig. 3.14 - Influência da temperatura de estagnação sobre a espessura da camada limite.

A especificação da distância b é relacionada com a rapidez da expansão dos gases no bocal. Nas Figuras 3.15 e 3.16, as curvas 1 e 2 representam o contorno isentrópico e da parede, respectivamente, para as condições nominais ($b = 16$). As curvas 1' e 2' representam o mesmo para $b = 13$ na Figura 3.15 e para $b = 19$ na Figura 3.16. A redução de b provoca uma diminuição no comprimento do bocal e ocasiona também uma camada limite menos espessa em sua área de saída. Um aumento de b resulta em um bocal mais longo, com uma camada limite mais espessa na área de saída. O fato é que quanto mais rápida for a expansão desde $M = 1$ até $M = M_e$, menor será o crescimento da camada limite. Por outro lado, o valor máximo do ângulo β_i aumenta à medida que b é reduzido e, consequentemente, há um compromisso entre a especificação de b e o valor máximo de β_i que pode ser empregado. Experiências (Potter and Carden, 1968) mostram que para valores de $(\beta_i)_{\max}$ maiores que 12° ocorre separação da camada limite, e o escoamento deixa de ser laminar. Um critério de projeto que envolve $(\beta_i)_{\max}$ e b consiste em especificar o parâmetro b de forma que $(\beta_i)_{\max}$ seja situado entre 10° e 12° , com o objetivo de obter um escoamento laminar.

As Figuras 3.17 e 3.18 mostram, respectivamente, a variação do ângulo β_i para $b = 13$ e para $b = 19$.

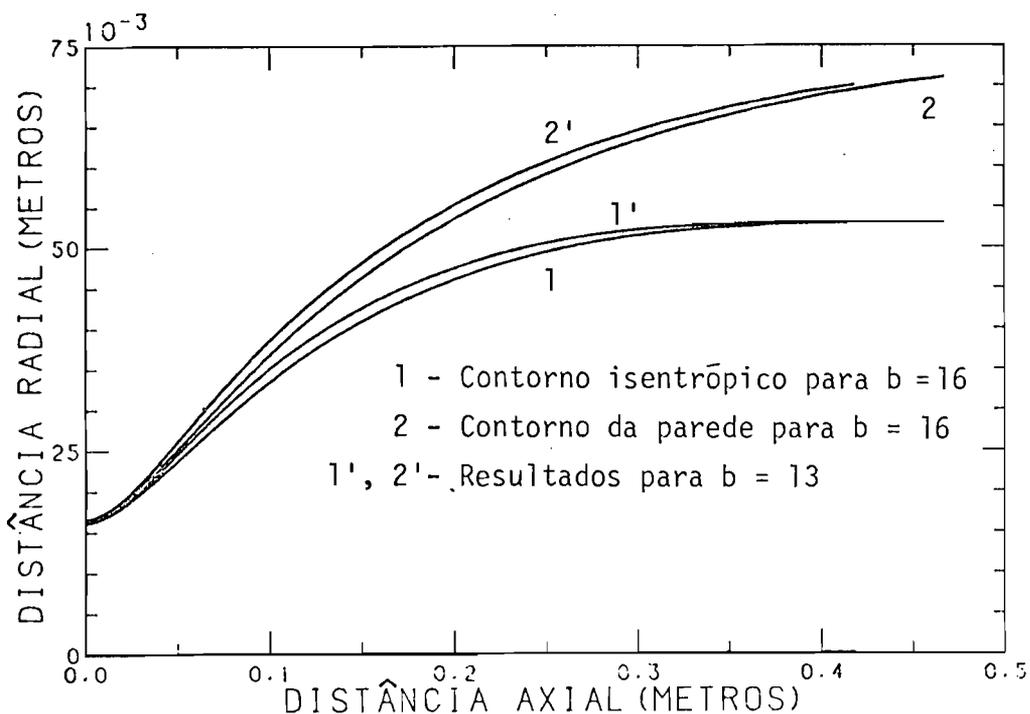


Fig. 3.15 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $b=16$ (curvas 1 e 2) e para $b = 13$ (curvas 1' e 2').

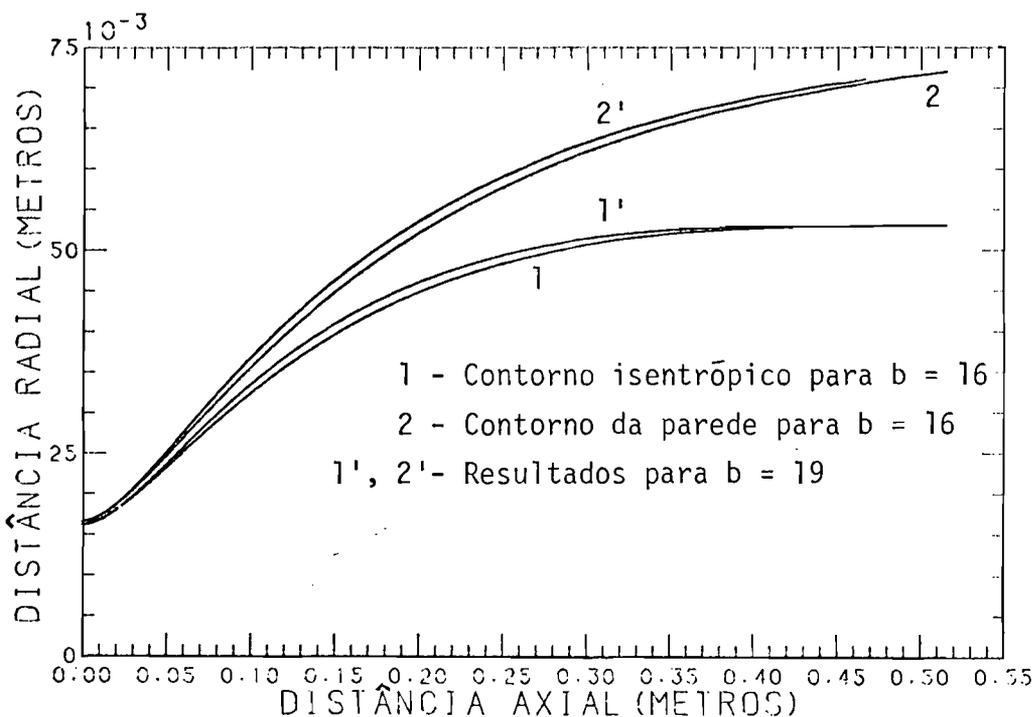


Fig. 3.16 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $b=16$ (curvas 1 e 2) e para $b = 19$ (curvas 1' e 2').

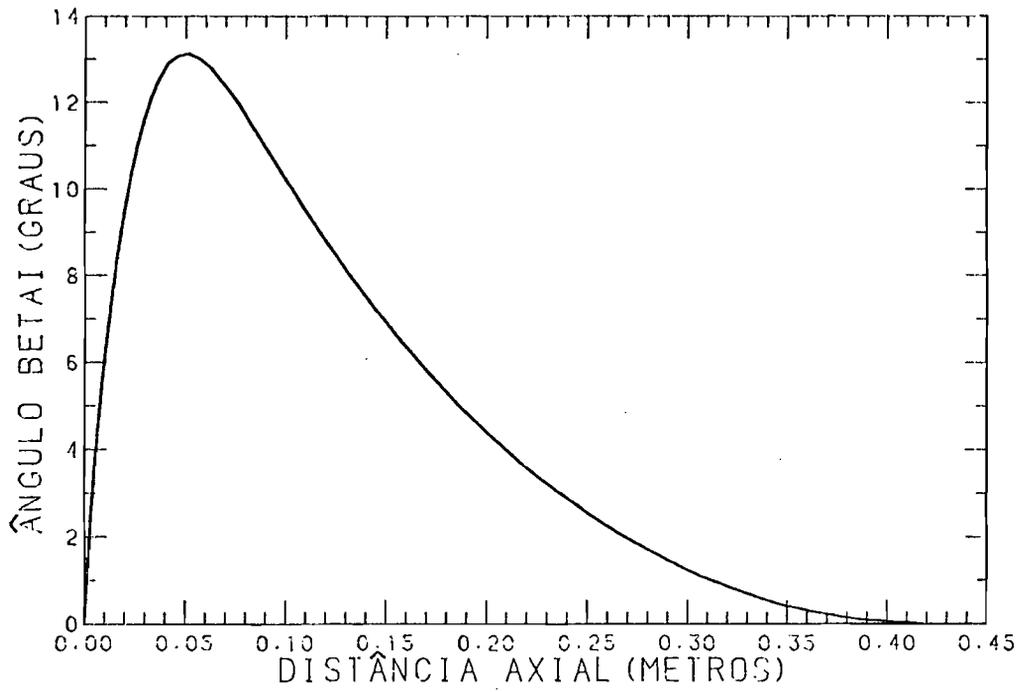


Fig. 3.17 - Variação do ângulo $\hat{\beta}_i$ para $b = 13$.

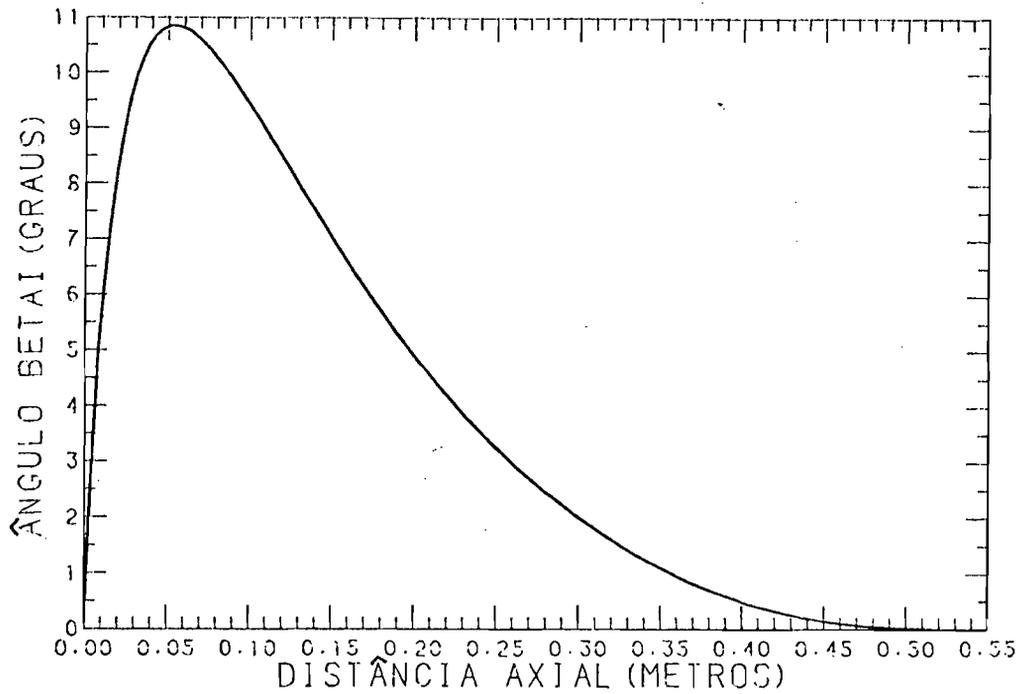


Fig. 3.18 - Variação do ângulo $\hat{\beta}_i$ para $b = 19$.

A influência da especificação do parâmetro r_{it}/R_{ct} é analisada a seguir. Nas Figuras 3.19 e 3.20, as curvas 1 e 2 representam o contorno isentrópico e da parede, respectivamente, para as condições nominais ($r_{it}/R_{ct} = 0,2$). As curvas 1' e 2' representam o mesmo para $r_{it}/R_{ct} = 0,4$ na Figura 3.19 e para $r_{it}/R_{ct} = 0,15$ na Figura 3.20. Observa-se que o valor da razão r_{it}/R_{ct} não afeta a espessura da camada limite ou o comprimento do bocal. Esse parâmetro, entretanto, influi na distribuição do ângulo β_i e no valor de $(\beta_i)_{\max}$. Quanto menor o raio de curvatura da garganta, mais rápida será a expansão dos gases nessa região, e isso provoca um aumento em $(\beta_i)_{\max}$ e uma antecipação do ponto de ocorrência desse valor. O inverso acontece quando se aumenta o valor do raio de curvatura da garganta. A razão r_{it}/R_{ct} , pode ser utilizada como uma espécie de controle do ângulo β_i quando os outros parâmetros de projeto são fixos. Há, entretanto, uma limitação para os valores de r_{it}/R_{ct} devido à escolha da função distribuição de velocidade (Equação 3.50). Para valores de r_{it}/R_{ct} fora de uma determinada faixa, a função dada pela Equação 3.50 não consegue satisfazer todas as condições de contorno, o que torna necessário escolher outro tipo de função para a distribuição de velocidade, ou modificar os outros parâmetros de projeto. As Figuras 3.21 e 3.22 mostram, respectivamente, a variação do ângulo β_i para $r_{it}/R_{ct} = 0,4$ e para $r_{it}/R_{ct} = 0,15$.

Mostra-se, finalmente, o efeito de um resfriamento na parede do bocal sobre a espessura da camada limite. A Figura 3.23 apresenta o contorno da região isentrópica e o contorno da parede (curvas 1 e 2, respectivamente) para as condições nominais ($T_w/T_0 = 1$; $T_0 = 900^\circ\text{K}$). A curva 2' representa o contorno da parede para $T_w/T_0 = 1/3$. Nota-se uma redução expressiva na espessura da camada limite, quando a parede do bocal é resfriada. Essa redução, no entanto, permanece aproximadamente constante quando T_w/T_0 assume valores menores que um décimo (Potter and Carden, 1968). Isto se deve ao fato de que a condução do calor na camada limite é significativa nas regiões próximas à parede, sendo praticamente inexistente nas proximidades da região isentrópica.

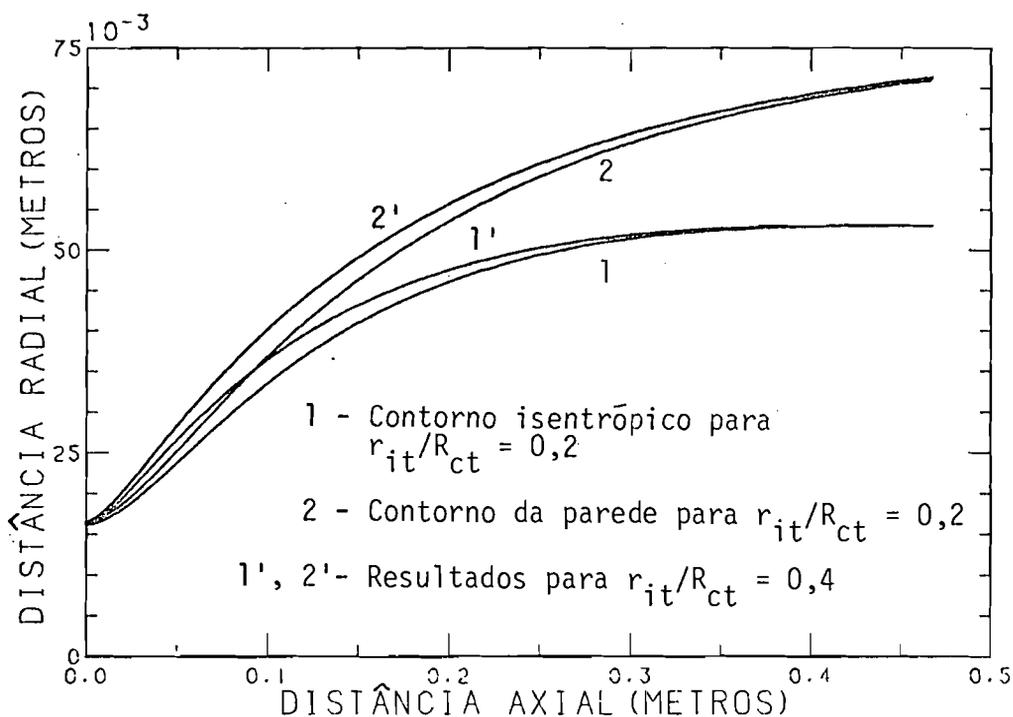


Fig. 3.19 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $r_{it}/R_{ct} = 0,2$ (curvas 1 e 2) e para $r_{it}/R_{ct} = 0,4$ (curvas 1' e 2').

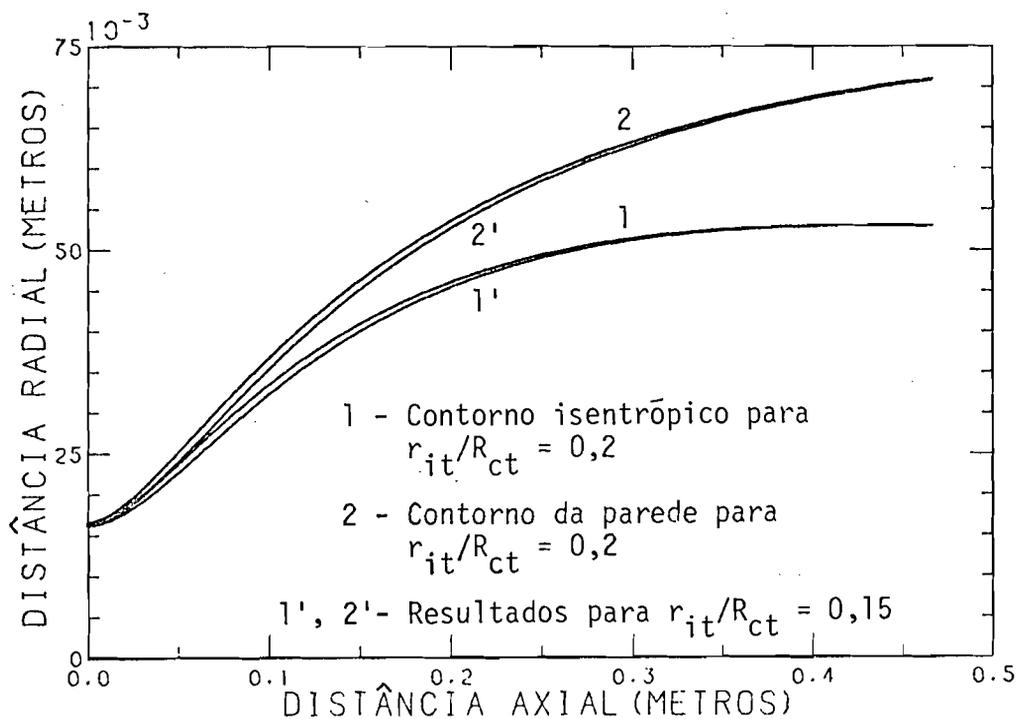


Fig. 3.20 - Contorno da região isentrópica e contorno da parede para $r_{it}/R_{ct} = 0,2$ (curvas 1 e 2) e para $r_{it}/R_{ct} = 0,15$ (curvas 1' e 2').

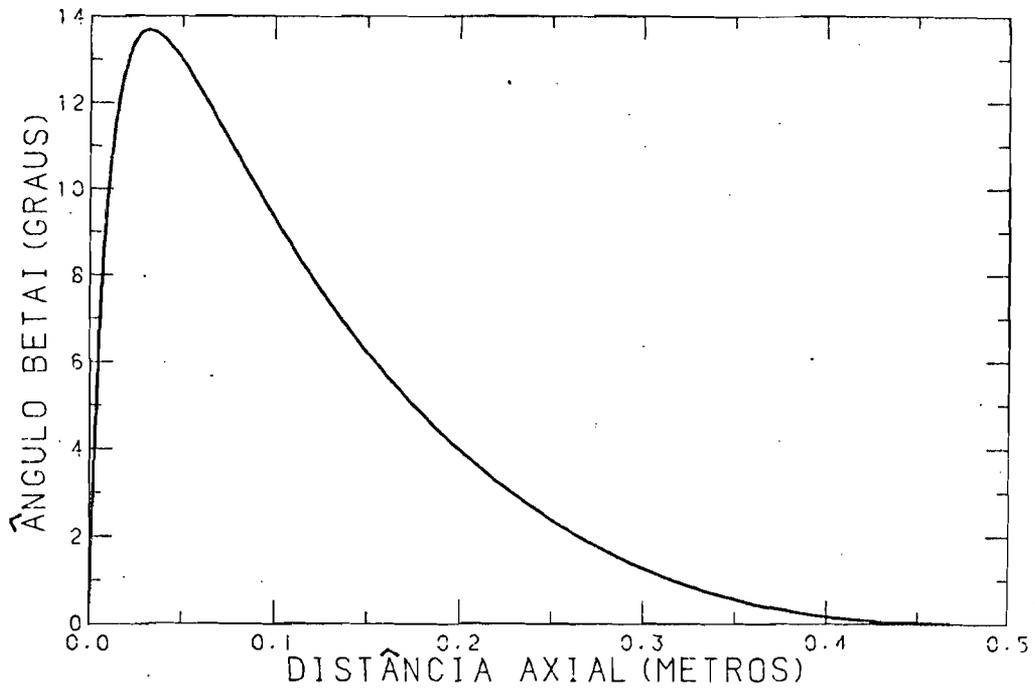


Fig. 3.21 - Variação do ângulo β_i para $r_{it}/R_{ct} = 0,4$.

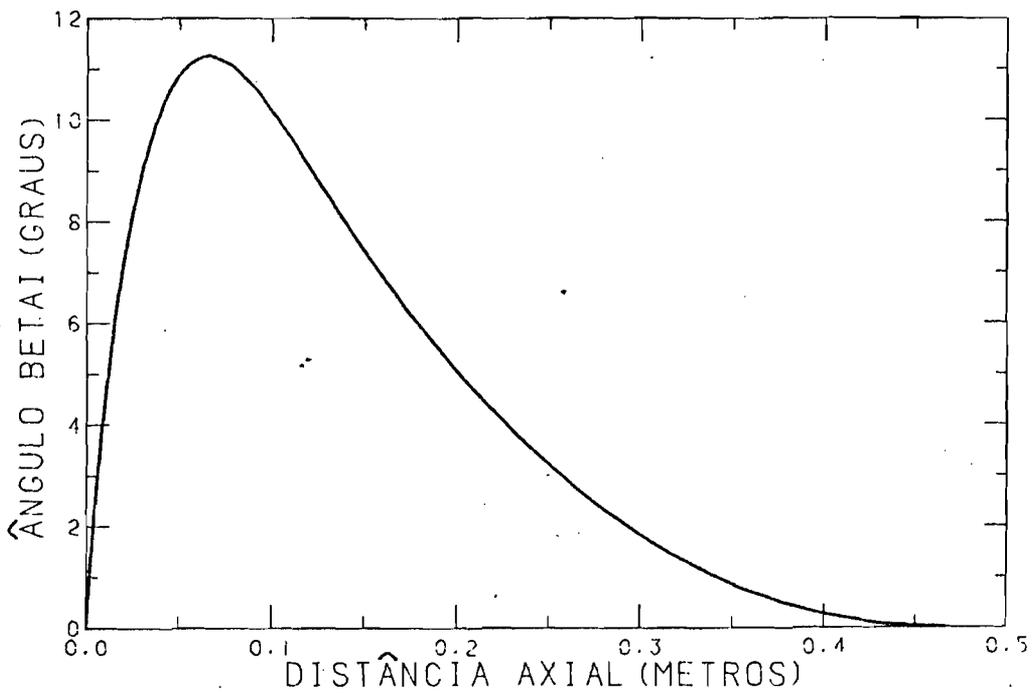


Fig. 3.22 - Variação do ângulo β_i para $r_{it}/R_{ct} = 0,15$.

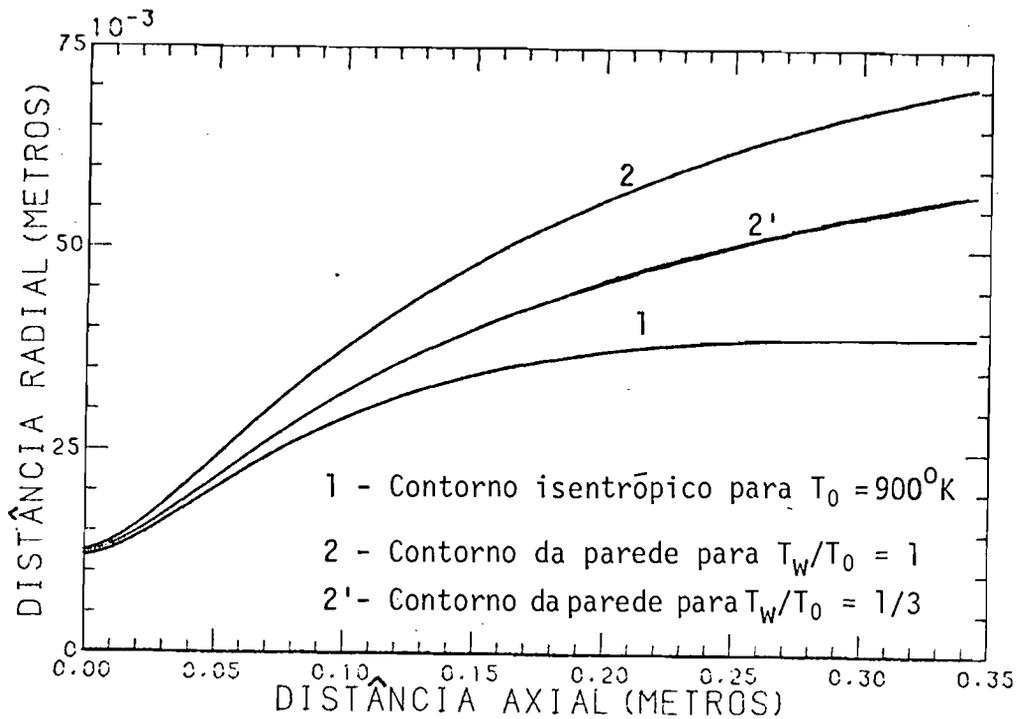


Fig. 3.23 - Contorno isentrópico e contorno da parede para $T_0 = 900^{\circ}\text{K}$, $T_w/T_0 = 1$ (curvas 1 e 2) e contorno da parede para $T_0 = 900^{\circ}\text{K}$, $T_w/T_0 = 1/3$ (curva 2').

3.8 - CONSIDERAÇÃO A RESPEITO DE UMA EXPANSÃO LIVRE ATRAVÉS DE UM ORIFÍCIO

A utilização de bocais para produzir fluxos de baixa densidade é limitada em operações com número de Reynolds muito baixo, de acordo com a introdução deste capítulo. Os regimes de transição e de fluxo molecular livre são simulados em túnel através da expansão livre de um gás no vácuo, a partir de um orifício. Nesta seção, são apresentadas as características básicas de tal escoamento, relacionando as dimensões e propriedades do jato livre às condições de operação do túnel de baixa densidade. O conteúdo descrito a seguir é fundamentado, nos trabalhos de Ashkenas e Sherman (1966) e Legge (1971).

A expansão ("axi-simétrica") livre de um gás, a partir de um orifício, em um ambiente de baixa pressão é bem representada pela configuração mostrada na Figura 3.24.

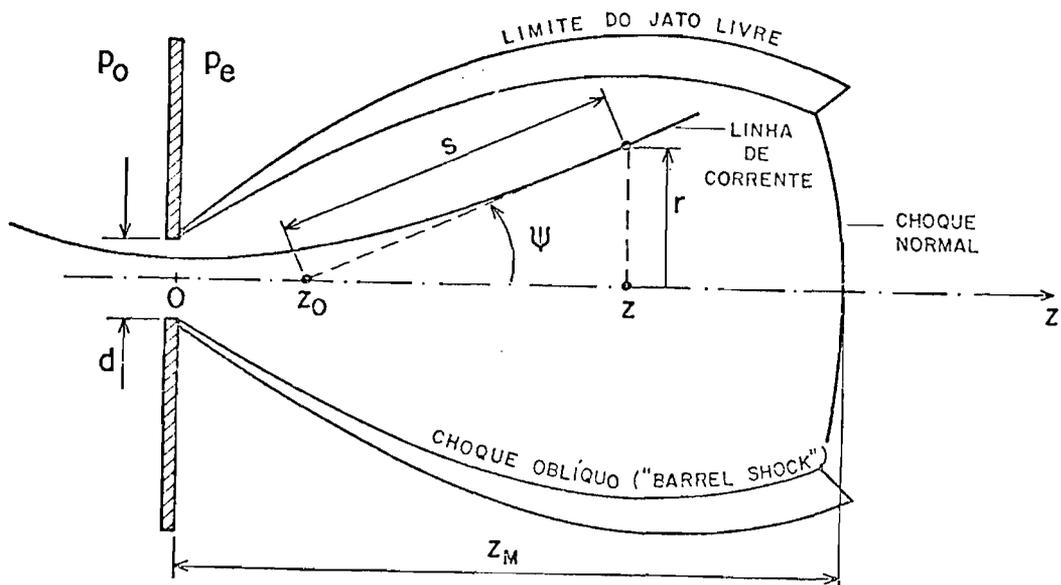


Fig. 3.24 - Geometria do jato livre.

A região de escoamento isentrópico é limitada lateralmente por um choque oblíquo e frontalmente por um choque normal. As linhas de corrente, nessa região, podem ser aproximadas por retas que emanam de um ponto localizado a distância z_0 a jusante do plano do orifício, como em um escoamento radial a partir de uma fonte pontual. A densidade, ao longo de uma linha de corrente, decresce proporcionalmente ao inverso do quadrado da distância (s) até a fonte, enquanto a variação da densidade de uma linha de corrente para outra (variação em função de ψ para constante) é aproximadamente independente de s . A geometria do escoamento é derivada da Figura 3.24, podendo ser escrita como:

$$s = \left[r^2 + (z - z_0)^2 \right]^{1/2} = \tan^{-1} \left(\frac{r}{z - z_0} \right) \quad (3.88)$$

O número de Mach sobre o eixo de simetria do escoamento é obtido através da analogia com o fluxo radial:

$$M_c = K_1 \left(\frac{z - z_0}{d} \right)^{\gamma-1} - \frac{1/2[(\gamma+1)/(\gamma-1)]}{K_1 \left(\frac{z-z_0}{d} \right)^{(\gamma-1)}}, \quad (3.89)$$

onde K_1 é uma constante e d é o diâmetro do orifício.

As constantes K_1 e z_0/d são determinadas através da comparação da Equação 3.89 com os resultados obtidos a partir da aplicação do método das características sobre a região isentrópica do escoamento, cuja formulação e resultados podem ser vistos no trabalho de Robertson (1969). Constata-se que K_1 e z_0/d são funções de γ , conforme mostra a Tabela 3.2.

TABELA 3.2

CONSTANTES DO JATO LIVRE

γ	z_0/d	K_1	ϕ'
1,67	0,075	3,26	1,365
1,40	0,40	3,65	1,662
1,2857	0,85	3,96	1,888

O número de Mach sobre o eixo de simetria, dado pela Equação 3.89 e pelas constantes da Tabela 3.2, determina os valores da densidade (ρ_c/ρ_0), da pressão (p_c/p_0) e da temperatura (T_c/T_0), ao longo do centro do jato, através das relações isentrópicas. As Figuras 3.25, 3.26, 3.27 e 3.28 mostram a variação das quantidades M_c , ρ_c/ρ_0 , p_c/p_0 e T_c/T_0 , respectivamente, em função da distância z/d .

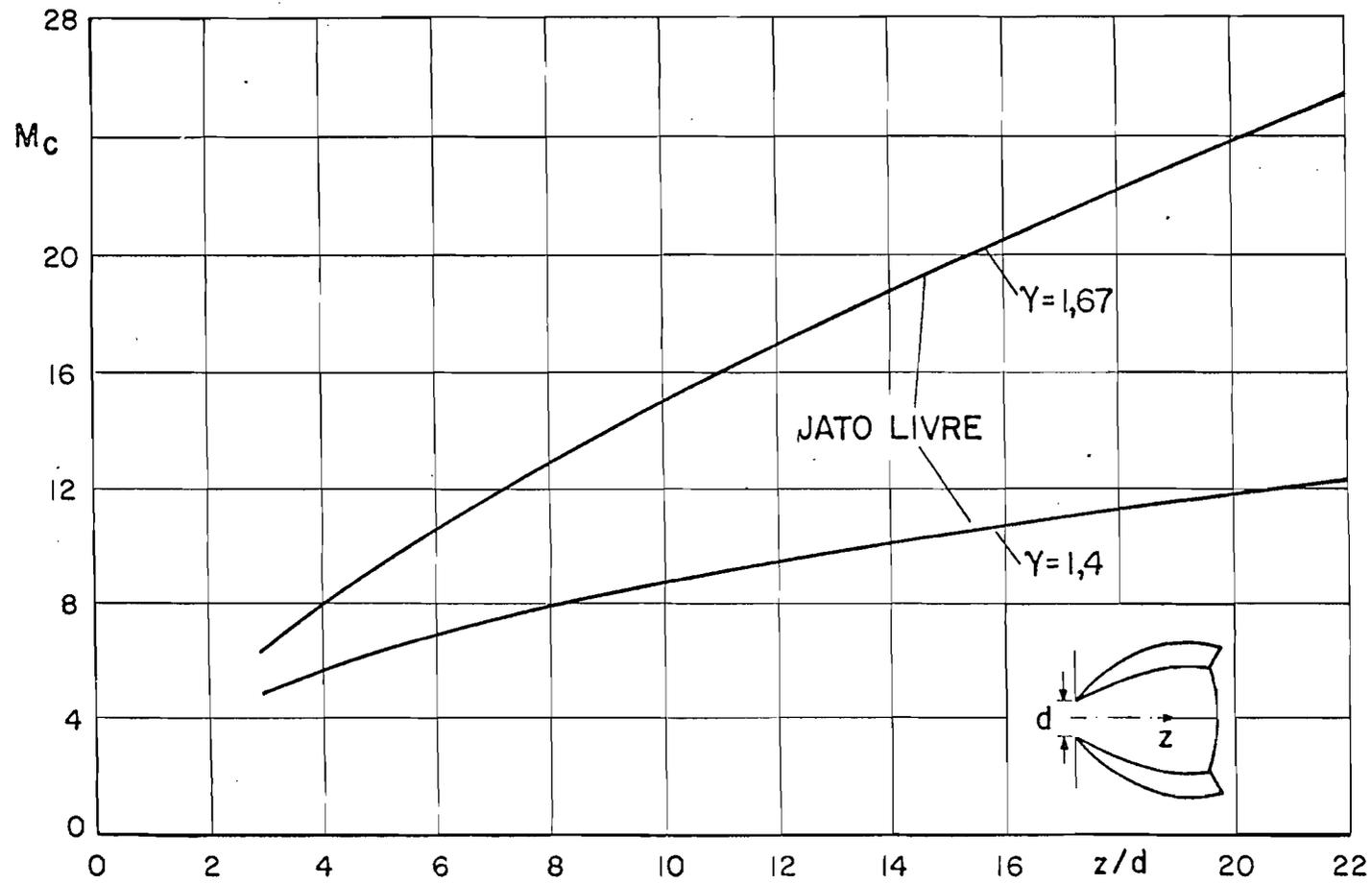


Fig. 3.25 - Variação do número de Mach ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d .

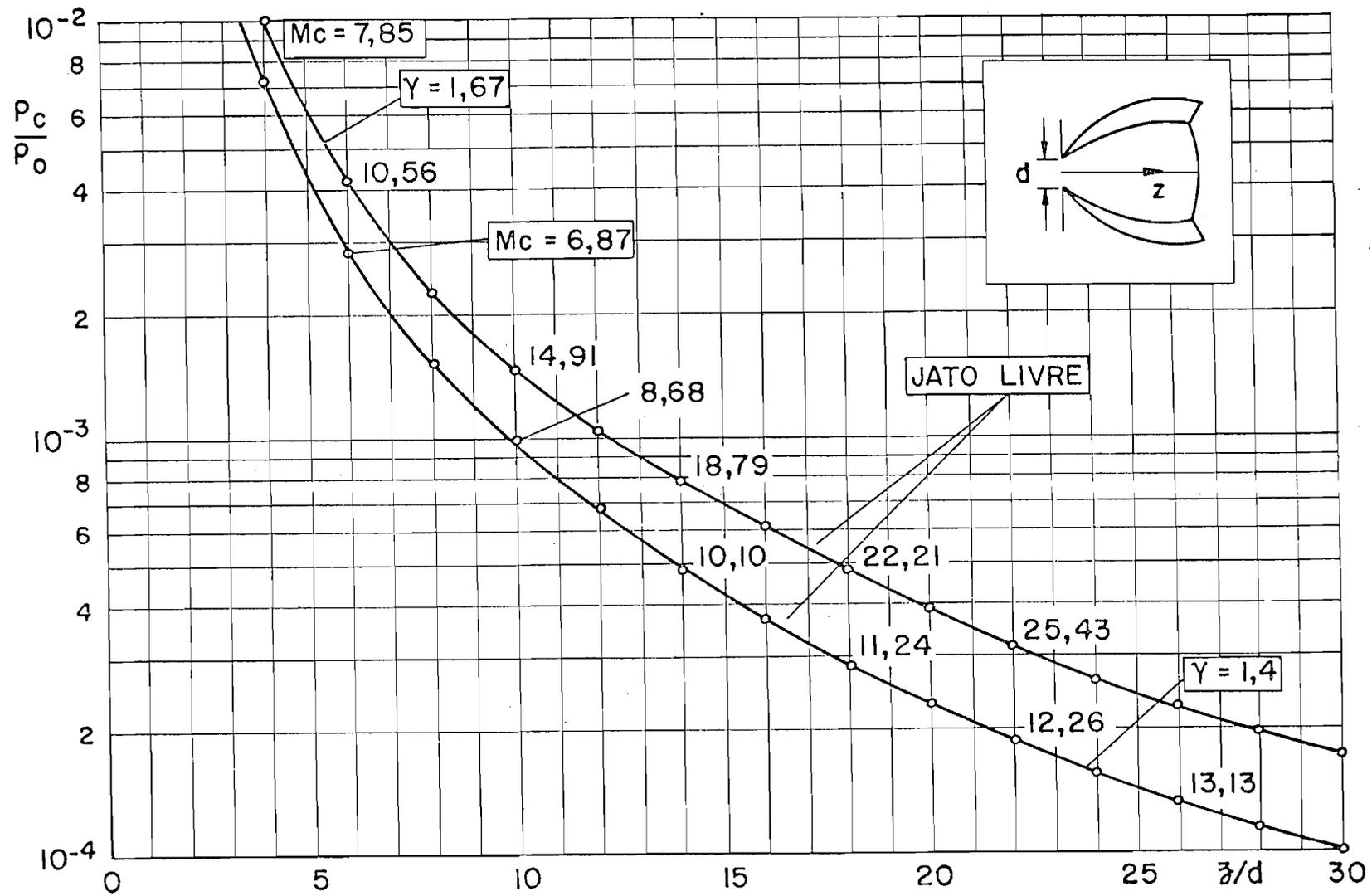


Fig. 3.26 - Variação da densidade ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d .

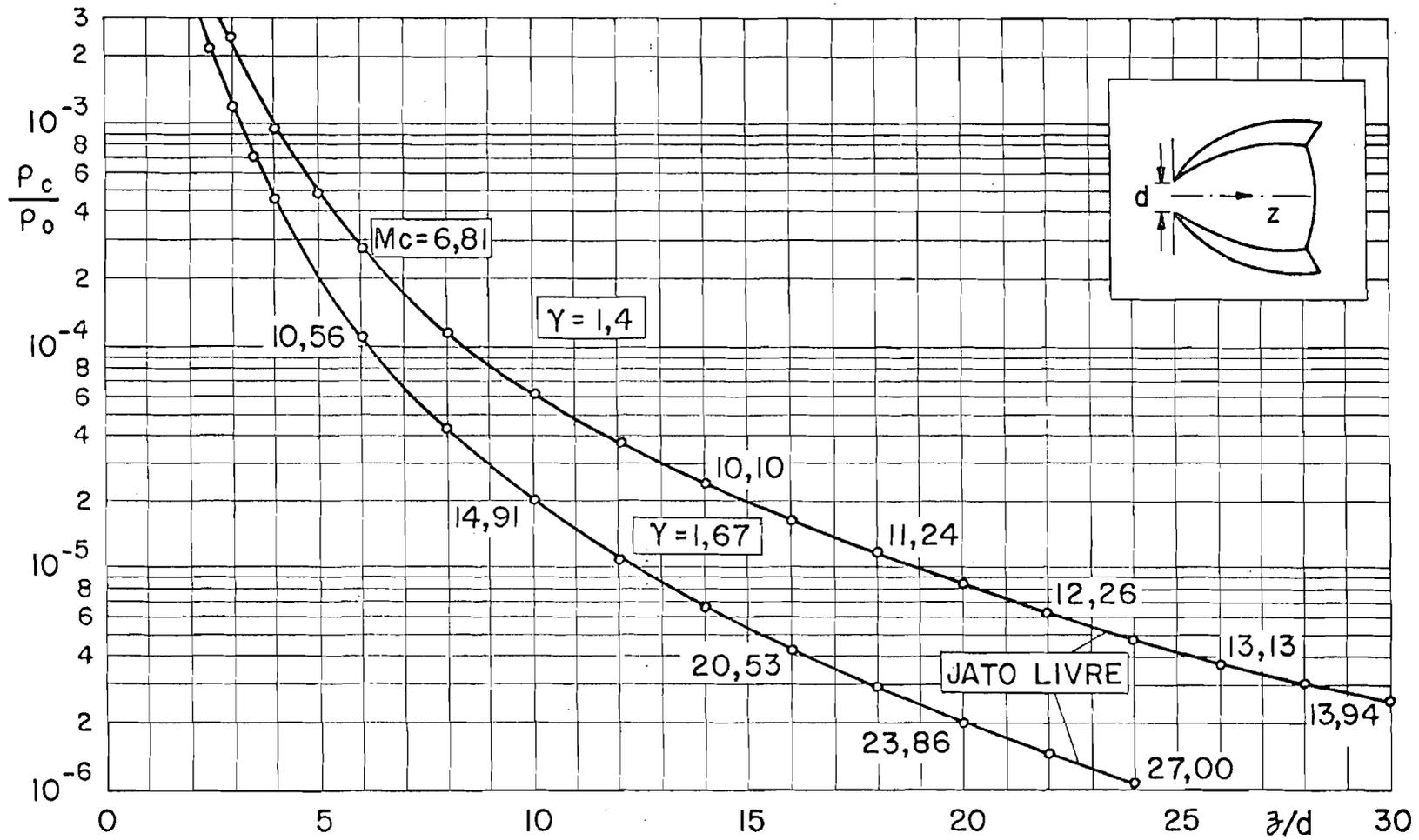


Fig. 3.27 - Variação da pressão ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d .

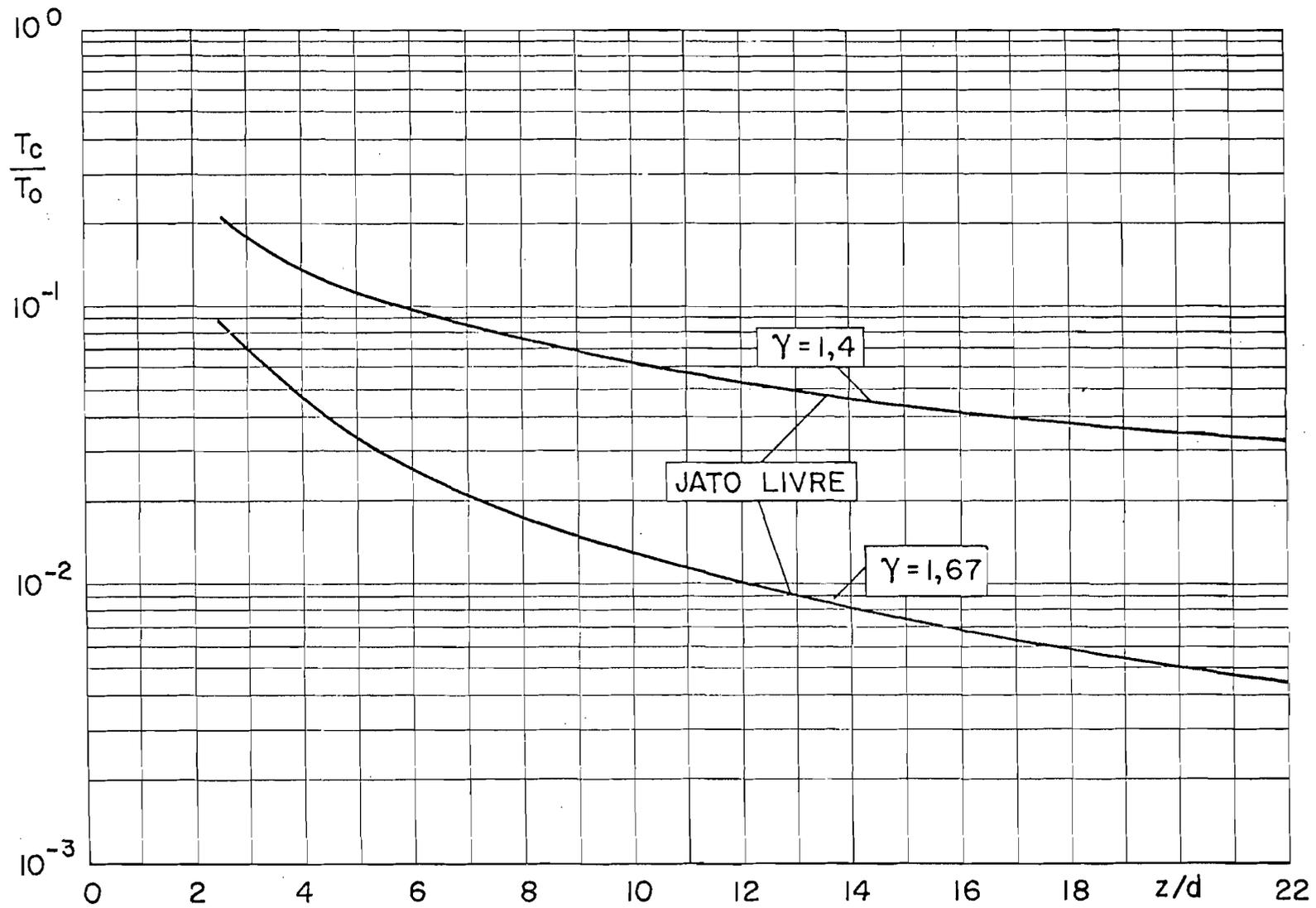


Fig. 3.28 - Variação da temperatura ao longo do eixo de simetria de um jato livre, em função de γ e z/d .

A variação da densidade de uma linha de corrente para ou tra do escoamento também pode ser obtida em função dos resultados do método das características e aproximada segundo a função:

$$\frac{\rho(s, \psi)}{\rho(s, 0)} = \cos^2 \left[\frac{\pi\psi}{2\phi'} \right] , \quad (3.90)$$

onde a constante ϕ' é dada pela Tabela 3.2, e $\rho(s, 0)$ é função do número de Mach da Equação 3.89.

A Equação 3.90 também pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\rho(r, z)}{\rho(0, z)} = \cos^2 \psi \cos^2 \left[\frac{\pi\psi}{2\phi'} \right] . \quad (3.91)$$

Todos esses resultados são válidos para um bocal convergente ou para um orifício, sendo que somente nas proximidades ($z < 4d$) da área de saída a geometria do bocal, ou orifício, tem influência sobre os parâmetros do escoamento. A Figura 3.29 mostra a variação da densidade nas linhas de corrente para um valor fixo de z/d .

Os valores máximos do número de Mach e do caminho livre médio que se pode conseguir em um jato livre, considerando a região de escoamento isentrópico, dependem principalmente da distância z_m (Figura 3.24) onde ocorre o choque normal. Dados empíricos são utilizados para relacionar a distância do choque normal ao orifício, z_m , como função da razão entre a pressão de estagnação, p_0 , e a pressão estática na câmara de ensaio, p_e :

$$\frac{z_m}{d} = 0,67 \left(\frac{p_0}{p_e} \right)^{1/2} . \quad (3.92)$$

A Equação 3.92 fornece o parâmetro z_m/d , independentemente de γ , para a faixa $15 \leq p_0/p_e \leq 17000$.

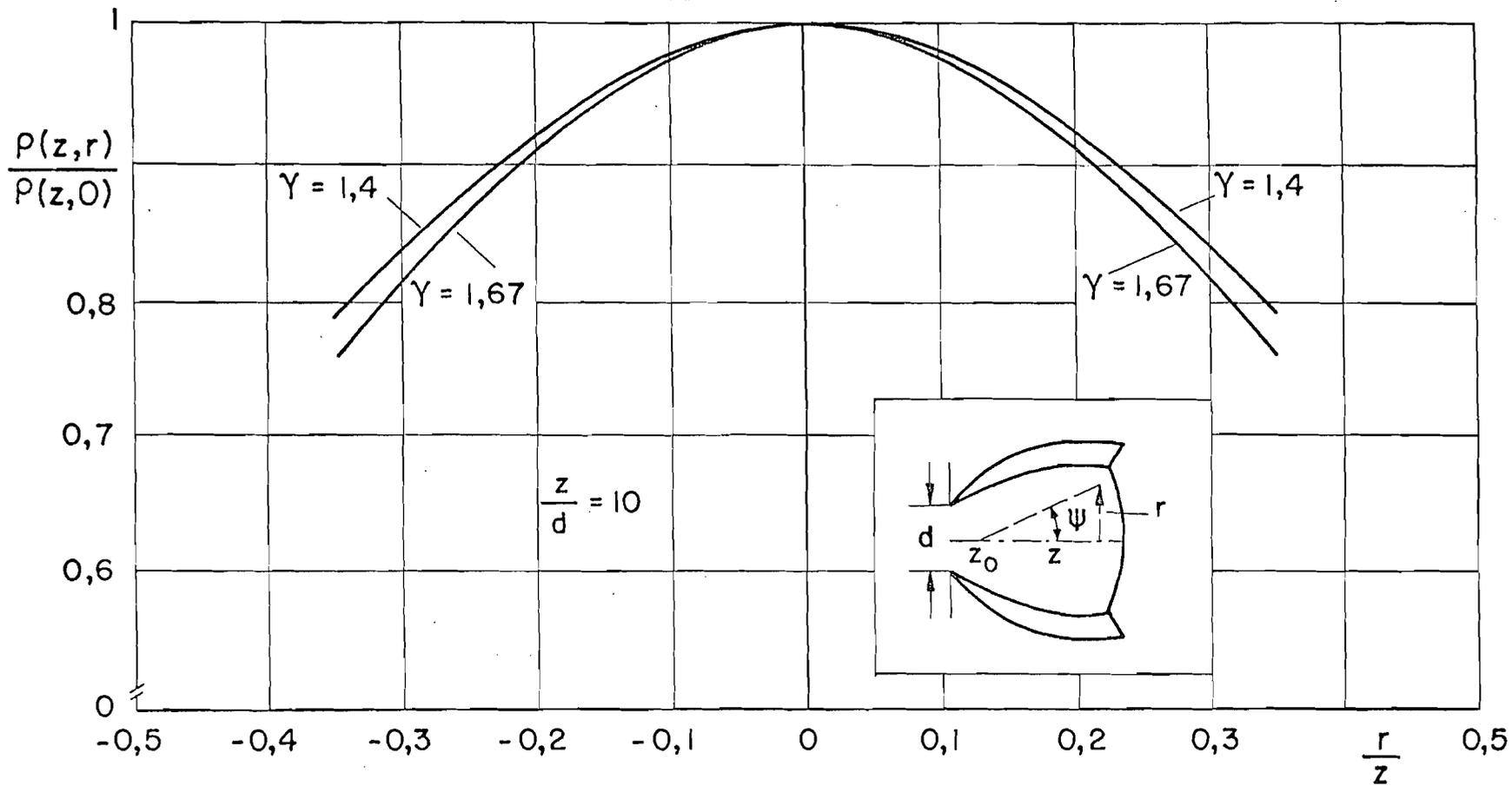


Fig. 3.29 - Distribuição radial de densidade em um jato livre, em função de γ e r/z .

A partir da Equação 3.92, pode-se relacionar a distância z_M à capacidade de bombeamento do túnel. Para tanto, considera-se primeiramente a Equação 2.6 aplicada ao plano do orifício. Fazendo $M_e = 1$, $d_e = d$ e $p_e = p_t$, a Equação 2.6 fica:

$$\dot{m} = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\gamma}{R_g T_0} \right]^{1/2} \left[\frac{\gamma+1}{2} \right]^{1/2} d^2 p_t, \quad (3.93)$$

onde p_t é a pressão no plano do orifício.

A relação isentrópica para a pressão é utilizada a fim de eliminar p_t na Equação 3.93, que resulta em:

$$p_0 = \frac{4\dot{m}(T_0)^{1/2}}{\pi d^2} \left[\frac{\gamma}{R_g} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{-1/2} \quad (3.94)$$

Substituindo as Equações 2.7 e 3.94 na Equação 3.92, com $p_p = p_0$ e $T_p = T_0$, obtém-se:

$$z_M = 0,756 \frac{(\dot{V})^{1/2}}{(R_g T_0)^{1/4}} \left[\frac{1}{\gamma} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/4} \quad (3.95)$$

Essa relação é válida para $p_0/p_e \geq 15$.

A variação de z_M com \dot{V} é mostrada na Figura 3.30.

Para o ar ($\gamma = 1,4$ e $R_g = 286,8 \text{ N.m/kg} \cdot \text{°K}$), a Equação 3.95 resulta em:

$$z_M = 0,222 \frac{(\dot{V})^{1/2}}{(T_0)^{1/4}} \quad (3.96)$$

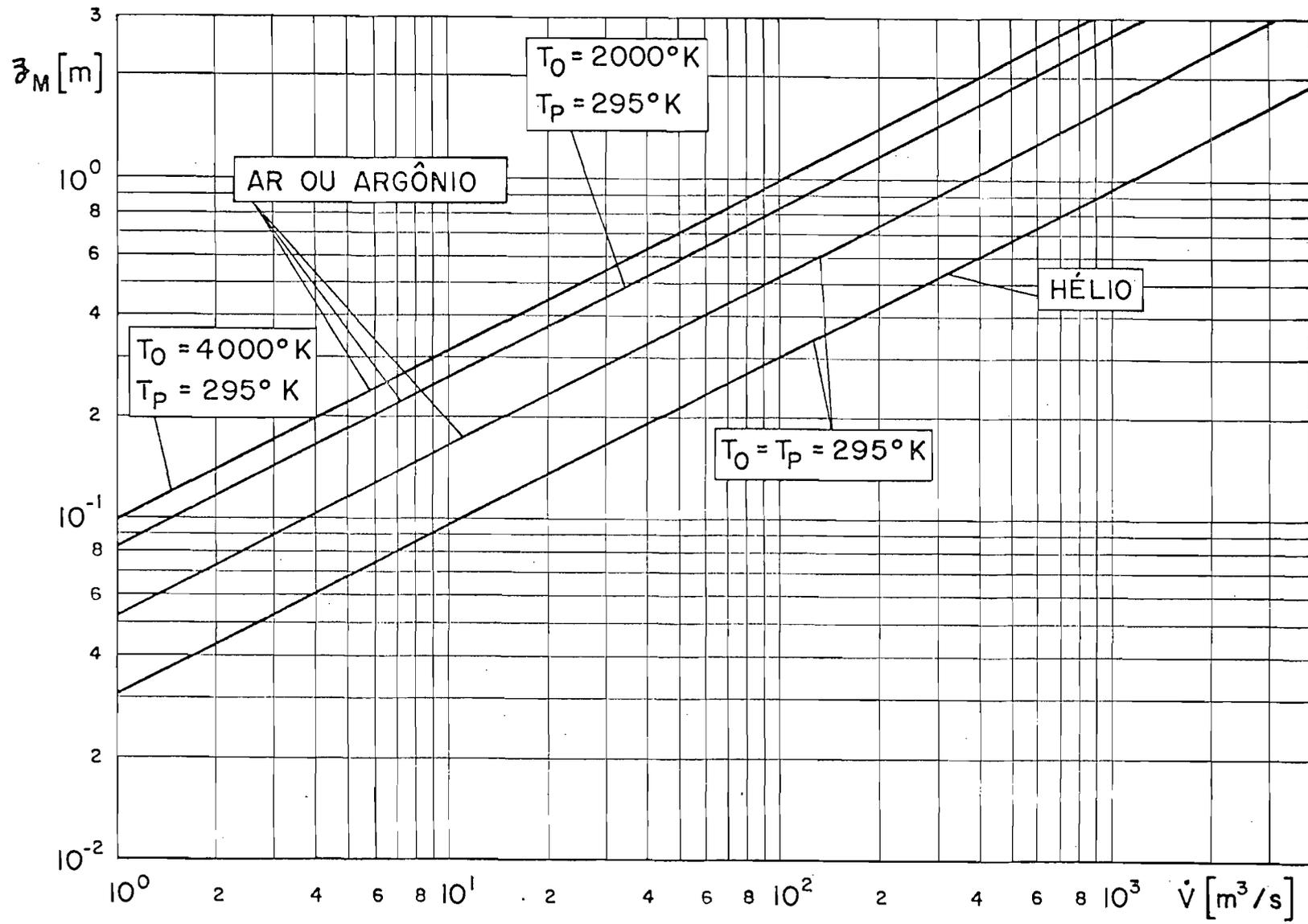


Fig. 3.30 - Variação da distância do orifício ao choque normal (z_M) em função da vazão (\dot{V}) e da temperatura de estagnação (T_0).

O valor de z_M para $\dot{V} = 25 \text{ m}^3/\text{s}$ e $T_0 = 300^{\circ}\text{K}$ é $z_M = 26,7\text{cm}$. Esse valor é compatível com o tamanho do jato gerado no túnel número quatro da Universidade da Califórnia (Ashkenas and Sherman, 1966) e suficiente para promover altos números de Mach na câmara de ensaio.

A seguir são apresentadas as Figuras que mostram o comportamento dos parâmetros fundamentais do jato livre. Muitas outras considerações podem ser feitas a respeito da expansão livre de um gás no vácuo ou em ambiente de baixa pressão, principalmente no que concerne às aplicações dessa técnica na determinação das forças e dos torques aerodinâmicos sobre corpos que voam em atmosfera rarefeita. Devido à sua complexidade e extensão, esse assunto constitui um tema específico e por isso não é tratado em profundidade neste trabalho.

Muitas dificuldades envolvem a utilização de jatos livres em túnel de baixa densidade devido aos sérios problemas encontrados para produzir escoamentos com as mesmas propriedades de um voo real. A simulação torna-se difícil principalmente no regime de fluxo molecular, onde é necessário estabelecer altos valores para o caminho livre médio das moléculas reduzindo simultaneamente o tamanho do modelo, o que torna os efeitos aerodinâmicos tão pequenos que não se pode detectá-los com precisão. Além disso, os fenômenos que ocorrem sob tais condições afastam-se das previsões da teoria de expansão isentrópica e carecem de investigações mais cuidadosas. Outro aspecto importante diz respeito à simulação da energia cinética das moléculas, cujo efeito sobre o fenômeno de interação gás-superfície é fundamental. Boettcher (1978) faz uma revisão de literatura nessa área. Uma aplicação típica da utilização de jato livre na determinação de forças aerodinâmicas sobre um modelo de satélite é encontrada no trabalho de Legge (1979), cujo aparato utilizado para simulação é esquematizado na Figura 3.31.

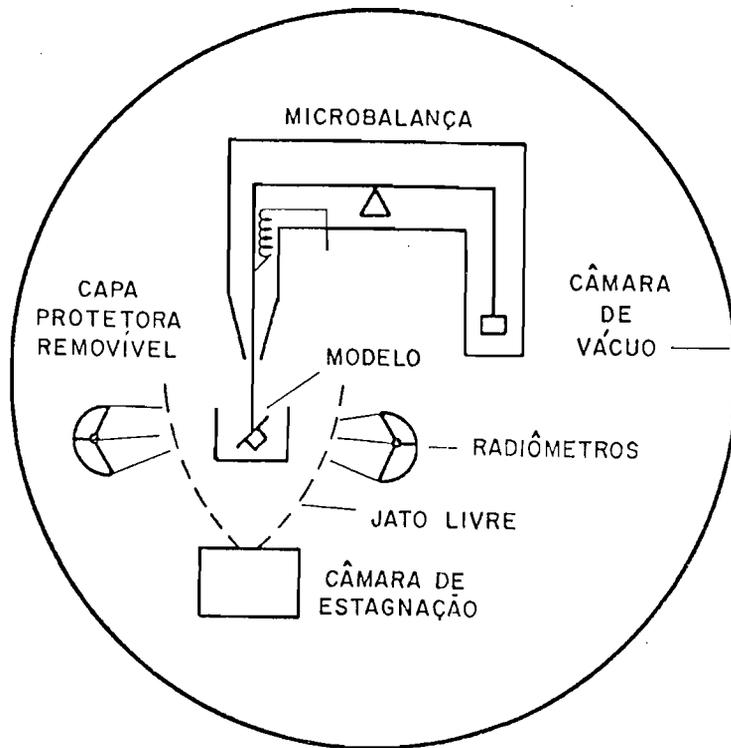


Fig. 3.31 - Esquema do aparelho utilizado na determinação de forças sobre modelo de satélite.

Outras aplicações da teoria e da simulação de jatos livres relacionam-se com o estudo de micromotores para controle de atitude de satélites. Fenômenos complexos ocorrem quando os gases de exaustão desses motores atingem a superfície do satélite e provocam transferência de calor e forças adicionais sobre o veículo. Dependendo da qualidade dos produtos de exaustão, podem ainda ocorrer efeitos de contaminação sobre a superfície, prejudicando certas funções dos sistemas, tais como o caso de painéis solares ou de sistemas ópticos de alta sensibilidade (satélites de sensoriamento remoto). O estudo desse tipo de escoamento e da sua interação com a superfície de satélites é feito por Boettcher et alii (1982), os quais fazem uma revisão da literatura nessa área. Alguns aspectos típicos, resultantes da investigação de jatos livres aplicada à aerodinâmica de satélites, são mostrados nas Figuras 3.32 a 3.36.

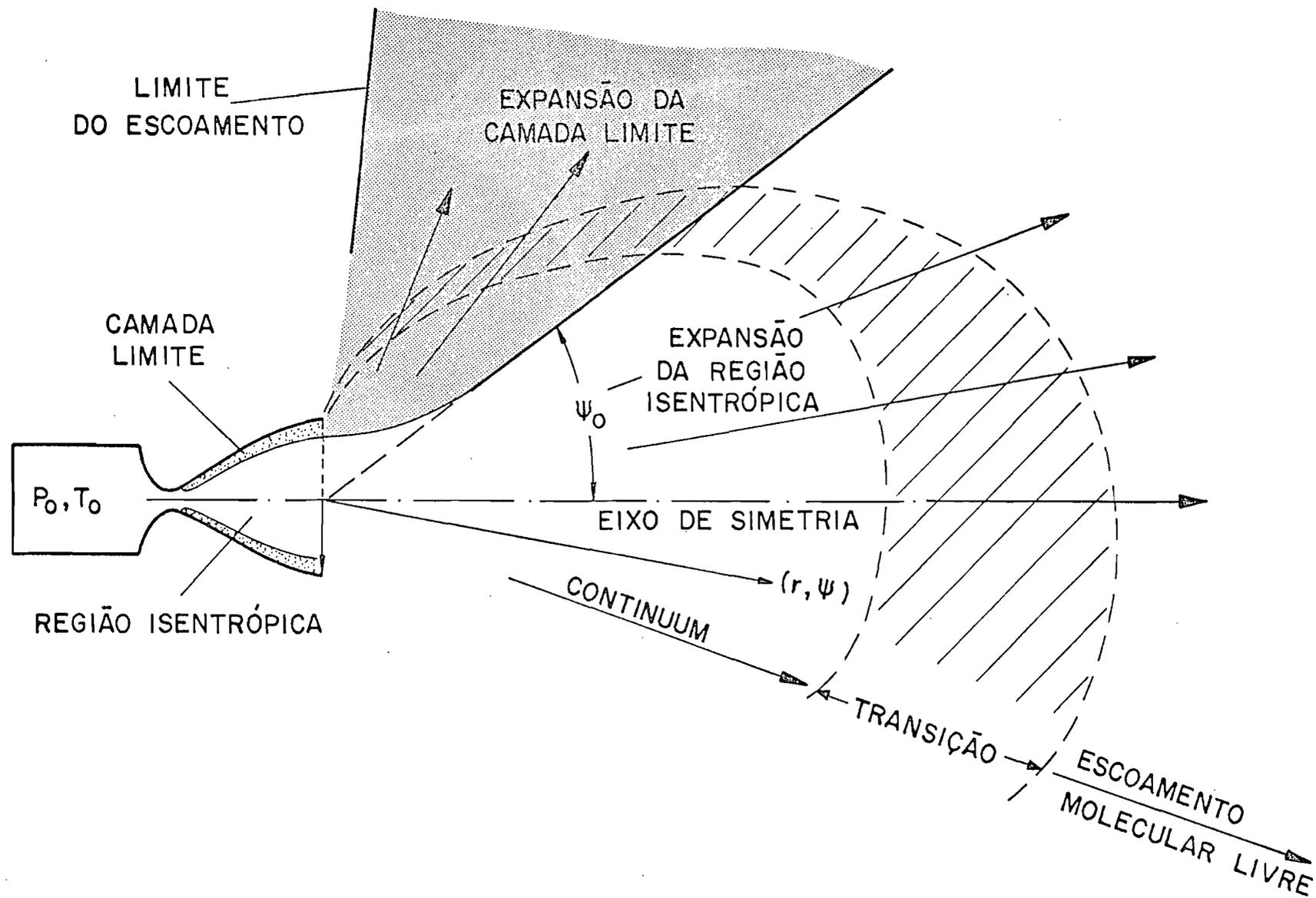


Fig. 3.32 - Diferentes regimes de escoamento em um jato livre expandindo-se no vácuo.

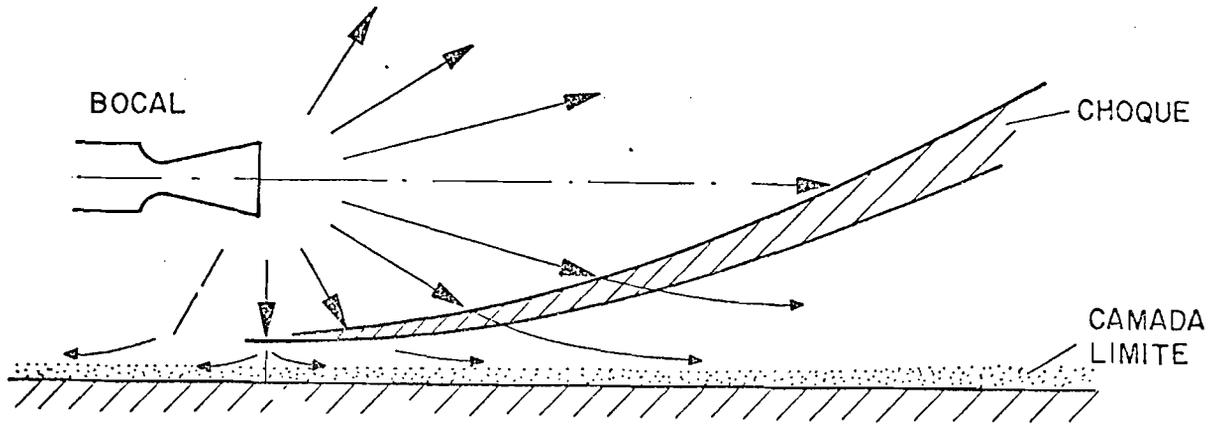


Fig. 3.33 - Interação gás-superfície no regime continuum.

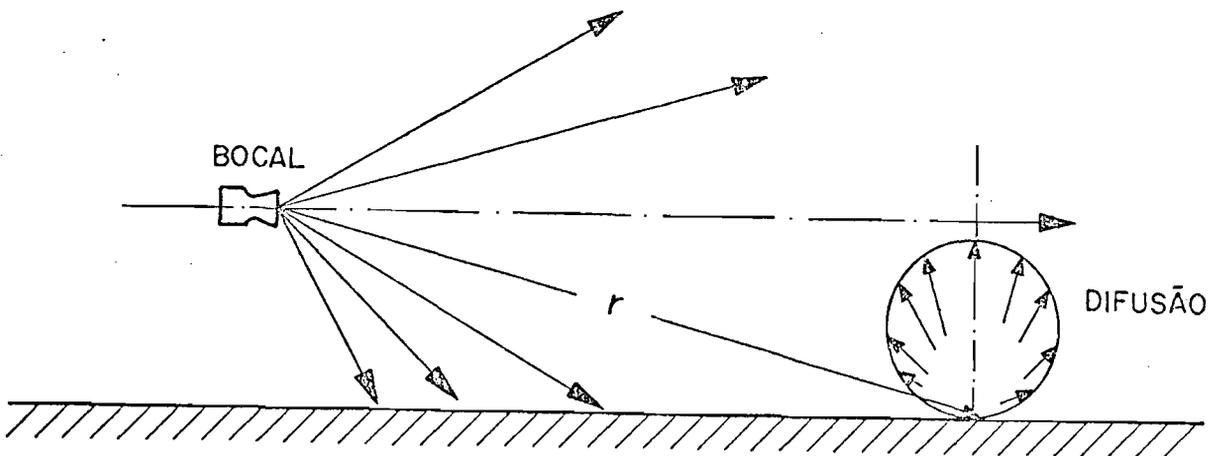


Fig. 3.34 - Interação gás-superfície no regime de fluxo molecular.

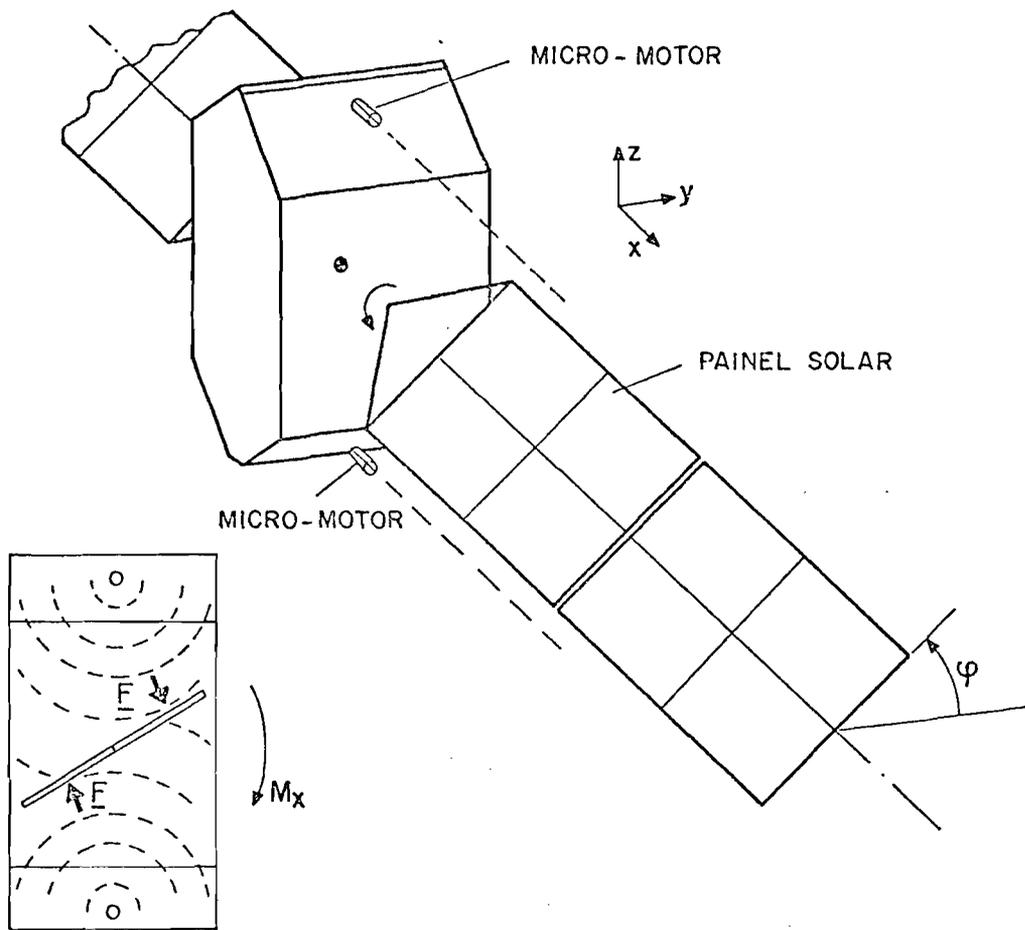
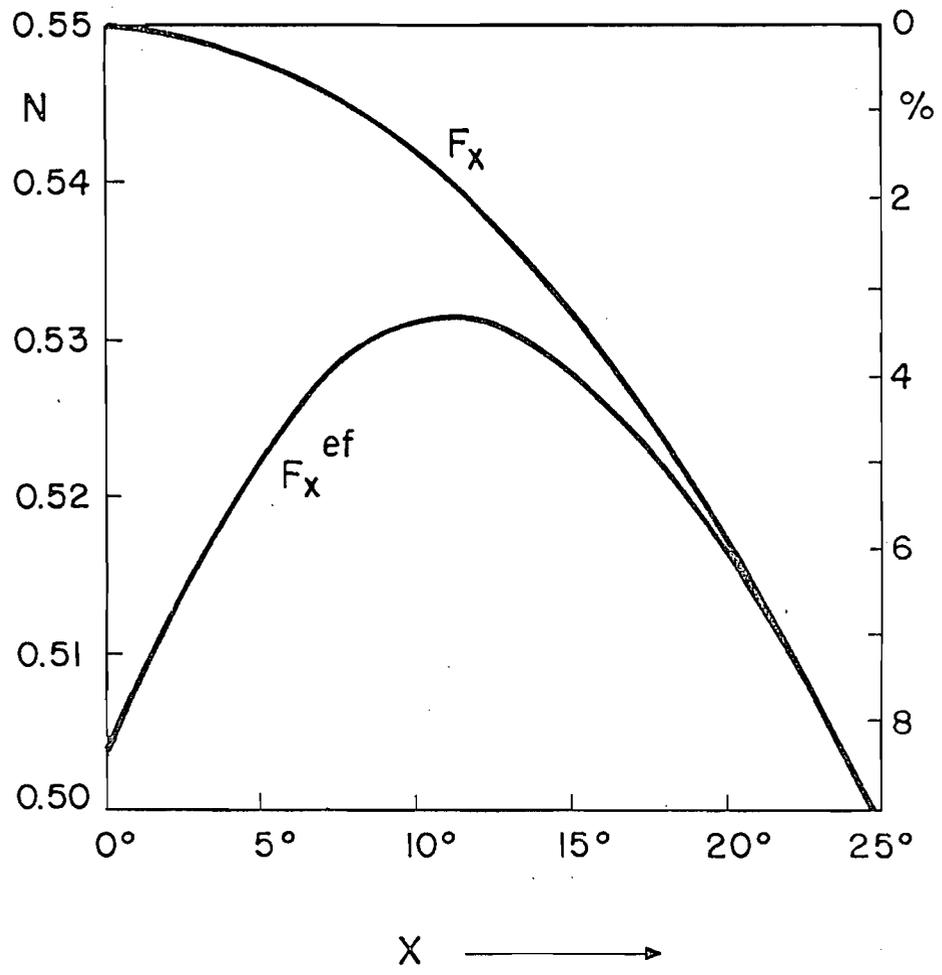


Fig. 3.35 - Efeito da interação gás-superfície em uma configuração típica de satélite.



ΔF

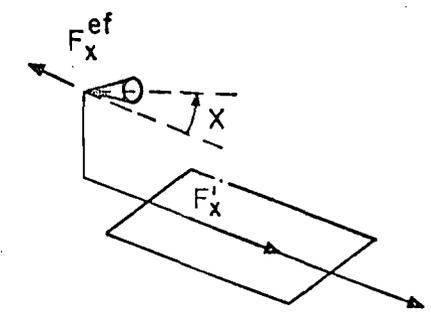


Fig. 3.36 - Componente do empuxo efetivo na direção X, em função do ângulo entre o eixo do motor e o plano da superfície (valores para o satélite de teste orbital - OTS).

CAPÍTULO 4

INSTRUMENTAÇÃO E CALIBRAÇÃO

4.1 - INTRODUÇÃO

O conhecimento preciso dos parâmetros do escoamento em um túnel de baixa densidade é essencial para o estudo da mecânica dos fluídos e da termodinâmica de gases rarefeitos. Quantidades tais como pressão, temperatura, densidade, velocidade, vazão, etc., devem ser determinadas de forma confiável e compatível com o regime de escoamento em questão. Entretanto, são poucos os parâmetros que podem ser medidos diretamente, e a maior parte das variáveis necessárias à investigação têm de ser obtidas de modo indireto, o que facilita a introdução de erros ou de falsas interpretações. Para que o túnel seja operacional, é imprescindível fazer a tomada de medidas utilizando instrumentos apropriados e devidamente calibrados; além disso, essas medidas devem sofrer correções sempre que necessárias, para levar em consideração os fenômenos característicos dos diversos regimes de escoamento em baixa pressão. As quantidades indiretas devem ser calculadas empregando uma teoria compatível com as condições de teste e comprovada experimentalmente.

De um modo geral, a instrumentação de um túnel de baixa densidade pode ser classificada em três grupos (Enkenhus, 1957): instrumentos de controle para estabelecer as condições de teste, instrumentos de medida e equipamentos auxiliares.

Os instrumentos de controle são: a válvula de entrada da câmara de estagnação, que ajusta a pressão de estagnação e o fluxo de massa através do túnel; o aquecedor, que estabelece a temperatura de estagnação do fluxo; e as bombas de vácuo que têm um controle próprio para ajustar a vazão volumétrica. As condições do escoamento na câmara de ensaio são fixadas através da ação conjunta desses controles.

Deve-se observar que o local ou orifício utilizado também representa um meio de realizar o controle dos parâmetros do escoamento.

Os instrumentos de medidas são constituídos principalmente de vários tipos de sensores de pressão e temperatura espalhados no interior do túnel, em pontos onde as medidas se fazem necessárias, tais como na câmara de estagnação, na câmara de ensaio e na entrada das bombas de vácuo. No interior do escoamento são utilizados sondas para medidas de pressão estática e pressão de impacto, bem como para medidas de temperatura. Em princípio, todos os outros parâmetros do fluxo são determinados em função das medidas de pressão feitas pelas sondas, em conjunto com os valores de vazão, temperatura e pressão de estagnação realizadas por outros instrumentos. As sondas são montadas em um dispositivo que faz o posicionamento delas através de controle remoto, de forma que se possam tomar medidas em qualquer ponto de escoamento. O mesmo dispositivo é empregado para posicionar o modelo de teste dentro do fluxo, e as forças aerodinâmicas são medidas por uma microbalança acoplada ao dispositivo posicionador. Outro instrumento de medida é constituído por um equipamento de visualização do escoamento, através do qual se pode identificar variações de densidade, ondas de choque e efeitos termodinâmicos na região do escoamento.

Os equipamentos auxiliares podem compreender vários sistemas, de acordo com o programa experimental a ser realizado no túnel. Os itens mais importantes são: um vaso de alto-vácuo para calibração de sensores, estimativas de tempo de resposta de vários instrumentos, estudos de "outgassing", etc., e um detetor de vazamentos utilizado para checar as várias partes do túnel.

Neste capítulo, são apresentados os principais instrumentos de medida de um túnel de baixa densidade, bem como algumas considerações a respeito de calibração do equipamento.

4.2 - MEDIDA DE PRESSÃO

Vários tipos de instrumentos podem ser utilizados para realizar medidas de pressão nos diversos pontos do sistema. Esses instrumentos são escolhidos de acordo com as faixas de pressão usuais de trabalho no túnel. Outros critérios de escolha são: precisão, sensibilidade, tempo de resposta, facilidade de operação e manutenção, etc. Como exemplo do uso de diferentes tipos de sensores de pressão, descrevem-se a seguir os instrumentos de medidas de pressão utilizados no túnel de baixa densidade da Universidade de Toronto (Enkenhus, 1957):

- a) Micromanômetros do tipo tubo em "U" para medidas na faixa de 0 a 20 mm Hg.
- b) Sensores do tipo McLeod para medidas na faixa de 0 a 3 mm Hg.
- c) Sensores do tipo Pirani para medidas na faixa de 0 a 10 mm Hg.
- d) Catetômetro (instrumento óptico) para leitura de tubos em "U" conectados diretamente às sondas no interior da câmara de ensaio.
- e) Sensor do tipo Pirani com arranjo para medidas independentes de pressão em seis pontos diferentes do túnel.

Os principais instrumentos para medidas de pressão em um túnel de baixa densidade são apresentados a seguir, de acordo com a descrição de Lewin (1965).

4.2.1 - SENSOR MAC LEOD

Esse sensor, um dos mais antigos ainda em uso, é mostrado na Figura 4.1.

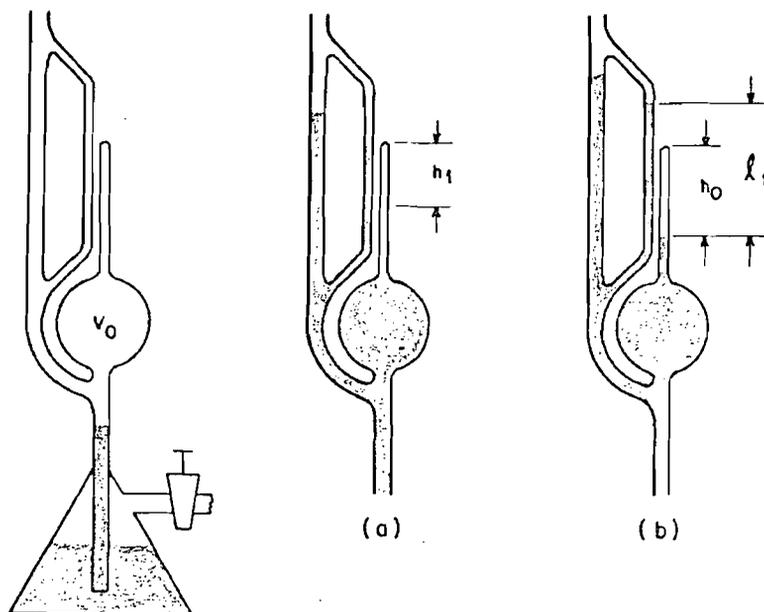


Fig. 4.1 - Sensor Mac Leod.

Utilizando a própria pressão atmosférica ou meios mecânicos, o gás do volume V_0 é comprimido. A sua pressão é igual à diferença em altura entre a coluna de mercúrio do volume fechado e a coluna de mercúrio do tubo aberto, que é ligada ao sistema de vácuo. O instrumento pode ser utilizado de duas maneiras diferentes.

O primeiro modo consiste em elevar o mercúrio de tubo aberto até o nível do topo do capilar fechado, conforme a situação (a) da Figura 4.1; nesse caso, a pressão é obtida através da leitura de h_1 . O outro modo de utilizar o sensor é mostrado pela situação (b) da Figura 4.1, onde o mercúrio do capilar fechado é elevado até um ponto preestabelecido, situado a uma distância h_0 do topo; nesse caso, a pressão no sistema de vácuo é dada pela leitura de l_1 . De uma forma geral, o primeiro modo de medidas é utilizado para medir pequenas variações de pressão em uma faixa de pressões muito baixas, enquanto o segundo é apropriado para medidas em uma faixa mais ampla de pressões.

Existem vários aspectos que podem ocasionar erros na medida. Lewin (1965) aponta algumas precauções que devem ser tomadas para aumentar a precisão desses instrumentos. Em primeiro lugar, o mercúrio deve ser puro e completamente seco e os tubos de vidro devem estar perfeitamente limpos antes do enchimento com mercúrio. Também é comum o uso de um isolamento refrigerado com nitrogênio líquido ("Trap") para impedir que o vapor de mercúrio entre no túnel, e algum erro pode ser causado por condensação ou adsorção do gás nesse isolamento. Outros erros podem ser provocados pela variação de temperatura ambiente e, nesse caso, fórmulas de correção devem ser utilizadas para compensar esse efeito. Finalmente, algum erro pode ser inserido na leitura da medida devido à paralaxe. Enkenhus (1957) descreve um método para reduzir esse erro e também um procedimento para determinar as constantes do instrumento com precisão.

A principal aplicação do sensor MacLeod é na calibração de outros instrumentos, pois ele é um medidor de pressão absoluta. A sua precisão situa-se na faixa de $\pm 10\%$ para medidas até 0,1 micron. O limite inferior de utilização dos instrumentos é por volta de 0,01 micron ou menos, com precisão reduzida. As desvantagens desse instrumento são: fragilidade, presença de mercúrio, impossibilidade de indicação contínua de pressão e impossibilidade de "bakeout" (aquecimento das superfícies do sensor para eliminação da camada de gás adsorvida à pressão ambiente), o que aumenta o tempo de espera para o início da operação do instrumento.

4.2.2 - DIAFRAGMA

Sensores do tipo diafragma são medidores de pressões diferenciais. Eles podem ser instalados diretamente nas paredes do túnel, pois não utilizam mercúrio. Uma membrana fina movimenta-se quando há uma variação no diferencial de pressões dos dois lados da membrana. Esse movimento é transmitido a um mecanismo indicador bastante sensível, por exemplo, para a placa de um capacitor devidamente calibrado.

O diafragma pode ser utilizado como um indicador de zero, equalizando as pressões dos dois lados da membrana. Nesse caso, a pressão total no túnel pode ser determinada medindo a pressão do lado externo da parede com outro instrumento. Isto tem a vantagem de permitir que se use um medidor à base de mercúrio sem que haja perigo de contaminação do túnel pelo vapor de mercúrio. A desvantagem é que a precisão da medida é prejudicada pela duplicação de erros dos dois instrumentos. O diafragma também pode ser zerado através da aplicação de uma força eletrostática sobre a membrana.

Outra vantagem do diafragma é que ele pode ser aquecido para "bakeout" em temperaturas até 450°C , e a sua calibração independe do tipo de gás. A faixa de utilização do diafragma vai de 10^{-4} a 30 mm Hg.

4.2.3 - SENSOR PIRANI

O princípio de operação deste sensor apóia-se no fato de que a perda de calor de um filamento aquecido depende da pressão do gás rarefeito. O filamento é uma resistência que forma um ramo de uma ponte de Wheatstone. Esse filamento é mantido a uma temperatura constante, o que corresponde a uma resistência constante, por meio de uma corrente elétrica que aumenta com a pressão. Qualquer variação de pressão no túnel modifica a taxa de dissipação de calor no filamento e, consequentemente, muda a sua temperatura e a sua resistência elétrica. Isto desbalanceia a ponte de Wheatstone, e a pressão pode ser determinada medindo a corrente necessária para balancear novamente a ponte, o que traz a temperatura do filamento ao valor normal.

Para minimizar a perda de calor por radiação, a temperatura do filamento é mantida em um valor razoavelmente baixo, por volta de 200°C . A compensação devido à variação de temperatura ambiente pode ser feita automaticamente através de termopares ligados à ponte de Wheatstone.

O limite inferior de utilização desse sensor situa-se em torno de 1 mícron, e a faixa estende-se até 30 mm Hg, visto que a perda de calor por convecção é função apenas da densidade do gás. Dificuldades aparecem em pressões muito baixas devido à instabilidade térmica que ocorre quando a camada de gás adsorvida pela superfície do filamento se dissipa. É importante notar que o sensor é mais estável quando o filamento possui uma camada de gás adsorvida na superfície com um coeficiente de acomodação próximo à unidade. Isto limita a operação desse instrumento em pressões muito abaixo de 1 mícron.

A calibração do sensor Pirani é função da condutividade térmica do gás e deve ser frequentemente verificada checando alguns pontos fixos de calibração como o ponto de pressão zero e o ponto de pressão atmosférica.

Algumas fontes de erro são: contaminação do filamento por moléculas de óleo, mercúrio ou outros gases; e oxidação do filamento. Isto altera o coeficiente de acomodação e a emissividade do filamento e, conseqüentemente, a condução e a radiação de calor. A contaminação é evitada através de isolamento do sensor com um "trap" à nitrogênio líquido, que impede as moléculas pesadas de atingir o filamento. O problema de oxidação pode ser relevado em face da baixa temperatura de trabalho de resistência.

As principais vantagens do sensor Pirani são a sua simplicidade, rudeza e facilidade de leitura, o que permite uma medida contínua da pressão. Outra vantagem é que a temperatura do filamento é suficientemente baixa para não causar reações químicas com o gás, o que ocorre com sensores do tipo filamento incandescente.

O mesmo sistema utilizado para medir pressões com o sensor Pirani pode ser empregado para fazer medidas de temperatura no túnel, através de termopares. Enkenhus (1957) faz um estudo dos efeitos preponderantes sobre a medida de temperatura com termopares em atmosfera rarefeita. Uma análise teórica e experimental envolvendo as caracte

rísticas, performance e calibração do sensor Pirani é feita por Pilny (1953).

4.2.4 - SENSOR ALPHATRON

O princípio de funcionamento deste sensor baseia-se na emissão de radiação alfa de uma fonte de rádio que ioniza o gás. A corrente de ionização é proporcional à densidade do gás. A grande vantagem desse sensor é a extensão da faixa de pressão em que ele pode ser utilizado (10^{-3} a 10 mm Hg), além do fato da ausência de filamento aquecido. Por outro lado, há, como desvantagem, a impossibilidade "bakeout" e algum perigo devido à radiação.

4.2.5 - SENSORES DE IONIZAÇÃO POR CATODO AQUECIDO

Este sensor é um dos mais utilizados e tem sido objeto de muitas investigações. A disposição dos eletrodos é a mesma de um triodo comum de rádio, mostrada na Figura 4.2.

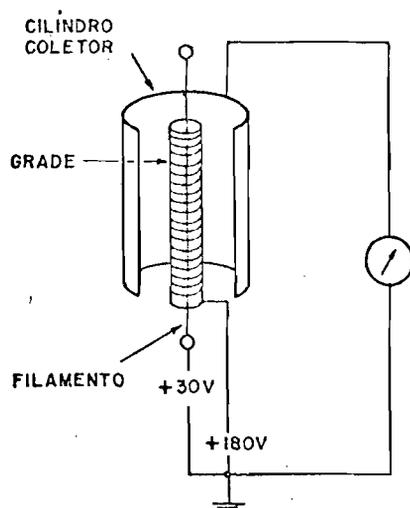


Fig. 4.2 - Esquema do sensor de ionização por cátodo aquecido.

Um filamento é circundado por uma grade que, por sua vez, é circundada por um cilindro coletor. O filamento emite elétrons que se dirigem à grade, e a colisão dos elétrons com as moléculas do gás forma íons que, em parte, são atraídos pelo coletor. Essa corrente de íons representa uma medida da densidade de gás e, naturalmente, da pressão. Esse tipo de sensor pode medir pressões da ordem de 10^{-5} microns e, com o arranjo mostrado na Figura 4.3, esse limite pode ser estendido até 10^{-7} microns. O sensor da Figura 4.3 é chamado sensor Bayard-Alpert.

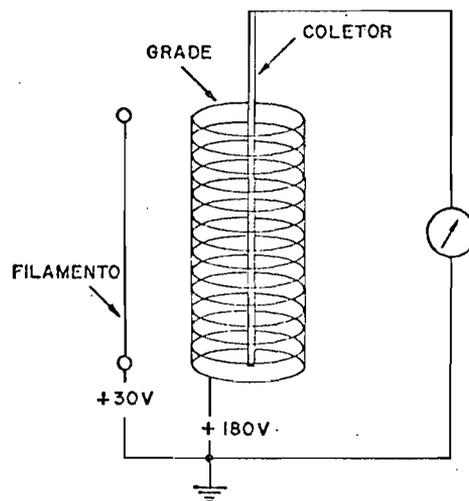


Fig. 4.3 - Esquema do sensor Bayard-Alpert.

Algumas dificuldades limitam a precisão desse instrumento, tais como os raios - X que, emitidos quando a grade é bombardeada com elétrons, geram uma corrente de foto-elétrons que se soma a de íons, prejudicando a medida e limitando a faixa de pressões em que se pode utilizar o instrumento. Outra desvantagem consiste no uso de filamento aquecido, o que provoca reações dos gases, dissociação e produção de componentes gasosos que podem contaminar a atmosfera do túnel.

Maiores detalhes a respeito desse tipo de sensor são encontradas no trabalho de Lewin (1965) que também faz uma revisão de literatura sobre este assunto específico.

4.2.6 - SENSORES COM CAMPO ELETROMAGNÉTICO

Nesses sensores, a sensibilidade é aumentada por um campo magnético perpendicular ao campo elétrico, que evita que a maior parte dos elétrons alcance o anodo. Um sensor plano com catodo frio e conhecido por sensor Penning é mostrado na Figura 4.4.

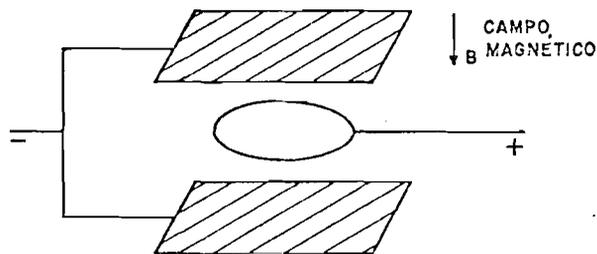


Fig. 4.4 - Esquema do sensor Penning.

O sensor Penning contém um par de catodos frios e um anodo anular ou cilíndrico. A tensão típica é de 2000 V e o campo magnético é gerado por um magneto permanente, podendo atingir uma intensidade entre 500 e 1500 Gauss. A força resultante do campo eletromagnético impede que os elétrons atinjam o anodo, a não ser que eles percam energia através de colisões com átomos ou moléculas do gás cuja pressão se deseja medir. O mesmo não acontece com os íons, que podem alcançar os catodos porque são muito pouco defletidos devido à sua maior massa e à maior área dos catodos. Os elétrons formam uma carga espacial que aumenta o seu caminho médio antes de atingirem o anodo e, dessa forma, a sensibilidade do instrumento fica bastante alta.

Outras vantagens do sensor Penning são: ausência dos efeitos devidos à produção de raios-X, uma vez que a corrente de elétrons é grande e proporcional à corrente de íons, e ausência de reações com os gases por causa da utilização de catodos frios. A faixa típica de operação do sensor Penning vai de 10^{-3} a 10 microns.

Uma outra versão desse sensor para uso em pressões mais baixas, é chamado magnetron. Ele pode ser utilizado para medir pressões até 10^{-10} microns, apresentando as mesmas características do sensor Penning, mas com uma configuração diferente e uma tensão de 6000 V.

As principais características dos sensores de pressão são sintetizadas na Tabela 4.1.

Informações mais detalhadas a respeito das características e utilização de sensores de pressão para sistemas de vácuo podem ser encontradas em literatura específica, tal como nos catálogos da Edwards e Leybold - Heraeus, firmas especializadas no assunto.

TABELA 4.1

PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DOS MEDIDORES DE PRESSÃO PARA SISTEMAS DE VÁCUO

SENSOR	FAIXA DE UTILIZAÇÃO (mm Hg)	PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO	VANTAGENS	DESvantagens
McLeod	10^{-5} - 10	Gás comprimido por mercúrio	Medidor de pressão absoluta	Frágil; utiliza mercúrio inadequado para medir pressão de vapor; indicação não é contínua; impossibilidade de "bakeout".
Diafragma	10^{-4} - 50	Membrana móvel	Medidor de pressão diferencial	Possibilidade de "bakeout" apenas em temperaturas baixas.
Pirani	10^{-3} - 30	Resfriamento de um filamento aquecido	Simples e resistente	Depende de adsorção gasosa.
Alphatron	10^{-4} - 10^3	Ionização por radiação alfa de uma fonte de rádio	Ampla faixa de pressões	Impossibilidade de "bakeout" perigo de radiação.
Bayard-Alpert	10^{-10} - 10^{-2}	Ionização por elétrons gerados por um filamento aquecido.	Medidas de pressões muito baixas.	Presença de reações gasosas.
Penning	10^{-6} - 10^{-2}	Descarga elétrica sobre catodo frio em campo eletromagnético	Simples e resistente, ausência de filamento aquecido.	Indicação não-linear de pressão.
Magnetron	10^{-13} - 10^{-4}	Descarga elétrica sobre catodo frio na configuração "magnetron"	Medidas de pressões muito baixas; ausência de filamento aquecido	Indicação não-linear de pressão

4.2.7 - SONDAS PARA TOMADA DE PRESSÕES ESTÁTICA E DE IMPACTO

A calibração do túnel é feita através da determinação dos parâmetros do escoamento sob determinadas condições de trabalho. Essa investigação é realizada por meio de inserção de sondas que fazem a tomada de pressão e temperatura em diversos pontos no interior do fluxo. Essas sondas podem assumir diferentes geometrias, dependendo da espécie de medida a ser tomada e do regime de escoamento. Quatro tipos principais de sondas para tomada de pressão são utilizadas no túnel de UTIA (Enkenhus, 1957).

- a) *Tubo de Pitot*: essa sonda é utilizada para tomada de pressão de impacto no regime contínuo.
- b) *Sonda do tipo cone*: essa sonda faz a tomada da pressão estática através de orifícios dispostos na superfície cônica. Ela é empregada para medidas no regime contínuo.
- c) *Sonda do tipo orifício*: um pequeno orifício na superfície de um tubo de parede fina, instalado perpendicularmente ao fluxo, mede a pressão de impacto em regime de fluxo molecular.
- d) *Sonda para pressão estática em fluxo molecular*: consiste em uma pequena placa circular, com orifício, instalada paralelamente ao escoamento.

As medidas realizadas pelas sondas devem ser interpretadas cuidadosamente em face dos fenômenos que podem ocorrer em pressões muito baixas. Através de uma análise apropriada para uma determinada configuração de sonda, ou por intermédio de uma calibração direta, a pressão medida pode ser relacionada a certas propriedades do escoamento. Um exemplo típico desse procedimento consiste no uso do tubo de Pitot para medida de pressão de impacto, a qual é associada ao número de Mach e à pressão estática através de uma análise baseada na hipótese de um escoamento isentrópico e compressível. Considerando uma linha de cor

rente que atravessa um choque normal com subseqüente desaceleração das partículas até o repouso (ponto de estagnação), obtêm-se a seguinte relação entre a pressão de impacto, p_0' , e a pressão estática, p_s (Kane e Maslach, 1950):

$$\frac{p_0'}{p_s} = \frac{[(\gamma+1)/2 M^2]^{\gamma/(\gamma-1)}}{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{1/(\gamma-1)}} \quad (4.1)$$

A Equação 4.1 (fórmula de Rayleigh) considera que a pressão de impacto apenas como função da pressão estática e do número de Mach.

Essa análise falha quando as forças viscosas tornam-se apreciáveis em comparação com as forças de inércia ou de pressão no escoamento, ou seja, quando o número de Reynolds, R_{ey} , é reduzido a um valor suficientemente pequeno. Deduz-se que a medida de pressão de impacto é função do número de Reynolds, do número de Mach e da pressão estática, de acordo com a expressão (Kane and Maslach, 1950).

$$\frac{p_0'}{p_s} = \frac{[(\gamma+1)/2 M^2]^{\gamma/(\gamma-1)}}{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{1/(\gamma-1)}} + \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma M_b^2}{R_{ey b}}} \cdot \frac{\phi_b}{1 + K_b (R_{ey b})^{-1/2}} \quad (4.2)$$

onde o índice b refere-se às condições após o choque normal, e ϕ_b e K_b são funções que dependem da geometria do tubo de impacto.

Na Equação 4.2, o termo relativo à correção do valor da pela Equação 4.1 torna-se significativo à medida que o número de Reynolds diminui.

Da mesma forma que para o tubo de Pitot, as correções de vidas à viscosidade também devem ser aplicadas às medidas realizadas por sondas do tipo cone. Uma análise teórica e resultados experimentais para esse tipo de sonda podem ser encontradas no Trabalho de Talböt (1954b).

No regime de fluxo molecular, onde a teoria do continuum não tem validade, aplica-se a teoria cinética dos gases para relacionar a pressão de impacto às propriedades do escoamento. No entanto, no regime de transição entre os regimes continuum e molecular, não se dispõe de uma teoria que possa prever o comportamento das propriedades do fluxo, e apenas relações de interpolação entre aqueles resultados podem ser utilizadas (Boettcher, 1983 b). Uma verificação experimental sobre medidas de pressão, estática e de impacto em regime de transição é encontrada no trabalho de Rogers et alii (1966).

Em síntese, dois pontos principais devem ser considerados na calibração e investigação do escoamento no túnel de baixa densidade:

- 1º) Deve-se empregar sondas e instrumentos de medida apropriados, de acordo com as características do escoamento.
- 2º) As medidas obtidas devem ser corrigidas, interpretadas e relacionadas aos parâmetros do fluxo, através de uma teoria adequada ao regime do escoamento.

4.3 - MEDIDA DE TEMPERATURA

A medida de temperatura em diversos pontos do túnel é feita com sensores do tipo termopar. Devido ao seu tamanho reduzido, o termpar pode ser utilizado também para tomada de temperatura de impacto sobre modelos sujeitos ao escoamento (Enkenhus, 1957; Legge, 1979). Outros locais onde devem ser instalados termopares são: no aquecedor, na câmara de estagnação, na câmara de ensaio e na câmara de vácuo).

Analogamente à medida de pressão, deve-se interpretar cuidadosamente as medidas de temperatura por termopar, em baixa densidade. Em uma atmosfera rarefeita, a troca de calor por convecção no filamento do termopar é tão pequena que a sua ordem de grandeza é comparável à soma da troca de calor por radiação e por condução nas extremidades do filamento. Disto resulta que a temperatura dos corpos próximos ao termopar

tem maior influência sobre a medida do que o gás propriamente. Enkenhus (1957) analisa a influência dos efeitos de radiação e condução sobre a medida de temperatura de um termopar e chega às seguintes conclusões para o caso da medida na câmara de estagnação:

- 19) Um termopar com superfície brilhante mede razoavelmente bem a temperatura de estagnação quando a pressão na câmara é da ordem de 100 microns ou maior, enquanto um termopar com superfície preta apresenta erros consideráveis em qualquer pressão de vido à radiação.
- 29) É preferível que o filamento do termopar seja pequeno porque isso reduz o erro na medida da temperatura de estagnação nos regimes continuum e resulta no mesmo erro no regime de fluxo molecular.
- 39) A troca de calor por condução nas extremidades do filamento pode ser desprezada quando a razão comprimento/diâmetro é maior que 1.000.

Essas conclusões resultam de uma análise que emprega a teoria de fluxo molecular de baixa velocidade quando se considera uma pressão muito baixa na câmara de estagnação. Para pressões maiores, considera-se a teoria do continuum e o escoamento, incompressível. Os resultados das duas teorias são superpostos no regime de transição, onde o número de Knudsen, baseado no diâmetro do filamento, é próximo da unidade.

Maiores dificuldades ocorrem quando se deseja medir a temperatura no interior do escoamento. Nesse caso, é preferível determinar a temperatura através de métodos indiretos, valendo-se de uma teoria que caracterize bem o escoamento e utilizando medidas confiáveis, tais como medidas de pressão ou densidade. Entretanto, mesmo quando a temperatura pode ser obtida indiretamente, uma medida direta é importante, pois pode fornecer informações valiosas a respeito da termodinâmica de corpos

em escoamento rarefeito. Sondas especiais têm sido desenvolvidas com esse propósito. Considerações a respeito desse assunto são feitas por Anderson et alii (1966), que apresentam uma sonda para medida de temperatura de impacto.

4.4 - EQUIPAMENTO PARA VISUALIZAÇÃO DO FLUXO

Conforme mencionado na introdução deste capítulo, existem métodos e equipamentos que permitem visualizar a região do escoamento, o que evidencia o padrão do fluxo e melhora a compreensão e interpretação dos fenômenos característicos de um escoamento em baixa densidade. O princípio dessa técnica é simples e consiste em excitar elétrons e íons através da produção de um campo elétrico sobre toda a região do escoamento. Os elétrons e íons acelerados colidem com as moléculas do gás provocando emissão de radiação, em parte no espectro visível. Evidentemente, o número de colisões é função da densidade do gás, ficando o escoamento diferenciado e visualizado em termos de zonas de diferentes densidades.

Enkenhus (1957), utiliza uma espira fina conectada a uma bobina de alta tensão que é alimentada por uma corrente alternada. A espira é posicionada na câmara de ensaio e permite a visualização do escoamento sem muita dissipação de calor, o que poderia afetar a temperatura do gás. Deve-se notar que métodos convencionais de visualização de fluxo, tal como o método Schlieren (método óptico), não são aplicáveis em escoamento de baixa densidade devido ao fato de que as imprecisões, causadas por irregularidades das janelas do túnel ou do sistema óptico em geral, são comparáveis aos efeitos que se deseja detectar no escoamento. Investigações preliminares a respeito da utilização de campo elétrico para visualização de escoamentos de baixa densidade podem ser encontradas no trabalho de Willians e Benson (1949). Um equipamento operacional baseado nesse princípio utilizado tanto para visualização como para medida de velocidade em um jato livre é descrito por Muntz (1966).

Existem muitas variações dessa técnica utilizadas para realizar medidas no escoamento. Kunkel e Talbot (1954) analisam um procedimento para medir velocidade através de ionização localizada do gás em um ponto do fluxo rarefeito. As moléculas ionizadas são detectadas eletricamente e acompanhadas durante o trajeto entre dois pontos ao longo de uma linha de corrente, e sua velocidade é determinada medindo o tempo decorrido nesse deslocamento. Esse método para medidas de velocidade é muito útil na confirmação de medidas, ou quando não se dispõe de meios precisos para obtenção dos parâmetros do escoamento através de medidas de pressão por sondas (caso do escoamento em regime de transição).

O método também pode ser utilizado para realizar medidas de densidade. Bogdan (1970) emprega um feixe de elétrons de alta energia para medir densidade em vários pontos de um jato livre. Os elétrons, colimados em um feixe fino, são injetados em uma direção normal à direção do fluxo e provocam colisões com as moléculas do gás. Essas colisões resultam em uma excitação do espectro característico de emissão do gás. A energia fluorescente, confinada na região do feixe, é focalizada por um instrumento óptico de modo que a radiação do gás, é transformada em uma corrente elétrica que é função direta da densidade. Bogdan (1970) descreve o equipamento utilizado na investigação de um jato livre, discute os problemas e dificuldades envolvidas na determinação de densidade através de ionização do gás por feixe de elétrons, além de apresentar resultados. Este método mostra-se ser bastante eficiente.

Um equipamento semelhante é utilizado na terceira seção de ensaios do túnel de baixa densidade do DFVLR para medida de distribuição de velocidade e densidade (Legge, 1971) e para visualização dos efeitos de interação gás-superfície (Boettcher et alii, 1982)

4.5 - MICROBALANÇA PARA MEDIDAS DE FORÇAS

As forças e os torques aerodinâmicos sobre modelos são medidos por microbalanças especialmente projetadas para trabalhar no vácuo. Várias espécies de balanças podem ser empregadas conforme a inten

sidade e o tipo de forças que se deseja determinar e de acordo com as dimensões e peso do modelo.

Wuest et alii (1969) apresentam três tipos de balança utilizadas na segunda e terceira seções de ensaio do túnel do DFVLR. Na segunda seção de ensaio, onde a densidade do escoamento é suficiente para produzir forças da ordem de gramas, empregam-se balanças mecânicas com alavanca de movimento angular ou com molas de deformação linear. Na terceira seção de ensaio (túnel de alto-vácuo), onde as forças sobre o modelo são muito pequenas, utiliza-se uma balança de compensação eletrodinâmica que pode medir forças da ordem de milésimos de grama. Legge (1979) utiliza esse tipo de microbalança, disponível comercialmente, para fazer medidas de arrasto do satélite TD1A. O arranjo experimental dessa simulação é esquematizado na Figura 3.31.

Outro tipo de microbalança para medida de arrasto de corpos em escoamento de baixa densidade é descrita por Brun (1966). Nesse caso, o modelo de teste é fixado à extremidade de uma haste suspensa por um fio e as forças são medidas através da leitura do ângulo de torção.

4.6 - MEDIDA DE VAZÃO E FLUXO DE MASSA

A vazão do túnel é medida diretamente, antes da entrada dos gases na câmara de estagnação. Essa medida não apresenta dificuldades, pois é realizada sobre um fluxo de alta pressão onde medidores de vazão convencionais são suficientes. Enkenhus (1957) utiliza quatro instrumentos para diferentes faixas de vazão entre 0,3 e 200 ft³/hr, obtendo, assim, uma melhor precisão na medida. O fluxo de massa pode ser obtido a partir da vazão, pressão e temperatura de gás.

A calibração dos medidores de vazão pode ser feita quando o túnel até o alto-vácuo, isolando as bombas e permitindo a entrada do ar através da válvula de entrada da câmara de estagnação, a uma vazão constante durante um determinado espaço de tempo. O fluxo de massa é então obtido a partir da expressão:

$$\dot{m} = \frac{P \cdot V_0}{R_g \cdot T \Delta t} \quad (4.3)$$

onde p é a pressão final no túnel, v_0 é o volume do túnel, T é a temperatura final do gás no túnel e Δt é o intervalo de tempo decorrido.

O fluxo de massa pode ser relacionado com a vazão através da temperatura e pressão do gás no medidor. Esse procedimento de calibração serve também para definir uma escala de fluxo de massa em função da vazão, pressão e temperatura do gás.

Na Equação 4.3, o volume do túnel, v_0 , é calculado através da geometria do túnel, ou, quando isso for impossível, através do preenchimento do túnel com um volume conhecido de ar. Para uma melhor precisão, é necessário realizar várias medidas redundantes e trabalhar com a média.

De qualquer modo, as medidas de vazão e fluxo de massa não são um ponto crítico do sistema e a precisão obtida pelo procedimento aqui apresentado, em geral é suficiente.

4.7 - DETECÇÃO DE VAZAMENTOS

Todo o sistema de vácuo do túnel de baixa densidade deve ser projetado, construído e montado de forma a minimizar o vazamento de ar atmosférico para o interior do túnel. Este é um problema crítico, pois pequenos vazamentos comprometem bastante a operação do túnel em pressões muito baixas. A título de exemplo, pode-se citar o túnel da Universidade de Toronto (UTIA), onde após a detecção e o reparo dos vazamentos, evacuou-se o túnel por 48 horas e obteve-se uma pressão de 0,015 mícrons (Enkenhus, 1957). A essa pressão, a vazão das bombas é de 1.000 litros/s, e a quantidade de vazamento é computada como $1.000 \times 0,015 = 15$ mícron . litro/seg. Como comparação, calculou-se que o vazamento produzido por um orifício de apenas 0,005 polegadas de diâmetro na parede do túnel seria de 50 mícron . litro/seg (Enkenhus, 1957). Smolderen e

Naveau (1964) também checaram o vazamento no túnel do VKIFD e constataram que esse é da ordem de 8 microns . litro/s, o que é plenamente satisfatório, pois representa menos de um milésimo da capacidade de bombeamento normal da instalação.

Existem vários métodos e equipamentos para fazer a detecção de vazamentos em um sistema de vácuo. O princípio geral de detecção consiste em embalar externamente a área onde se acredita que haja vazamento e preenchê-la com um gás apropriado. Se houver vazamento, o gás será detectado na saída das bombas de vácuo. Enkenhus (1957) utiliza um detector à base de freon que permite identificar rapidamente as áreas de vazamento. Em seguida, os pontos localizados de vazamento são encontrados através de uma sondagem ponto a ponto na área considerada.

Lewin (1965) aponta o mesmo procedimento para a detecção de vazamentos, porém utilizando hélio como o gás do envelope. Um espectrômetro de massa de alta sensibilidade, especialmente calibrado para detecção de hélio, é acoplado à saída das bombas de vácuo, e, para aumentar o limite de detecção, o hélio pode ser acumulado gradativamente no espectrômetro. Esse método permite a identificação de vazamentos até um limite típico de 10^{-7} microns . litros/s, que é mais do que suficiente para os propósitos de um túnel de baixa densidade.

Detalhes mais específicos a respeito de equipamentos de detecção de vazamentos podem ser encontrados em catálogos de firmas especializadas no assunto, tais como os catálogos da Edwards e da Leybold Heraeus.

CAPÍTULO 5

ASPECTOS COMPLEMENTARES

5.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão apresentados alguns aspectos de importância para o projeto de um túnel aerodinâmico de baixa densidade. Esses aspectos, somados aos itens vistos em capítulos precedentes, formam um quadro geral dos principais tópicos da pesquisa direcionada ao planejamento e projeto de facilidades experimentais destinados à investigação de escoamento de gases rarefeitos.

Deve-se salientar que a simulação em túnel dos fenômenos reais que ocorrem em um voo na alta atmosfera é impraticável, mas existe a possibilidade desses efeitos serem investigados separadamente através de adaptações apropriadas do equipamento. Essas adaptações requerem, às vezes, grandes modificações do sistema e isso deve ser incluído no planejamento, visando a construção de uma unidade operacional versátil. Exemplos de possíveis versões do túnel de baixa densidade seriam: adaptação para uso de técnica de feixe molecular e adaptação para ensaios com plasma. Embora esses tópicos apresentados neste trabalho, não se realiza um estudo específico a respeito da possibilidade de alteração do conjunto para atender a essas diferentes finalidades.

Apresentam-se também alguns aspectos relacionados ao cálculo do número de Knudsen e do número de Reynolds do escoamento, com o objetivo de fixar uma base elementar a partir da qual se pode estimar os limites de operação do túnel em termos desses parâmetros. Da mesma forma mostram-se algumas relações gerais que envolvem o limite de operação dos bocais.

Fazem-se ainda considerações a respeito de "outgassing" e dos requisitos fundamentais para a infra-estrutura dos equipamentos.

5.2 - CÁLCULO DOS NÚMEROS DE KNUDSEN E REYNOLDS DO ESCOAMENTO

Em densidades muito baixas, o parâmetro mais importante do escoamento é o número de Knudsen, Kn , definido por:

$$Kn = \frac{\lambda}{\ell} \quad (5.1)$$

onde λ é o caminho livre médio das moléculas e ℓ é uma dimensão característica do corpo sujeito ao escoamento.

A distância média entre colisões intermoleculares é dada por:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\pi}{2} \gamma} \frac{\nu}{a} \quad (5.2)$$

onde ν é a viscosidade cinemática e a é a velocidade do som. Assim, o número de Knudsen é obtido das Equações 5.1 e 5.2 como:

$$Kn = \sqrt{\frac{\pi}{2} \gamma} \frac{\nu}{\ell a} \quad (5.3)$$

O número de Knudsen pode ser convenientemente expresso em função do número de Mach e do número de Reynolds. Para tanto, considera-se a definição do número de Reynolds, Re_y :

$$Re_y = \frac{\rho u \ell}{\mu} = \frac{u \ell}{\nu} \quad (5.4)$$

Quando a velocidade u é escrita em termos do número de Mach e da velocidade do som, a Equação 5.4 conduz a:

$$\frac{\nu}{\ell a} = \frac{M}{Re_y} \quad (5.5)$$

As Equações 5.3 e 5.5 são combinadas para obter:

$$Kn = \sqrt{\frac{\pi}{2} \gamma} \frac{M}{Re_y} \quad (5.6)$$

A Equação 5.6 relaciona o número de Knudsen com os números de Mach e Reynolds. Para o ar ($\gamma = 1,4$) a Equação 5.6 resulta em:

$$Kn = 1,483 \frac{M}{Re_y} \quad (5.7)$$

Em escoamentos caracterizados pela presença de camada limite, a dimensão característica pode ser tomada como a espessura da camada limite e, nesse caso, o número de Knudsen é dado por:

$$Kn = \sqrt{\frac{\pi}{2} \gamma} \frac{M}{Re_y} \quad (5.8)$$

O número de Reynolds também pode ser colocado em uma forma mais conveniente a partir da Equação 5.4. Expressando a velocidade u em função do número de Mach e da velocidade do som, relacionando a densidade ρ à pressão e temperatura através da equação de estado, e utilizando a fórmula de Sutherland (Enkenhus, 1957) para a viscosidade dinâmica, μ :

$$\mu(T) = \mu_0 \left[\frac{1 + 216/T_0}{T/T_0 + 216/T_0} \right] \left[\frac{T}{T_0} \right]^{3/2} \quad (5.9)$$

onde T/T_0 é função do número de Mach, a Equação 5.4 transforma-se em:

$$Re_y = \frac{\rho \ell}{\mu_0} \left[\frac{\gamma}{R_g T_0} \right]^{1/2} \left[\frac{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{-1} + \frac{216}{T_0}}{1 + \frac{216}{T_0}} \right] \cdot M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^2 \quad (5.10)$$

onde μ_0 é a viscosidade dinâmica a uma temperatura de referência, T_0 , convenientemente tomada como a temperatura de estagnação do gás. Alguma dificuldade pode ser encontrada na determinação de viscosidade de gases em pressões muito baixas. Maiores informações podem ser obtidas em Johnston et alii (1951) ou Grieser e Goldthwaite (1963).

5.3 - PERFORMANCE DOS BOCAIS

Estabelecem-se algumas relações aproximadas para estimar o limite de operação dos locais (Enkenhus, 1957). Considera-se primeiramente a dependência da espessura de deslocamento, δ^* , e da espessura efetiva, δ , da camada limite em uma placa plana como função do número de Reynolds do escoamento, ou seja:

$$\frac{\delta b}{\delta a} = \frac{\delta^* b}{\delta^* a} = \sqrt{\frac{R_{ey a}}{R_{ey b}}} \quad (5.11)$$

onde os índices a e b referem-se a duas situações diferentes do mesmo escoamento.

A Expressão 5.11 é utilizada para prever o comportamento do fluxo em um bocal, sob diferentes condições analisadas a seguir.

5.3.1 - PERFORMANCE DE BOCAIS PROJETADOS PARA DIFERENTES PRESSÕES DE OPERAÇÃO

Considera-se aqui um bocal projetado para operar a uma pressão p_0 . O raio da seção isentrópica de saída desse bocal é r_{ie} , e a ordenada da parede na seção de saída, r_{we} , e dada por:

$$(r_{we})_a = r_{ie} + \delta^* a. \quad (5.12)$$

O raio, r_{ue} , da seção de fluxo uniforme na área de saída do bocal é dado por:

$$(r_{ue})_a = (r_{we})_a - \delta a, \quad (5.13)$$

onde δa é a espessura efetiva da camada limite à pressão p_a . As Equações 5.12 e 5.13 conduzem a:

$$(r_{ue})_a = (r_{ie}) - (\delta - \delta^*)_a. \quad (5.14)$$

Se um bocal similar é projetado para uma outra pressão de operação, p_b , então o comprimento desse bocal será o mesmo que para o bocal projetado para a pressão p_a , uma vez que as dimensões da região isentrópica do escoamento são funções da capacidade de bombeamento, que é a mesma nos dois casos. Assim, a Equação 5.10 fornece:

$$\frac{(R_{ey})_b}{(R_{ey})_a} = \frac{p_b}{p_a}. \quad (5.15)$$

A Equação 5.14, para o caso do bocal projetado para a pressão p_b , é:

$$(r_{ue})_b = r_{ie} - (\delta - \delta^*)_b. \quad (5.16)$$

As Equações 5.11, 5.14, 5.15 e 5.16 conduzem a:

$$(r_{ue})_b = (r_{ue})_a - (\delta - \delta^*)_a \left[\sqrt{\frac{p_a}{p_b}} - 1 \right]. \quad (5.17)$$

Os valores $(r_{ue})_a$, $(\delta - \delta^*)_a$ e p_a são conhecidos para o bocal projetado para a pressão p_a . Portanto, através da Equação 5.17, é possível fazer uma estimativa do valor da pressão de projeto, p_b , que resultaria em um bocal completamente preenchido pela camada limite.

5.3.2 - PERFORMANCE DE UM BOCAL QUE OPERA A UMA PRESSÃO DIFERENTE DA PRESSÃO DE PROJETO

Quando um bocal projetado para operar a uma pressão p_a opera a uma pressão $p_b \neq p_a$, o número de Mach na área de saída sofre uma variação. O número de Mach, $(M_e)_b$, para operação à pressão p_b pode ser estimado através da relação unidimensional entre áreas do escoamento isentrópico:

$$\frac{A_{ie}}{A_{it}} = \left[\frac{r_{we} - (\delta_e^*)_b}{r_{wt} (\delta_t^*)_b} \right]^2 = \frac{1}{(M_e)_b} \left\{ \frac{2}{\gamma+1} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} (M_e)_b^2 \right] \right\}^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}, \quad (5.18)$$

onde o índice t refere-se às condições na garganta do bocal.

Os valores de $(\delta_e^*)_b$ e $(\delta_t^*)_b$ são obtidos a partir da Equação 5.11. Supondo que a variação da espessura da camada limite com o número de Mach pode ser desprezada, pode-se substituir a Equação 5.15 na Equação 5.11, obtendo:

$$\frac{(\delta_e^*)_b}{(\delta_e^*)_a} = \frac{(\delta_t^*)_b}{(\delta_t^*)_a} = \sqrt{\frac{p_a}{p_b}}. \quad (5.19)$$

Assim, o número de Mach, $(M_e)_b$, é estimado pelas Equações 5.18 e 5.19.

Também é possível estimar a pressão limite de operação do bocal, calculando o valor de $(\delta_e)_b$ que torna $(r_{we} - (\delta_e)_b) = 0$.

5.4 - "OUTGASSING"

Um dos problemas frequentemente encontrados em sistemas de vácuo é o problema de "outgassing". Esse fenômeno consiste no fato de que a camada de gás adsorvida por uma superfície dissipa-se lentamente

sob pressão muito baixa. Isso afeta principalmente a utilização de sondas de pressão, que demandam não somente sensores de medida precisos e uma teoria para relacionar a pressão medida com os parâmetros do fluxo, como também uma cuidadosa análise da influência de "outgassing" sobre as medidas de pressão.

A taxa de "outgassing" depende do tipo da superfície, do seu estado de limpeza e do seu histórico prévio de pressão. Uma unidade conveniente para expressar a taxa de "outgassing" é (pressão x volume de gás/unidade de área/unidade de tempo). Valores típicos desta taxa no túnel de UTIA (Enkenhus, 1957) são da ordem de $0,5 \text{ mícron} \cdot \text{in/seg}$ após 15 minutos do início da evacuação do túnel, decaindo exponencialmente para um valor limite de $0,01 \text{ mícron} \cdot \text{in/seg}$, após 20 horas sob alto-vácuo (superfície limpa de vidro).

As medidas de pressão por sondas sofrem influência do "outgassing" em escoamento de baixa densidade. O gás que se dissipa da superfície interna da sonda e do sensor escoa para fora, causando um gradiente de pressão ao longo da sonda, que é proporcional à taxa de "outgassing" e depende da geometria do sistema. Enkenhus (1957) apresenta relações para a queda de pressão e para o tempo de resposta de um sistema formado por uma sonda de orifício, conectada diretamente ao sensor de pressão, conforme a Figura 5.1.

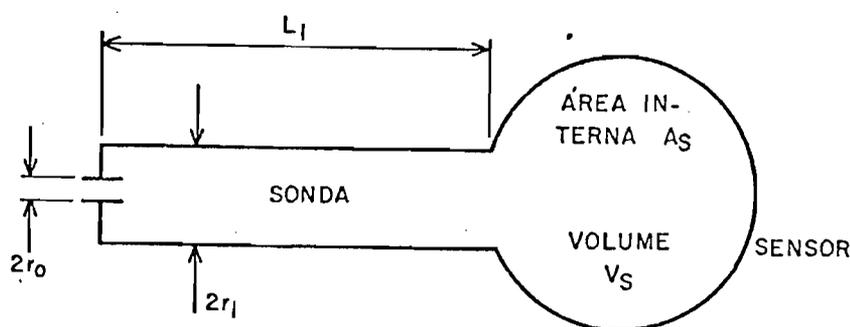


Fig. 5.1 - Sensor e sonda de pressão.

A queda de pressão e o tempo de resposta, t_r , para o sistema da Figura 5.1 em fluxo molecular são:

$$P_{\text{sensor}} - P = \frac{3}{4} \sqrt{2\pi R_g T} Q \left[\frac{8A_s}{3r_0^2} + \frac{A_s L_1}{r_1^3} + \frac{16\pi r_1 L_1}{3r_0^2} + \frac{\pi L_1^2}{r_1^2} \right], \quad (5.20)$$

$$t_r = \frac{3}{4} \sqrt{2\pi R_g T} \left[\frac{V_s L_1}{r_1^3} + \frac{8V_s}{3r_0^2} + \frac{8\pi r_1^2 L_1}{3r_0^2} + \frac{\pi L_1^2}{3r_1} \right], \quad (5.21)$$

onde Q é a taxa de "outgassing" e T é a temperatura do gás. Os outros parâmetros das Equações 5.23 e 5.24 são definidos na Figura 5.1.

Quando a sonda é acoplada ao sensor através de um tubo de comprimento L_2 e raio r_2 , a queda de pressão é dada por:

$$P_{\text{sensor}} - P = \frac{3}{4} \sqrt{2\pi R_g T} Q \left[\frac{A_s L_2}{r_2^3} + \frac{\pi L_2^2}{r_2^2} + \left(\frac{L_1}{r_1^3} + \frac{8}{3r_0^2} \right) (A_s + 2\pi r_1 L_1 + 2\pi r_2 L_2) - \frac{\pi L_1^2}{r_1^2} \right]. \quad (5.22)$$

Essa teoria pode ser utilizada para procurar tamanhos e geometrias de sondas e sensores de forma a minimizar o erro de medida devido ao "outgassing". Enkenhus (1957) mostra a vantagem de utilizar um sensor do tipo tubo em "U" acoplado a uma sonda de pressão de impacto, ao invés de utilizar um sensor McLeod. Outra aplicação da teoria é que a taxa de "outgassing" é proporcional à temperatura absoluta da superfície, e a queda de pressão pode ser bastante atenuada refrigerando a linha de conexão entre a sonda e o sensor.

Em termos do volume total do túnel, o fenômeno de "outgassing" influi consideravelmente no tempo de evacuação até que sejam estabelecidas as condições para o início dos ensaios. Uma forma de tentar reduzir os efeitos de "outgassing" nas paredes do túnel consiste

em aplicar uma tinta de características especiais sobre as superfícies internas das câmaras, de modo a diminuir o poder de adsorção dessas su perfícies. Uma análise relacionando a capacidade de bombeamento com o tempo de evacuação de um sistema de vácuo e onde se considera o efeito de "outgassing" pode ser vista no trabalho de Lewin (1965).

5.5 - TÉCNICA DE FEIXE MOLECULAR

A técnica de feixe molecular é apresentada a seguir, de acordo com a descrição de Boettcher et alii (1980).

Devido à impossibilidade de simulação de todos os parâmetros envolvidos no escoamento rarefeito sobre um satélite (número de Knudsen, velocidade, energia do fluxo, composição do gás e propriedades da superfície), dois tipos de facilidades experimentais são utilizadas no estudo da aerodinâmica de satélites no DFVLR:

- a) Túneis de baixa densidade para escoamento no regime molecular livre: essas facilidades são equipadas com microbalanças para medida de forças e instrumentação para medida de pressão, temperatura e transferência de calor. Esse equipamento, descrito em seções anteriores, permite a investigação dos seguintes fenômenos: medida dos coeficientes de acomodação de um modelo, influência de colisões múltiplas sobre o arrasto (modelos com superfície côncava), simulação direta do escoamento em torno de corpos de várias formas e medida de forças sobre modelos.
- b) Sistema para aplicação da técnica de feixe molecular: feixes moleculares permitem apenas o estudo da reflexão sobre modelos. As informações a respeito da interação gás-superfície podem ser bem detalhadas quando o fluxo molecular refletido a partir da superfície do modelo é analisado.

Duas dificuldades aplicam-se aos dois sistemas mencionados. Primeiramente, deve-se observar a dificuldade em produzir um escoamento

mento de partículas neutras que simule velocidade típica de um satélite (~ 7.700 m/s). Existem meios para tentar obter altas velocidades, tais como o uso de escoamento aquecidos a altas temperaturas. Resultados satisfatórios, no entanto, só foram obtidos com gases especiais como o hélio. Outro problema de difícil solução é relacionado à duplicação da composição real da atmosfera em grandes altitudes, com a mesma razão de velocidade para cada elemento da composição. Em escoamento molecular, esse problema pode ser parcialmente resolvido realizando ensaios separados para cada tipo de gás (nitrogênio, oxigênio, argônio, etc.). Esses problemas tornam muito difícil a obtenção, em facilidades experimentais, de informações sobre a dependência dos coeficientes de acomodação com a velocidade de um satélite.

A principal propriedade de um feixe molecular é que ele apresenta menores gradientes e maiores valores do caminho livre médio das moléculas do que em um jato. Isso possibilita um melhor conhecimento a respeito da interação gás-superfície. Porém apenas modelos de tamanho muito reduzido podem ser utilizados devido às pequenas dimensões do feixe, o que torna impraticável a determinação de outros parâmetros do escoamento, tais como forças aerodinâmicas ou transferência de calor. O feixe molecular é produzido a partir de um jato livre, onde colimadores permitem a passagem de apenas parte da região isentrópica do escoamento. Em geral dois colimadores são utilizados para a formação do feixe molecular. O primeiro colimador é posicionado na região do fluxo molecular, e o segundo colimador é utilizado para aumentar o caminho livre médio e a velocidade das moléculas. No túnel do DFVLR emprega-se um jato livre no regime contínuo, e a passagem através dos colimadores produz um feixe molecular apropriado para a investigação da interação gás-superfície sobre modelos.

A Figura 5.2 mostra a câmara de ensaio utilizada na produção de feixes moleculares no túnel do DFVLR. Os colimadores dividem a seção de ensaio em três câmaras que são bombeadas independentemente por uma bomba mecânica de rotação, uma bomba mecânica do tipo "roots" e uma bomba de difusão. Emprega-se ainda uma bomba criogênica para impedir o retorno, ao fluxo, das moléculas refletidas nas paredes.

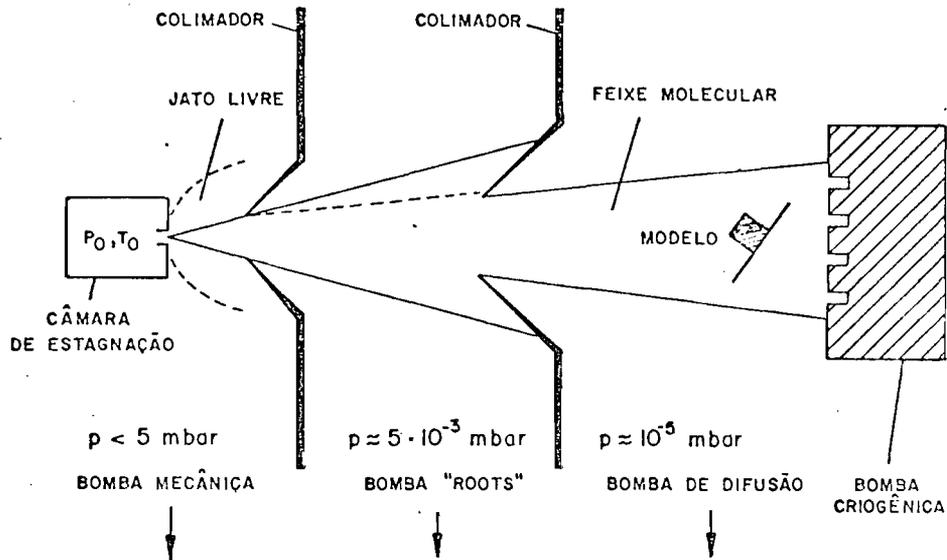


Fig. 5.2 - Esquema da produção de feixe molecular.

5.6 - TUNEL DE PLASMA

O estudo de fenômenos pertinentes ao voo na ionosfera é de grande interesse sob vários pontos de vista. O campo de pesquisa em escoamentos rarefeitos de alta energia inclui aspectos relacionados ao voo em grande altitude, tais como a reentrada na atmosfera e a influência do plasma sobre a propagação de ondas eletromagnéticas na região do escoamento em torno do corpo. Outro aspecto de importância diz respeito a determinação de forças resultantes da interação do campo elétrico em torno do corpo com o campo magnético da Terra. De um modo geral, a investigação prática da Física dos Plasmas pode ser realizada em facilidades experimentais semelhantes aos equipamentos utilizados para simulação de escoamento rarefeito de partículas neutras.

Um projeto preliminar de um túnel de plasma é desenvolvido por French e Muntz (1960) na Universidade de Toronto (UTIA), onde são estabelecidas as principais características de um equipamento desse tipo. Um jato de plasma é produzido por um arco voltaico de alta energia que pode atingir temperaturas da ordem de 10000°K . O sistema de bombeamento desse túnel emprega bombas criogênicas que condensam os gases após um pré-resfriamento do fluxo.

Maiores detalhes sobre os problemas relativos à aerodinâmica de partículas carregadas na ionosfera e os meios de simulação em laboratório podem ser encontrados em trabalhos como os de Cox e Clayden (1964), Clayden (1964) e Hester e Sonin (1970), que discutem a influência do escoamento de plasma sobre um corpo que se move na ionosfera e estabelecem os requisitos fundamentais para a reprodução desses fenômenos em facilidades experimentais.

5.7 - INFRA-ESTRUTURA

A infra-estrutura básica necessária à implantação de um túnel de baixa densidade deve dispor de uma fonte de potência elétrica suficiente para o funcionamento das bombas e dos equipamentos periféricos, bem como de uma instalação hidráulica para fornecer água para a refrigeração das bombas. Valores típicos de potência e vazão de água para as bombas escolhidas na Seção 2.3 são: 22,5 Kw e 2250 litros/hora (20°C) para a bomba de difusão modelo 30B5A e 22 Kw e 800 litros/hora (20°C) para a bomba mecânica modelo ES 7500. Exige-se também que o túnel se apoie em fundações sólidas para reduzir o problema de vibração que pode prejudicar as medidas. Outro requisito é que a infra-estrutura deve prover espaço amplo para a instalação dos equipamentos, de modo a facilitar possíveis expansões ou modificações no arranjo dos sistemas.

Um detalhamento da infra-estrutura só é possível na fase final de projeto do túnel. Nessa fase, deve-se levar em consideração os aspectos relacionados ao planejamento para futuro desenvolvimento das facilidades experimentais, de forma a garantir uma certa versatilidade da infraestrutura.

CAPÍTULO 6

CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES

6.1 - INTRODUÇÃO

As características aerodinâmicas do voo na alta atmosfera podem ser bem determinadas através de análise teórica complementada por dados experimentais obtidos em túnel de baixa densidade. Apesar das dificuldades presentes, tanto no desenvolvimento teórico quanto na investigação experimental, resultados bastante satisfatórios têm sido obtidos na área de aerodinâmica de gases rarefeitos, e um programa de desenvolvimento nesse setor mostra-se plenamente viável. Soluções para problemas relacionados à aerodinâmica de satélites têm sido encontradas com sucesso em vários casos como na determinação de forças sobre satélites (Legge, 1979; Boettcher and Legge, 1980; Boettcher et alii 1980), na análise de arrasto, transferência de calor e interação gás-superfície (Belomo et alii, 1982) e na análise de empuxo e contaminação de micromotores para controle de atitude de satélites (Legge and Boettcher, 1982; Boettcher et alii, 1982). Esses exemplos caracterizam bem a importância da investigação experimental como suporte da análise teórica visando a solução de problemas relativos à mecânica dos fluídos em atmosfera rarefeita.

O desenvolvimento de um túnel de baixa densidade deve ater-se a um planejamento amplo que envolva todo o programa de pesquisa com finalidades bem definidas. O objetivo deste capítulo é apresentar as principais dificuldades e aspectos de interesse no campo da aerodinâmica de satélites, dentro de um contexto geral. Apresenta-se também uma proposta para um programa de pesquisa nessa área.

6.2 - SINOPSE DOS ASPECTOS DE INTERESSE E DIFICULDADES RELACIONADAS À AERODINÂMICA DE SATÉLITES

Boettcher (1983a) faz uma síntese dos principais aspectos e dificuldades relativas à aerodinâmica de satélites. Uma classificação geral dos fenômenos aerodinâmicos que podem afetar a operação de um satélite é mostrada na Tabela 6.1

TABELA 6.1

CLASSIFICAÇÃO DOS FENÔMENOS AERODINÂMICOS SOBRE SATÉLITES

EFEITO DE ESCOAMENTO	EFEITO SOBRE O SATÉLITE	ALTITUDE
Atmosfera	Forças aerodinâmicas, momentos aerodinâmicos, cargas térmicas, dispersão de gases	$h < 1000$ Km
Equipamento de bordo: - fontes controláveis (motores e equipamentos onde há escape de gases). - fontes não-controláveis (vazamentos, "outgassing", etc.)	Forças, momentos, cargas térmicas, dispersão e contaminação causadas por interação de pluma com superfície. Contaminação	$h < 00$

Os efeitos aerodinâmicos têm influência significativa sobre o projeto, utilização e operação de satélites. As forças de sustentação e arrasto têm influência sobre o tempo de vida e a órbita do satélite, o que afeta a utilização, projeto de sistemas e rastreamento. Os momentos aerodinâmicos influenciam principalmente a atitude do satélite e, conseqüentemente, o projeto e operação do sistema de controle de atitude. O aquecimento aerodinâmico também afeta a performance e o projeto

de sistemas, acrescentando dificuldades na análise de dissipação interna de calor dos equipamentos. A dispersão de gases provenientes da atmosfera ou de fontes a bordo podem causar contaminação e degradação de componentes sensíveis como células solares e instrumentos ópticos.

A investigação teórica e experimental desses fenômenos é dificultada por vários motivos, onde se destacam os seguintes:

- a) Conhecimento incompleto sobre as condições de alta atmosfera, tais como: densidade, temperatura, composição, etc. A falta de dados é agravada pela variação desses parâmetros com a altitude, tempo, estação do ano, atividade solar, campo magnético, coordenadas geográficas, etc.
- b) Dificuldade de modelamento da interação gás-superfície devido ao grande número de fatores envolvidos que são: distribuição de velocidade das partículas refletidas dependendo da natureza do gás; energia das partículas; ângulo de impacto; material e estado da superfície; variação das condições da superfície devido à contaminação (atmosfera, motores, "outgassing"); condensação/evaporação (sombras orbitais, fases solares); reações químicas (incidência de partículas de alta energia); e degradação (radiação, flutuação de cargas térmicas).
- c) Investigação em túnel de baixa densidade dificuldades por: impraticabilidade de duplicação dos parâmetros do escoamento e composição de gases, impossibilidade de medidas precisas em densidades muito baixas, ocorrência de fenômenos inerentes ao equipamento experimental, dificuldades na confecção de modelos que representem bem o caso real.
- d) Análises teórica e experimental dificultadas no caso de corpos de geometria complexa.

- e) Dificuldades para incluir os efeitos relativos ao escoamento de partículas ionizadas (plasma).

É evidente que não é possível realizar um tratamento teórico ou experimental que envolva todos os aspectos mencionados. Parece que a única forma eficiente de análise consiste em tratar do mesmo problema sob os vários aspectos e superpor os resultados, ou então considerar apenas o efeito de maior interesse.

6.3 - PROPOSTA PARA PROGRAMA DE PESQUISA EM AERODINÂMICA DE GASES RARE FEITOS

Os itens prioritários para desenvolvimento de problemas no campo de aerodinâmica de satélites, de acordo com a necessidade requerida pelos projetos em andamento no Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE) são:

- a) Formação de um banco de dados que inclui referências bibliográficas sobre o assunto, documentação e "software".
- b) Desenvolvimento de "software" para determinação de forças e momentos aerodinâmicos sobre corpos de geometria côncava e convexa.
- c) Pesquisa e desenvolvimento da interação gás-superfície produzida por motores de controle de atitude de satélites.
- d) Avaliação de projeto de facilidades experimentais.
- e) Desenvolvimento e intercâmbio de informações com outros institutos em regime de cooperação mútua.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRÃO, R.B.; VENKATARAMAN, N.S. *Supersonic nozzle design for a low density wind tunnel*. São José dos Campos, INPE, maio 1983. (INPE-2753-PRE/329). Apresentado no 7º Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Uberlândia, 13-16 dez. 1983.
- ANDERSON, J.B.; ANDRES, R.P.; FENN, J.B.; MAISE, G. Studies of low density supersonic jets. In: de LEEUW, J.H. ed. *Rarefied gas dynamics*. New York, academic, 1966. p.106-127. (Advances in applied mechanics, 2, supp. 3).
- ASHKENAS, H.; SHERMAN, F.S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. In: LEEUW, J.H. de ed. *Rarefied gas dynamics*. New York, academic, 1966. p. 84-105. (Advances in applied mechanics, 2, supp. 3).
- BACKER, G.H. *Design and performance of an adjustable two-dimensional nozzle with boundary layer correction*. Berkeley, CAL, University of California, 1952. (HE-150-97).
- BELLOMO, N.; DANKERT, C.; LEGGE, H.; MONACO, R. *Drag, Heat flux, and recovery factor measurements in free molecular hypersonic flow and gas-surface interaction analysis*. Göttingen, West Germany, DFVLR, 1982.
- BOETTCHER, R.D. *Aerodinâmica de satélites*. São José dos Campos, 1983. Comunicação pessoal a R.B. Abrão, em jun. 1983a.
- *Modelling gas-surface interaction*. Göttingen, West Germany, DFVLR, 1978. (Report 252-78 H 08).
- *Satellite aerodynamics*. Göttingen West Germany, DFVLR, 1983. Material prepared for lectures at the Instituto de Pesquisas Espaciais-INPE, São José dos Campos, Jun. 1983b.
- BOETTCHER, R.D.; DETTLEFF, G.; KOPPENWALLNER, G.; LEGGE, H. *A study of rocket exhaust plumes and impingement effects on spacecraft surfaces*. Göttingen, West Germany, DFVLR, 1982. (Report IB 222-83 A 11).

- BOETTCHER, R.D.; LEGGE, H. Determination of aerodynamic forces on satellites by theory and wind tunnel experiments. *Acta Astronautica*; 7(3):255-267, 1980.
- BOETTCHER, R.D.; KOPPENALLNER, G.; LEGGE, H. Investigations of satellite aerodynamics. *ESA Journal*, 4(4):357-370, 1980.
- BOGDAN, L. *Experimental investigations of low density plumes*. Buffalo, NY, Cornell Aeronautical Laboratory, 1970. (CAL Report n° AA-2794-Y-1).
- BOTTORFF, M.R.; ROGERS, K.W. *Theoretical and experimental investigation of boundary layer control in low-density nozzles by wall suction and cooling*. Washington, DC, NASA, 1964. (NASA TMX.53008).
- BRUN, E.A. Sur quelques nouvelles installations a basse densité et leur activité. In: AGARD-NATO SPECIALISTS' MEETING. *The fluid dynamics aspects of space flight*; Proceedings, Marseille, France, April 20-24, 1964. New York, Gordon and Breach Science, c 1966, p.117-125.
- CLAYDEN, W.A. Facilities to simulate the aerodynamics of charged particles in the ionosphere. In: AGARD-NATO SPECIALISTS' MEETING. *The fluid dynamics aspects of space flight*; Proceedings, Marseille, France, April 20-24, 1964. New York, Gordon and Breach science, 1966, p.75-93.
- CLEMENT, W.D.; COLLINS Jr., J.A. Modification of supersonic flow fields under near space conditions by cryopumping. In: AGARD-NATO SPECIALISTS' MEETING. *Fluid Dynamic Aspects of Space Flight*; Meeting held Marseille, Apr. 20.24, 1964. New York, Gordon and Breach Science, c 1966. v.1, p. 223-224.
- COHEN, C.B.; RESHOTKO, E. *Similar solutions for the compressible laminar boundary layer with heat transfer and pressure gradient*. Cleveland, Lewis Flight propulsion Laboratory, 1955. (Report 1293).

- COHEN, C.B.; RESHOTKO, E. *The compressible laminar boundary layer with heat transfer and arbitrary pressure gradient*. Cleveland, Lewis Flight propulsion laboratory, 1955. (Report 1294).
- COX, R.N.; CLAYDEN, W.A. Interaction of rockets and satellites with the ionosphere. In: AGARD-NATO SPECIALISTS' MEETING. *The fluid dynamics aspects of space flight*; Proceedings, Marseille, France April 20-24. New York, France, April 20-24, 1964. New York, Gordon and Breach Science, c 1966, p. 63-74.
- CUFFEL, R.F.; BACK, L.H.; MASSIER, P.F. Transonic flowfield in a supersonic nozzle with small throat radius of curvature. *AIAA Journal*, 7(7):1364-1366, July, 1969.
- DUTTON, J.C.; ADDY, A.L. Transonic flow in the throat region of annular supersonic nozzles. *AIAA Journal*, 20(9):1236-1243, sept. 1982.
- DUTTON, J.C.; ADDY, A.L. Transonic flow in the throat region of axisymmetric nozzles. *AIAA Journal*, 19(6):801-804, June 1981.
- EMERSON, D.E.; SCHAAF, S.A. *Performance of a supersonic nozzle in the rarefied gas dynamics regime*. Berkeley, University of California, 1950. (HE-150.72).
- ENKENHUS, K.R. *The design, instrumentation and operation of the UTIA low density wind tunnel*. Toronto, Canada, University of Toronto, 1957. (UTIA Report n^o 44).
- FOLSON, R.G.; KANE, E.D. *Steam jet drive for small low pressure wind tunnels*. Berkeley, University of California, 1947. (HE-150-9).
- FRENCH, J.B.; MUNTZ, E.P. *Design study of the UTIA low density plasma tunnel*. Toronto, Canada, University of Toronto, 1960. (UTIA TN 34).
- GRIESER, D.R.; GOLDTHWAITE, W.H. *Experimental determination of the viscosity of air in the gaseous state at low temperatures and pressures*. Tullahoma, Arnold Engineering Development Center, 1963. (TDR-63-143).

- HEFER, G. *Die zweite meßstrecke des hypersonischen vakuumwindkanals der AVA - banbeschreibung und betriebsverhalten.* Göttingen, West Germany, DFVLR, 1970. (DIR FB 70-42).
- HESTER, S.D.; SONIN, A.A. A laboratory study of the wakes of ionospheric satellites. *AIAA Journal*, 8(6):1090-1098, june 1970
- HUGHES, R.T. *Laminar flow in converging nozzles.* Berkeley, University of California, 1948. (HE-150-45).
- JOHNSTON, H.L.; MATTOX, R.W.; POWERS, R.W. *Viscosities of air and nitrogen at low pressures.* Washington, DC, NACA, 1951. (NACA TN 2546).
- KANE, E.D. *Notes on performance comparison methods for supersonic wind tunnel diffusers.* Berkeley, University of California, 1947. (HE-150-18).
- KANE, E.D.; CHAMBRÉ, P.L.; SCHAAF, S.A. *Supersonic nozzle designs for low pressure gas flows.* Berkeley, University of California, 1948. (HE-150-48).
- KANE, E.D.; EMERSON, D.E. *Construction and operation of a small low density supersonic wind tunnel.* Berkeley, CA, University of California, 1949. (HE-150-56).
- KANE, E.D.; MASLACH, G.J. *Impact-pressure interpretation in a rarefield gas at supersonic speeds.* Washington, DC, NACA, 1950. (NACA TN 2210).
- KLIEGGEL, J.R.; LEVINE, J.N. Transonic flow in small throat radius of curvature nozzles. *AIAA Journal*, 7(7):1375-1378, july 1969.
- KUNKEL, W.B.; TALBOT, L. *Ion tracer technique for air speed, measurement at low densities.* Washington, DC, NACA, 1954. (NACA TN 3177).
- LEGGE, H. *Entwurfsgrundlagen und banbeschreibung der dritten meßstrecke des hypersonischen windkanals für kleine gasdichten der DFVLR - AVA in Göttingen.* Göttingen, West Germany, DFVLR, 1971. (DLR FB 71-84).

- LEGGE, H. *Wind tunnel experiments and approximate theory on the drag of the TDIA satellite*. Göttingen, West Germany, DFVLR, 1979. (DFVLR-AVA Rep. IB 251-79 A 12).
- LEGGE, H.; BOETTCHER, R.D. *Modelling control thruster plume flow and impingement*. Göttingen, West Germany, DFVLR, 1982.
- LEWIN, G. *Fundamentals of vacuum science and technology*. New York, Mac Graw-Hill, 1965. cap. 5. p, 87-124.
- MAC GREGOR, F. *Edwards vacuum products*. England, Westerham, 1980.
- MUNTZ, E.P. The direct measurement of velocity distribution functions
In: LEEUW, J.H. de. ed. *Rarified gas dynamics*. New York, academic, 1966. p.128-150. (Advances in applied mechanics, 2, supp. 3).
- MURCH, C.K.; BROADWELL, J.E.; SILVER, A.H.; MARCISZ, T.J. Performance losses in low-Reynolds - number nozzles. *Journal of spacecraft*, 5(9):1090-1094, sept. 1968.
- OWEN, J.M.; SHERMAN, F.S. *Design and testing of a mach 4 axially symmetric nozzle for rarefied gas flows*. Berkeley, CA, University of California, 1952. (HE-150-104).
- PILNY, M.J. *A small pirani gage for measurements of nonsteady low pressures*. Washington, DC, NACA, 1953. (NACA TN 2946).
- POTTER, J.L.; CARDEN, W.H. *Design of axisymmetric contoured nozzles for laminar hypersonic flow*. *Journal of spacecraft*, 5(9):1095-1100, sept. 1968.
- ROBERTSON, S.J. *Method-of-characteristics solution of rarefied monatomic gaseous jet expansion into a vacuum*. Huntsville, Lockheed missiles and space company, 1969. (LMSC/HREC D 1 48961).
- ROGERS, K.W.; WAINWRIGHT, J.B.; TOURYAN, K.J. Impact and static pressure measurements in High speed flows with transitional Knudsen numbers. In: LEEUW, J.H. de ed. *Rarefied gas dynamic*. New York, academic, 1966. p. 151-174. (Advances in applied mechanics, 2, supp. 3).

- SCHAAF, S.A. *Viscosity effects in wind tunnel n° 2*. Berkeley, University of California, 1947. (HE-150-16).
- *An axially symmetric nozzle with boundary layer correction*. Berkeley, University of California, 1949. (HE-150-58).
- *Rarified gas dynamics*. *Applied Mechanics Reviews*, 9(10):413-415, oct, 1956.
- SCHAAF, S.A.; HORNING, D.O.; KANE, E.D. *Design and initial operation of a low density supersonic wind tunnel*. Berkeley, University of California, 1949. (HE-150-62).
- SHAPIRO, A.H. *Dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. New York, John Wiley, 1954. cap. 17, v.2, p. 651-699.
- SMOLDEREN, J.J.; NAVEAU, J. The VKIFD low density wind tunnel. In: AGARD-NATO SPECIALISTS' MEETING. *The fluid dynamics aspects of space flight*; Proceedings, Marseille, France, april 20-24, 1964. New York, Gordon and Breach Science, c 1966, p. 127-137.
- STALDER, J.R.; GOODWIN, G.; CREAGER, M.O. *A comparison of theory and experiment for high speed free molecule flow*. Moffett field, Ames aeronautical laboratory, 1950. (NACA TN 2244).
- TALBOT, L. *A mach 3.106 two-dimensional adjustable nozzle for low density flow (NO.10 nozzle)*. Berkeley, CA, University California, Institute of Engineering Research, 1954 a (Report NO.HE-150-120).
- TALBOT, L. *Viscosity corrections to cone probes in rarefield supersonic flow at a nominal mach number of 4*. Washington, DC, NACA, 1954b. (NACA-TN 3219).
- WILLIAMS, T.N.; BENSON, J.M. *Preliminary investigation of the use of afterglow for visualizing low-density compressible flows*. Washington, DC, NACA, 1949. (NACA TN 1900).
- WVEST, W.; KOPPENWALLNER, G.; HEFER, G.; LEGGE, H. *Der hypersonische vakuumbindkanal der aerodynamischen versuchsanstalt Göttingen*. Göttingen, West Germany, DFVLR, 1969.

APÊNDICE A

ESCOLHA DOS PONTOS INICIAIS PARA A CONSTRUÇÃO DA MALHA DE CARACTERÍSTICAS

As condições de contorno para o desenvolvimento da malha de características do escoamento no bocal são tomadas como pontos sobre: o eixo de simetria, a reta $z = \epsilon$ e a linha de Mach a partir do ponto $z = b$ sobre o eixo z . Uma vez que se requer uma boa precisão na região onde as características são mais curvas (proximidades da garganta), especifica-se que os pontos sobre o eixo de simetria sejam tomados de forma que a malha de características seja fina na região da garganta. Para tanto, impõe-se que a primeira carreira de pontos, calculados a partir dos pontos iniciais sobre o eixo z , situe-se sobre uma linha de corrente do escoamento. Essa linha de corrente pode ser aproximada dividindo o raio da garganta e o raio da seção de saída em um mesmo número de intervalos e ligando os pontos correspondentes. A Figura A.1 mostra a linha de corrente que define os pontos iniciais sobre o eixo de simetria.

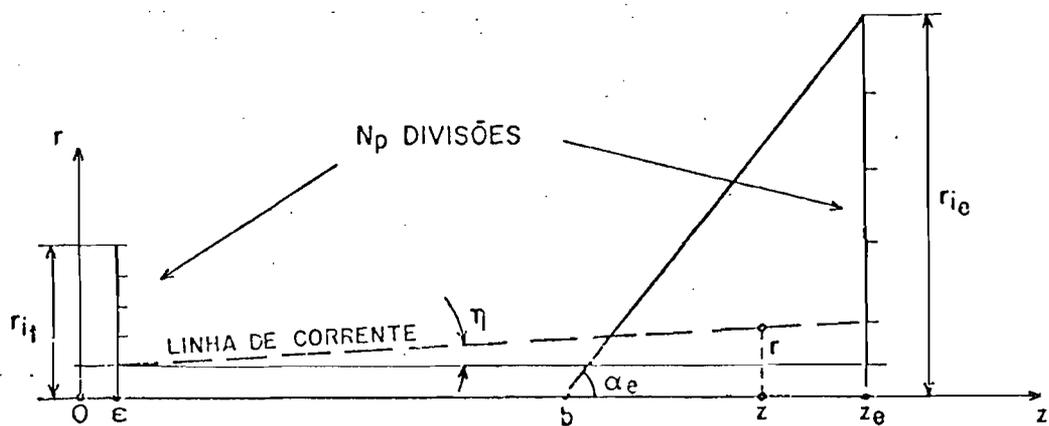


Fig. A.1 - Geometria utilizada para a escolha dos pontos iniciais sobre o eixo de simetria.

Através da geometria mostrada na Figura A.1, a equação que define a linha de corrente pode ser encontrada. Se as dimensões r e z forem adimensionalizadas por r_{it} , então a distância $(Z_e - b)$ é:

$$(Z_e - b) = \frac{R_{ie}}{\tan \alpha_e} = R_{ie} \cotan \alpha_e \quad (A.1)$$

onde α_e é dado por:

$$\alpha_e = \text{sen}^{-1} \left(\frac{1}{M_e} \right). \quad (A.2)$$

O ângulo η entre a linha de corrente e o eixo z é calculado na forma:

$$\tan \eta = \frac{\frac{R_{ie}}{Np} - \frac{R_{it}}{Np}}{b - \epsilon + (Z_e - b)} = \frac{\frac{R_{ie}}{Np} + \frac{1}{Np}}{b - \epsilon + R_{ie} \cotan \alpha_e} \quad (A.3)$$

O ângulo η , relacionado a um ponto (z, r) da linha de corrente, conduz a:

$$\tan \eta = \frac{R - \frac{1}{Np}}{Z - \epsilon}. \quad (A.4)$$

As Equações A.3 e A.4 podem ser combinadas para obter a equação da linha de corrente da Figura A.1.

$$R = \frac{1}{Np} \left[\frac{(Z - \epsilon) (R_{ie} - 1)}{b - \epsilon + R_{ie} \cotan \alpha_e} + 1 \right] \quad (A.5)$$

Na Equação A.5, utiliza-se o valor aproximado de R_{ie} , obtido através da relação unidimensional entre áreas do escoamento, que é:

$$\frac{A_e}{A_t} = \frac{r_{ie}^2}{r_{it}^2} = R_{ie}^2 = \frac{1}{M_e} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \right) \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (A.6)$$

A carreira de pontos determinada a partir dos pontos iniciais no eixo z deve localizar-se na linha de corrente dada pela Equação A.5. Isso significa que as características que passam por dois pontos vizinhos sobre o eixo de simetria devem interceptar-se em um ponto pertencente à linha de corrente. Considera-se na Figura A.2 o processo de cálculo de um ponto inicial no eixo z , conhecido um ponto vizinho.

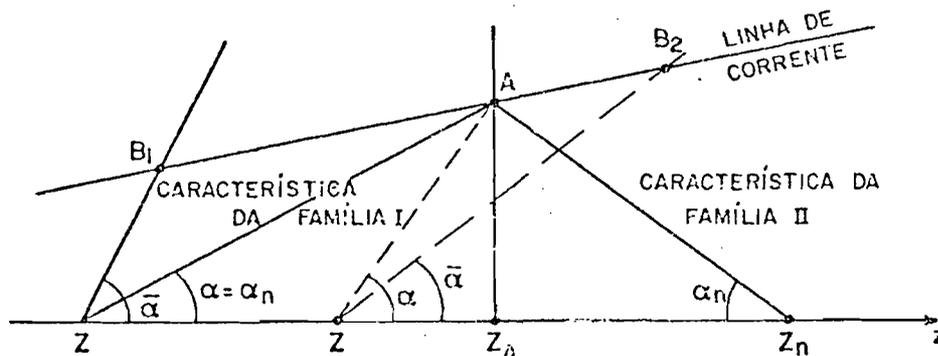


Fig. A.2 - Processo de determinação dos pontos iniciais sobre o eixo de simetria.

Se o ponto Z_n é conhecido, então o número de Mach, M_n , nesse ponto, é determinado pela Equação 3.50, e o ângulo α_n é dado por:

$$\alpha_n = \text{sen}^{-1} \left(\frac{1}{M_n} \right). \quad (A.7)$$

Uma vez que a linha de corrente \bar{e} conhecida pela Equação A.5, encontra-se o ponto A na intersecção da característica que passa por Z_n com a linha de corrente. Supõe-se então que a característica da família I passando pelo ponto vizinho, Z_{n+1} , forma um ângulo $\alpha = \alpha_n$ com o eixo z e, assim, esse ponto fica determinado, pois \bar{e} é simétrico ao ponto Z_n em relação ao ponto Z_A . Mas no ponto Z, o número de Mach é diferente de M_n . O número de Mach em Z também é obtido da Equação 3.50, e a característica da família I que passa por Z forma um ângulo $\bar{\alpha}$ com o eixo Z. Esse ângulo é dado por

$$\bar{\alpha} = \text{sen}^{-1} \left(\frac{1}{M} \right) \quad (\text{A.8})$$

onde M é o número de Mach em Z.

Visto que M é menor que M_n , então $\bar{\alpha}$ será maior que α_n e, portanto, a característica que passa por Z intercepta a linha de corrente em um ponto B_1 à esquerda do ponto A (Figura A.2). Deseja-se encontrar um ponto Z cuja característica passe pelo ponto A. Esse ponto localiza-se à direita da primeira localização considerada para o ponto Z. Nessa segunda tentativa, encontra-se um ponto Z a partir de um ângulo α que é a média entre $\bar{\alpha}$ e α da primeira tentativa. Essa média é utilizada para encontrar geometricamente o segundo ponto Z, cuja característica deve passar pelo ponto A. Quando se determina o ângulo $\bar{\alpha}$ para esse novo ponto, encontra-se um ponto B_2 à direita do ponto A como intersecção da característica com a linha de corrente. O processo se repete até que o ponto Z, cuja característica passa pelo ponto A, seja determinado.

O processo inicia-se no ponto $Z = b$ que é um ponto inicial para a malha de características. Determina-se assim um ponto vizinho, de forma que um ponto gerado a partir desses dois pontos esteja localizado na linha de corrente. O ponto vizinho ao ponto $Z = b$ é então utilizado para determinar um terceiro ponto e assim por diante. Na região da garganta, os pontos iniciais da malha são tão próximos que a localização

do último ponto pode situar-se exatamente no ponto $Z = \epsilon$, ou ainda, se a localização do último ponto for à esquerda do ponto $Z = \epsilon$, então reescalenam-se todos os pontos de forma que o último deles situe-se em $Z = \epsilon$. Isso não modifica significativamente a configuração da malha de características, visto que o deslocamento de cada ponto é muito pequeno (a diferença entre a localização do último ponto e o ponto $Z = \epsilon$ é diluída entre todos os pontos entre $Z = \epsilon$ e $Z = b$, com exceção dos pontos extremos).

Os pontos iniciais sobre a linha de Mach com origem em $Z = b$ são tomados de forma equidistante, onde a distância entre dois pontos quaisquer é igual à distância entre o ponto $Z = b$ e o ponto imediatamente vizinho no eixo de simetria.

A malha de características é construída a partir dos pontos iniciais sobre o eixo Z e sobre a linha de Mach. As características da família II, que partem dos pontos à extrema esquerda, interceptam a linha $Z = \epsilon$ e definem assim os pontos limites à esquerda da malha, uma vez que as propriedades do escoamento são conhecidas na reta $Z = \epsilon$ (análise de pequenas perturbações).

A malha de características construída dessa forma pode ser vista na Figura 3.4.

APÊNDICE B

COORDENADAS DE CONTORNO ISENTRÓPICO E DA PAREDE DE UM BOCAL PARA $M_e = 4$

A Tabela B.1 mostra as coordenadas do contorno isentrópico (Z_i, R_i) e do contorno da parede (Z_w, R_w) adimensionalizadas por r_{it} , para um bocal projetado com os seguintes dados:

$$M_e = 4$$

$$P_e = 11,33 \text{ N/m}^2 \text{ (85 microns)}$$

$$T_o = 297^{\circ}\text{K}$$

$$T_w/T_o = 1$$

$$r_{it}/R_{ct} = 1/5$$

$$b = 16$$

$$\epsilon = 0,1$$

$$N_p = 15$$

O sistema de coordenadas tem origem na garganta do bocal.

TABELA B.1

COORDENADAS DE UM BOCAL AXISIMÉTRICO PARA $M_e = 4$

ESTAÇÃO	Z_i	R_i	Z_w	R_w
1	0.000	1.000	0.000	1.021
2	0.011	1.000	0.011	1.021
3	0.022	1.000	0.022	1.021
4	0.033	1.000	0.033	1.021
5	0.044	1.000	0.044	1.021
6	0.055	1.000	0.055	1.022

(Continua)

Tabela B.1 - Continuação

ESTAÇÃO	Z_i	R_i	Z_w	R_w
7	0.066	1.001	0.066	1.022
8	0.077	1.001	0.077	1.022
9	0.088	1.001	0.088	1.023
10	0.099	1.001	0.099	1.023
11	0.110	1.002	0.110	1.023
12	0.121	1.002	0.121	1.024
13	0.132	1.002	0.132	1.024
14	0.143	1.002	0.143	1.025
15	0.155	1.003	0.154	1.025
16	0.166	1.003	0.165	1.026
17	0.177	1.004	0.176	1.026
18	0.188	1.004	0.187	1.027
19	0.199	1.005	0.198	1.028
20	0.210	1.005	0.209	1.028
21	0.220	1.006	0.219	1.029
22	0.243	1.007	0.242	1.030
23	0.268	1.008	0.267	1.032
24	0.296	1.009	0.294	1.034
25	0.326	1.011	0.324	1.036
26	0.358	1.013	0.357	1.038
27	0.393	1.016	0.391	1.041
28	0.431	1.019	0.429	1.045
29	0.471	1.022	0.469	1.048
30	0.514	1.025	0.512	1.053
31	0.560	1.030	0.557	1.057
32	0.609	1.034	0.606	1.063
33	0.660	1.040	0.657	1.069
34	0.715	1.045	0.711	1.075
35	0.772	1.052	0.769	1.083
36	0.833	1.059	0.829	1.091
37	0.897	1.067	0.893	1.100

(Continua)

Tabela B.1 - Continuação

ESTAÇÃO	Z_i	R_i	Z_w	R_w
38	0.965	1.076	0.960	1.110
39	1.036	1.086	1.031	1.121
40	1.110	1.096	1.105	1.133
41	1.188	1.108	1.183	1.146
42	1.270	1.120	1.264	1.160
43	1.356	1.134	1.350	1.175
44	1.446	1.149	1.439	1.191
45	1.541	1.165	1.533	1.209
46	1.639	1.182	1.631	1.228
47	1.742	1.200	1.733	1.249
48	1.850	1.220	1.840	1.271
49	1.962	1.241	1.952	1.295
50	2.080	1.263	2.069	1.320
51	2.202	1.287	2.191	1.347
52	2.330	1.312	2.318	1.375
53	2.464	1.339	2.450	1.405
54	2.603	1.367	2.589	1.437
55	2.748	1.396	2.733	1.471
56	2.900	1.428	2.883	1.506
57	3.057	1.460	3.040	1.544
58	3.222	1.494	3.203	1.583
59	3.393	1.530	3.373	1.624
60	3.751	1.567	3.550	1.667
61	3.756	1.606	3.735	1.711
62	3.950	1.645	3.927	1.758
63	4.151	1.687	4.126	1.806
64	4.360	1.729	4.334	1.856
65	4.577	1.773	4.550	1.907
66	4.804	1.818	4.776	1.960
67	5.039	1.864	5.010	2.015
68	5.283	1.911	5.253	2.071

(Continua)

Tabela B.1 - Continuação

ESTAÇÃO	Z_i	R_i	Z_w	R_w
69	5.538	1.959	5.506	2.129
70	5.802	2.007	5.769	2.188
71	6.076	2.057	6.042	2.248
72	6.361	2.106	6.326	2.309
73	6.657	2.157	6.621	2.371
74	6.963	2.207	6.927	2.434
75	7.282	2.258	7.244	2.498
76	7.612	2.309	7.573	2.562
77	7.954	2.359	7.915	2.627
78	8.308	2.410	8.269	2.692
79	8.676	2.460	8.636	2.758
80	9.056	2.509	9.016	2.823
81	9.449	2.558	9.409	2.889
82	9.856	2.606	9.816	2.955
83	10.276	2.653	10.236	3.020
84	10.711	2.700	10.671	3.085
85	11.159	2.745	11.119	3.150
86	11.621	2.788	11.582	3.214
87	12.098	2.830	12.059	3.277
88	12.588	2.871	12.551	3.339
89	13.093	2.910	13.057	3.401
90	13.612	2.947	13.576	3.461
91	14.145	2.982	14.111	3.520
92	14.691	3.015	14.658	3.577
93	15.251	3.047	15.220	3.633
94	15.823	3.076	15.793	3.688
95	16.374	3.101	16.346	3.737
96	16.638	3.113	16.611	3.761
97	16.902	3.123	16.875	3.783
98	17.166	3.134	17.140	3.804
99	17.430	3.143	17.405	3.825

(Continua)

Tabela B.1 - Continuação

ESTAÇÃO	Z_i	R_i	Z_w	R_w
100	17.694	3.153	17.670	3.847
101	17.958	3.162	17.935	3.868
102	18.222	3.170	18.200	3.887
103	18.486	3.178	18.465	3.905
104	18.750	3.185	18.730	3.924
105	19.014	3.192	18.995	3.944
106	19.278	3.199	19.259	3.962
107	19.542	3.205	19.524	3.978
108	19.806	3.211	19.789	3.995
109	20.070	3.217	20.054	4.012
110	20.334	3.222	20.319	4.029
111	20.598	3.227	20.584	4.045
112	20.862	3.231	20.849	4.059
113	21.126	3.235	21.113	4.074
114	21.390	3.239	21.378	4.089
115	21.654	3.243	21.643	4.104
116	21.918	3.246	21.908	4.118
117	22.182	3.249	22.173	4.131
118	22.446	3.252	22.437	4.143
119	22.710	3.255	22.702	4.157
120	22.974	3.257	22.967	4.171
121	23.238	3.259	23.231	4.183
122	23.502	3.261	23.496	4.194
123	23.766	3.263	23.761	4.205
124	24.030	3.264	24.025	4.218
125	24.294	3.265	24.290	4.231
126	24.558	3.267	24.554	4.240
127	24.822	3.368	24.819	4.249
128	25.086	3.269	25.083	4.260
129	25.350	3.269	25.348	4.272
130	25.615	3.270	25.612	4.283

(Continua)

Tabela B.1 - Conclusão

ESTAÇÃO	Z_i	R_i	Z_w	R_w
131	25.879	3.270	25.877	4.291
132	26.143	3.271	26.141	4.299
133	26.407	3.271	26.405	4.310
134	26.671	3.271	26.670	4.321
135	26.935	3.272	26.934	4.329
136	27.199	3.272	27.198	4.336
137	27.463	3.272	27.462	4.345
138	27.727	3.272	27.726	4.355
139	27.991	3.272	27.991	4.363
140	28.255	3.272	28.255	4.369
141	28.519	3.272	28.519	4.376
142	28.783	3.272	28.783	4.383