

PROBLEMÁTICA DA CAVITAÇÃO

por

Luís Faceira

PROBLEMÁTICA DA CAVITAÇÃO

Luís V.M. Faceira

engenheiro civil (U.P.)

especialista em hidráulica das estruturas (L.N.E.C.)

626(043)/FAC2/PRC

UNIVERSIDADE DO PORTO	
Faculdade de Engenharia	
BIBLIOTECAM	
N.º	12 612 - 01 -
CDU	628 (043)
Data	23 / 12 / 1982

N.º 5844

trabalho integrado nas provas de doutoramento em engenharia
civil na Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Lisboa, Abril de 1982

043 D

f. 126 p_v

-ex. 2

1. INTRODUÇÃO

Historicamente, parece ter sido Leonhard Euler quem, em 1754, reconheceu, pela primeira vez, a possibilidade da existência de um fenómeno que R.E. Froude designou por cavitação, 141 anos mais tarde.

A demonstração experimental deste fenómeno — e do ruído que lhe é característico — foi feita em 1874, através de uma experiência célebre realizada por Osborne Reynolds.

No entanto, pode dizer-se que o estudo da cavitação só começou a efectuar-se após a introdução da hélice como meio de propulsão dos navios oceânicos.

Com efeito, foi patente, desde logo, a necessidade de se efectuar um estudo aprofundado das causas que estariam na origem das erosões observadas nas pás dessas hélices e das soluções mais aconselháveis para as evitar ou, pelo menos, para as minimizar.

A importância destas questões conduziu, em 1915, à constituição da primeira comissão científica destinada exclusivamente ao estudo do fenómeno da cavitação e suas consequências.

Esta comissão era presidida por Sir Charles Parsons, inventor da turbina do mesmo nome.

De referir, contudo, que Sir John Thornycroft e S.W. Barnaby tinham já demonstrado, em 1895, existir um certo risco de cavitação nas pás das hélices, embora não tenham podido prevê-lo, como é natural, a ocorrência de tais erosões.

Ainda em 1895, foi construído o primeiro túnel de cavitação de que há memória, cujo projecto é da autoria de Sir Charles Parsons.

Nele foram realizados ensaios de cavitação com uma hélice de 5.08 cm de diâmetro.

Mais tarde, em 1910, este investigador projectou um outro túnel de cavitação, de maiores dimensões, que lhe permitiu realizar ensaios com hélices até 30,48 cm de diâmetro.

Em 1917 foi publicado um trabalho célebre da autoria de John William Strutt, mais conhecido no campo científico por Lord Rayleigh, no qual foi efectuada a análise do colapso de um vazio esférico localizado no seio de um líquido ideal.

Este estudo teórico de Lord Rayleigh desempenhou um papel fundamental na análise do fenómeno da cavitação e suas consequências, pois permitiu prevê a existência de elevadas pressões associadas ao colapso real de uma bolha de cavitação.

Foi assim possível encontrar, pela primeira vez, uma justificação lógica para as erosões observadas em fronteiras sólidas de escoamentos com cavitação.

É de justiça salientar, no entanto, que, em 1859, W.H. Besant tinha já efectuado uma análise semelhante à de Lord Rayleigh. Contudo, e ao contrário de Lord Rayleigh, Besant não estabeleceu, como é natural, qualquer correlação entre os resultados a que chegou e o fenómeno da erosão provocada pela cavitação.

Daí que o seu estudo não tivesse tido o impacte que merecia.

A comprovação experimental, em laboratório, da erosão provocada pelo colapso das bolhas de cavitação só veio a ser feita, como tudo leva a crêr, em 1926, através dos estudos de H. Foettinger que utilizou, para o efeito, o vidro.

No entanto, a comprovação experimental da existência real de elevadas pressões, resultantes do colapso das bolhas de cavitação, apenas foi feita mais tarde, em 1933, através das medições efectuadas por P. de Haller.

A Haller também se deve a criação de um método de ensaios de erosão acelerada — conhecido pela designação de Método do Jacto — que foi por si utilizado para a reprodução das erosões por cavitação e para a consequente selecção de materiais de construção, de acordo com a sua resistência a este tipo de erosão.

A partir dos anos trinta pode dizer-se que o interesse pelo estudo do fenómeno da cavitação, e demais aspectos com ele relacionados, tem vindo a acen-

tuar-se, como se pode comprovar pelo volume crescente de trabalhos publicados neste domínio.

Tal não será de estranhar dada, por um lado, a complexidade do fenómeno, e, por outro, a intensificação do risco de cavitação nos domínios tradicionais (estruturas hidráulicas, bombas, turbinas, etc) e o alargamento deste risco a novos domínios (circuitos de refrigeração de centrais nucleares, circuitos de alimentação de combustíveis para foguetões, etc).

De uma forma muito sintética, pode dizer-se que estes trabalhos são o resultado:

- de uma investigação de base, com predomínio dos pontos de vista matemático e físico; e/ou
- de uma investigação aplicada, naturalmente mais vocacionada para a resolução de problemas de índole prática.

No que diz respeito à investigação aplicada no domínio dos escoamentos hidráulicos, pode dizer-se que os seus principais objectivos são os indicados na Figura nº 1.1.

- No seguimento deste trabalho iremos abordar alguns dos aspectos mais relevantes do fenómeno da cavitação e suas consequências, procurando dar um maior relêvo às questões menos divulgadas na bibliografia especializada em língua portuguesa.

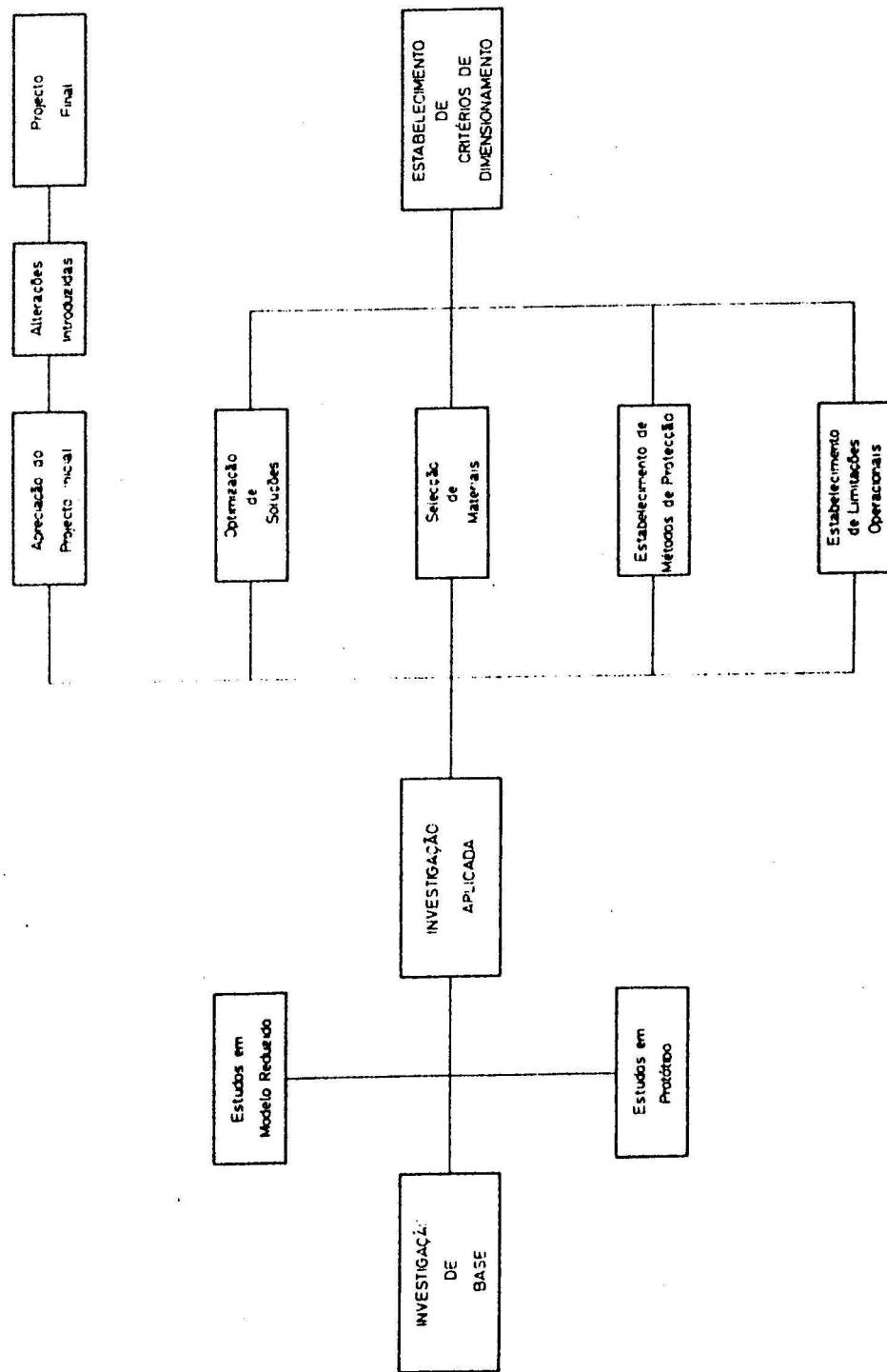


Figura nº 1.1 - Cavitação. Objectivos da investigação aplicada em engenharia hidráulica.

2. CONCEITO DE CAVITAÇÃO

2.1 - Considerações prévias

Torna-se difícil apresentar uma definição concisa de cavitação que seja suficientemente rigorosa para permitir uma completa identificação deste fenômeno.

Esta dificuldade resulta, a nosso ver, dos dois factores seguintes:

- a diversidade de pontos de vista dos diferentes autores que, sobre o assunto, se têm pronunciado; e
- o conhecimento incompleto do verdadeiro mecanismo físico do fenômeno.

A título de exemplo, poderemos citar as definições dadas por.

- A. J. PETERKA (113)
- M. STRASBERG (144)
- E.A. ARNDT; A. T. IPPEN (6)
- R. CANAVELIS (25)
- F.M.M. ABECASIS (1)

Assim:

A) — Peterka define cavitação como "a formação de cavidades de vapor", justificando a sua criação no seio de um líquido em escoamento, pela existência de pressões inferiores à tensão de vapor do líquido.

B) — de acordo com Strasberg, o processo de cavitação corresponde "ao crescimento" de cavidades microscópicas (núcleos de cavitação) "até à sua dimensão visível".

Este autor acrescenta, ainda, que, em geral, estes núcleos são consti-

tuídos por ar não dissolvido no líquido, e o seu crescimento efectua-se quando a pressão nesse líquido atinge um certo valor crítico (variável, mas inferior à tensão de vapor).

C) — segundo Arndt e Ippen:

"... a cavitação pode ser definida como o processo de formação de uma fase de vapor, num líquido, quando sujeito a pressões baixas".

Como se verifica, para estes autores, o que verdadeiramente caracteriza o fenómeno da cavitação é a formação de cavidades cheias de vapor, como resultado da existência de uma baixa pressão.

D) — para Canavelis, a definição mais geral que se pode dar de cavitação é:

"... a formação de cavidades macroscópicas, num líquido, a partir de núcleos gasosos microscópicos".

Este autor, tal como os anteriores, considera como fundamental a formação de cavidades e — embora não se pronuncie, na definição dada, sobre a natureza do conteúdo de tais cavidades e as causas da sua formação — salienta um aspecto muito importante do mecanismo da cavitação: a existência, no líquido, de núcleos gasosos microscópicos (núcleos de cavitação).

E) — finalmente, para Abecasis:

"... a cavitação é um fenómeno dinâmico que consiste na formação, e no colapso subsequente, de cavidades, ou bolhas, cheias de vapor, num líquido em escoamento".

2.2 - Núcleos de cavitação

Como salienta A. B. Manzanares (102), "as acções atractivas moleculares determinam nos líquidos uma coesão, que, embora relativamente considerável é de difícil observação".

E, com efeito, para provocar a ruptura da estrutura molecular de um líquido, quimicamente puro, é necessário aplicarem-se esforços de tracção equivalentes às forças de ligação intermoleculares.

Os valores estimados das respectivas tensões de tracção estão compreendidos, aproximadamente, entre 5×10^2 kgf/cm² e 10^4 kgf/cm², de acordo com o modelo teórico que foi considerado para o efeito.

No entanto, a determinação experimental da resistência à tracção de um líquido tem conduzido a valores substancialmente mais baixos.

Assim, e no que respeita à água, os resultados obtidos por diversos investigadores situam-se numa gama de valores que se estende da tensão de vapor saturante ao valor $2,8 \times 10^2$ kgf/cm², indicado por L.J. Briggs (20), que constitui o mais alto valor encontrado na bibliografia consultada para o efeito.

O desvio verificado entre os valores teóricos e experimentais, e a dispersão destes últimos, parece estar relacionada, por um lado, com o método utilizado para a determinação experimental daquelas tensões e, por outro, com a existência de heterogeneidades, no seio dos líquidos ensaiados, que funcionariam como pontos fracos ("weak spots") da sua coesão.

Tais heterogeneidades são conhecidas, no âmbito da cavitação, por "núcleos" ou "germes" de cavitação ("cavitation nuclei"), aceitando-se que eles são "cavidades" microscópicas — ou, segundo P. Eiseberg (44): "ordinarily submicroscopic in size" — contendo, no caso geral:

— gases;

— vapor do líquido; ou

— uma mistura de gases e vapor.

É, também, geralmente aceite, no âmbito da cavitação, que as suas dimensões (supondo os núcleos esféricos e referindo-as ao respectivo raio, R_n) se situam na gama de valores seguinte:

$$10^{-7} \text{ m} < R_n < 10^{-5} \text{ m} \quad (2.1)$$

Na prática, pode dizer-se que a existência destes núcleos constitui a condição necessária — mas não suficiente — para haver cavitação, como tem sido demonstrado experimentalmente por alguns investigadores, como E.N. Harvey ed al. (64) e R.T. Knapp (88).

Com efeito, estes autores demonstraram, de uma forma convincente, que o papel desempenhado pelos núcleos de cavitação existentes na água é significativamente reduzido quando este líquido é previamente submetido a uma forte compressão, traduzindo-se por um aumento da resistência à tracção da água, como se pode observar na Figura nº 2.1.

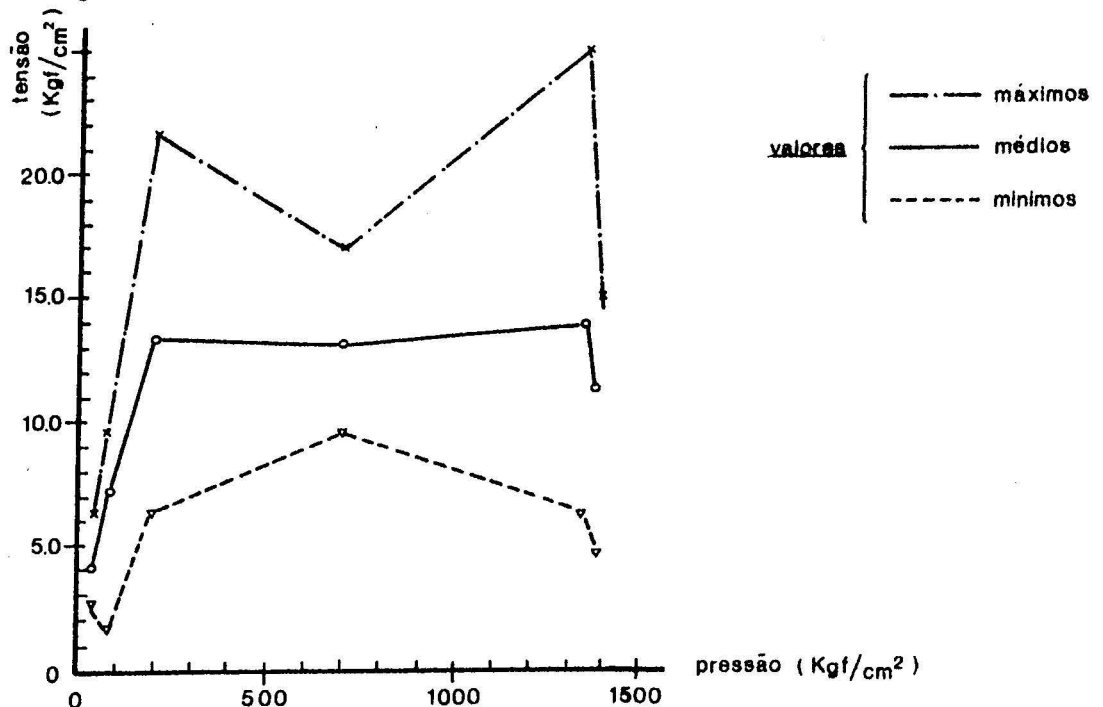


Figura nº 2.1 - Tensões de tracção da água sujeita a uma prévia compressão (aplicada durante 10 minutos), de acordo com R.T. KNAPP.

Mas, uma vez aceite esta definição de núcleo de cavitação e postulada, na prática, a sua existência, uma questão surge logo ao espírito:

— saber onde se localizam e de que forma se estabilizam estes núcleos.

Para tentar esclarecer um pouco esta tão importante e complexa questão, julgámos útil recordar aqui os estudos de P.S. Epstein e M.S. Plesset (48); E.N. Harvey ed al. (65); F.E. Fox e K.F. Herzfeld (54) e D.C. Pease e L.R. Blinks (112), apresentando, a seguir, alguns dos seus aspectos de maior interesse.

P.S. Epstein e M.S. Plesset analisaram o comportamento de uma bolha — suposta esférica, constituída por ar e colocada no seio de uma solução de água e ar — para vários estados de saturação relativa da água, f :

$$f = \frac{\alpha_d}{\alpha_s}, \quad (2.2)$$

onde

α_d é a concentração do ar dissolvido; e

α_s é a concentração do ar dissolvido correspondente a um estado de saturação.

As principais conclusões que se podem retirar deste estudo teórico são as seguintes:

A) — quando a solução está saturada ($f = 1$), as bolhas de gás têm tendência — apesar disso — a dissolverem-se, como consequência das forças resultantes da tensão superficial do líquido.

O tempo, τ , necessário para a completa dissolução de uma bolha de gás, esférica, depende (considerando constantes os restantes parâmetros que afectam o fenómeno) do valor, R_0 , do respectivo raio, no instante inicial.

Assim, no caso de uma bolha de ar colocada numa solução de água e ar, à

temperatura de 22°C , esse tempo é o indicado no Quadro nº 2.1.

Quadro nº 2.1 - Tempo, τ , de dissolução de uma bolha de ar numa solução de água e ar ($f = 1$; $T = 22^{\circ}\text{C}$)

R_o (m)	τ (s)
10^{-5}	6.63
10^{-4}	5.88×10^3
10^{-3}	5.80×10^6

B) — quando a solução está sobressaturada ($f > 1$), as bolhas de gás vão aumentando de dimensão em consequência de um processo de difusão gasosa.

O tempo, τ , necessário para a bolha alcançar um certo desenvolvimento depende (considerando inalteráveis os restantes parâmetros) dos valores da saturação relativa, f , e do raio inicial, R_o .

No caso de uma solução de água e ar, à temperatura de 22°C , o tempo necessário para decuplicar o raio de uma bolha de ar é o dado no quadro nº 2.2.

Verifica-se, portanto, que as bolhas de gás e/ou vapor existentes num líquido (qualquer que seja o seu estado de saturação) se encontram numa situação de instabilidade que, ao fim de um certo tempo, conduz à sua desapareição.

Por outro lado, estas bolhas — mesmo as de dimensões mais reduzidas — têm também tendência a separarem-se do líquido.

Assim, uma bolha de ar, de raio R_o , colocada numa solução saturada de água e ar, em repouso, desloca-se num movimento ascencional com uma velocidade média que é a indicada no quadro nº 2.3.

Quadro nº 2.2 - Tempo, τ , necessário para decuplicar (por difusão gasosa) o raio inicial, R_O , de uma bolha de ar colocada numa solução de água e ar, à temperatura de 22°C

f	$\tau(s)$	
	$R_O = 10^{-5} m$	$R_O = 10^{-4} m$
1.25	5.67×10^2	5.01×10^4
1.50	2.66×10^2	2.49×10^4
1.75	1.74×10^2	1.66×10^4
2.00	1.29×10^2	1.24×10^4
5.00	3.17×10	$3,10 \times 10^3$

Quadro nº 2.3 - Velocidade média de deslocação de uma bolha de ar colocada na água em repouso e saturada de ar

$R_O (m)$	$U(m/s)$
10^{-4}	$1,5 \times 10^{-2}$
10^{-6}	6.4×10^{-4}

No entanto, a experiência tem demonstrado a presença de núcleos de cavitação estáveis, mesmo em soluções não saturadas de ar.

Para desfazer este paradoxo, foram, então, propostos dois modelos básicos de núcleos de cavitação (estáveis).

São eles:

A) — o modelo de núcleo fixo ("stationary crevice nucleation model"), como o proposto por D.C. Pease e R.L. Blinks (112).

B) — o modelo de núcleo móvel ("entrained nuclei model"), de que há a destacar duas versões: a de E.N. Harvey ed al. (65) e a de F. E. Fox e F. K. Herzfeld (54).

Em relação a cada um dos modelos citados, pode dizer-se, em síntese,

- que o modelo de Harvey considera que a estabilidade das bolhas de gás e/ou vapor se fica a dever ao facto destes núcleos estarem localizadas em fissuras existentes nas partículas sólidas microscópicas que contaminam os líquidos reais;
- que o modelo de Fox justifica essa estabilidade dos núcleos pela presença de uma película permeável de natureza orgânica ("organic skin") que envolve o núcleo; e, finalmente,
- que o modelo de Pease é semelhante ao de Harvey mas com a diferença de considerar que as fissuras se localizam em fronteiras sólidas de escoamento.

2.3 - Cavitação de gás e cavitação de vapor

O crescimento de um núcleo de cavitação pode processar-se:

- por difusão dos gases dissolvidos no líquido; ou
- por vaporização do líquido.

De acordo com a nomenclatura proposta, em 1949, por F.G. Blake (17), é habitual designar por cavitação de gás ("gaseous cavitation") o primeiro destes processos e por cavitação de vapor ("vaporous cavitation") o segundo.

No seguimento deste trabalho iremos considerar a cavitação de vapor, que designaremos apenas por cavitação.

2.4 - Ebulição e cavitação

Como é sabido, a vaporização de um líquido pode resultar:

- de um aumento da temperatura; ou,
- de um abaixamento da pressão.

O primeiro destes processos de vaporização do líquido é conhecido por fenômeno da ebulição. O segundo, integra-se no fenômeno da cavitação.

2.5 - Considerações finais

Do que ficou dito, parece poder concluir-se que a cavitação é um fenômeno dinâmico que se desencadeia nos líquidos em pontos onde a pressão atinge um determinado valor crítico e a partir de núcleos microscópicos, formados por uma mistura de gases e/ou vapor, que existem no seio do líquido ou se localizam nas suas fronteiras sólidas.

A pressão crítica pode ser assimilada, nos casos de interesse prático, à tensão de vapor saturante à temperatura local do líquido.

Este processo é caracterizado por uma rápida evolução espaço-temporal, de que podem destacar-se, no caso geral, as seguintes fases:

- a formação de cavidades, ou bolhas, constituídas, fundamentalmente, por vapor do líquido;
- o crescimento destas cavidades como consequência de um fenômeno de vaporização rápida (do tipo ebulição, mas provocada por uma diminuição da pressão);
- o seu transporte pelo escoamento; e, finalmente,
- o colapso brusco dessas cavidades como resultado da condensação do respectivo vapor (provocada pelo aumento da pressão em relação aos valores críticos acima referidos).

3. APARECIMENTO DA CAVITAÇÃO

3.1 - Introdução

Como foi oportunamente salientado, o início da cavitação verifica-se a partir de núcleos gasosos microscópicos existentes no seio de um líquido e em pontos onde a pressão local atinge um determinado valor crítico.

Este valor corresponde, para uma dada temperatura, à pressão, p_c , necessária para o desencadeamento do processo de vaporização do líquido, com o conseqüente aumento explosivo das dimensões dos respectivos núcleos.

No sentido de esclarecer melhor este aspecto do fenômeno da cavitação, julgamos de interesse analisar aqui o comportamento de um núcleo de cavitação suposto esférico e constituído por uma mistura de gases e de vapor do líquido.

— As considerações que vão ser feitas a seguir, no ponto (3.2.1), baseiam-se no modelo teórico clássico de equilíbrio estático deste núcleo.

3.2 - Equilíbrio estático de um núcleo de cavitação

3.2.1 - Pressão e raio críticos

A equação de equilíbrio estático de uma cavidade esférica isolada, colocada no seio de um líquido em repouso, é dada, como facilmente se pode verificar, por

$$p_l = p_g + p_v - \frac{2s}{R}, \quad (3.1)$$

onde

p_l é a pressão no líquido;

p_g é a pressão parcial dos gases contidos na cavidade;

p_v é a pressão de vapor de equilíbrio com a sua fase líquida (pressão de vapor saturante ou tensão de vapor), à

temperatura local;

s é a tensão superficial do líquido; e

R é o raio da cavidade.

No caso de uma transformação isotérmica — e na ausência de difusão gasosa, isto é, considerando-se como constante a quantidade de gases contidos na cavidade — tem-se:

$$\begin{aligned} p_v &= \text{constante}; \text{ e} \\ p_g &= \frac{\text{constante}}{R^3} = \frac{K}{R^3}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

e, conseqüentemente,

$$p_l = p_v + \frac{K}{R^3} - \frac{2s}{R} \quad (3.3)$$

Para cada valor particular de K , ter-se-á, então, num diagrama (p, R) , uma curva que vai traduzir o equilíbrio estático deste modelo de núcleo de cavitação.

O lugar geométrico dos valores mínimos ($p_l = p_c$, $R = R_c$) da família de curvas, assim obtidas, é o correspondente à linha BCD da Figura nº 3.1.

Esta última curva determina as condições críticas que estão associadas ao crescimento do núcleo de cavitação, por vaporização do líquido, e a sua expressão analítica é, como facilmente se pode verificar, a seguinte:

$$p_c = p_v - \frac{4s}{3R_c} \quad (3.4)$$

A zona do gráfico à esquerda da curva BCD corresponde a situações de equilíbrio estável deste núcleo de cavitação, enquanto que à direita desta curva se encontra uma zona de instabilidade.

Assim, as dimensões do núcleo de cavitação, em consequência de um abaixamento progressivo da pressão do líquido, vão aumentando — de uma forma estável

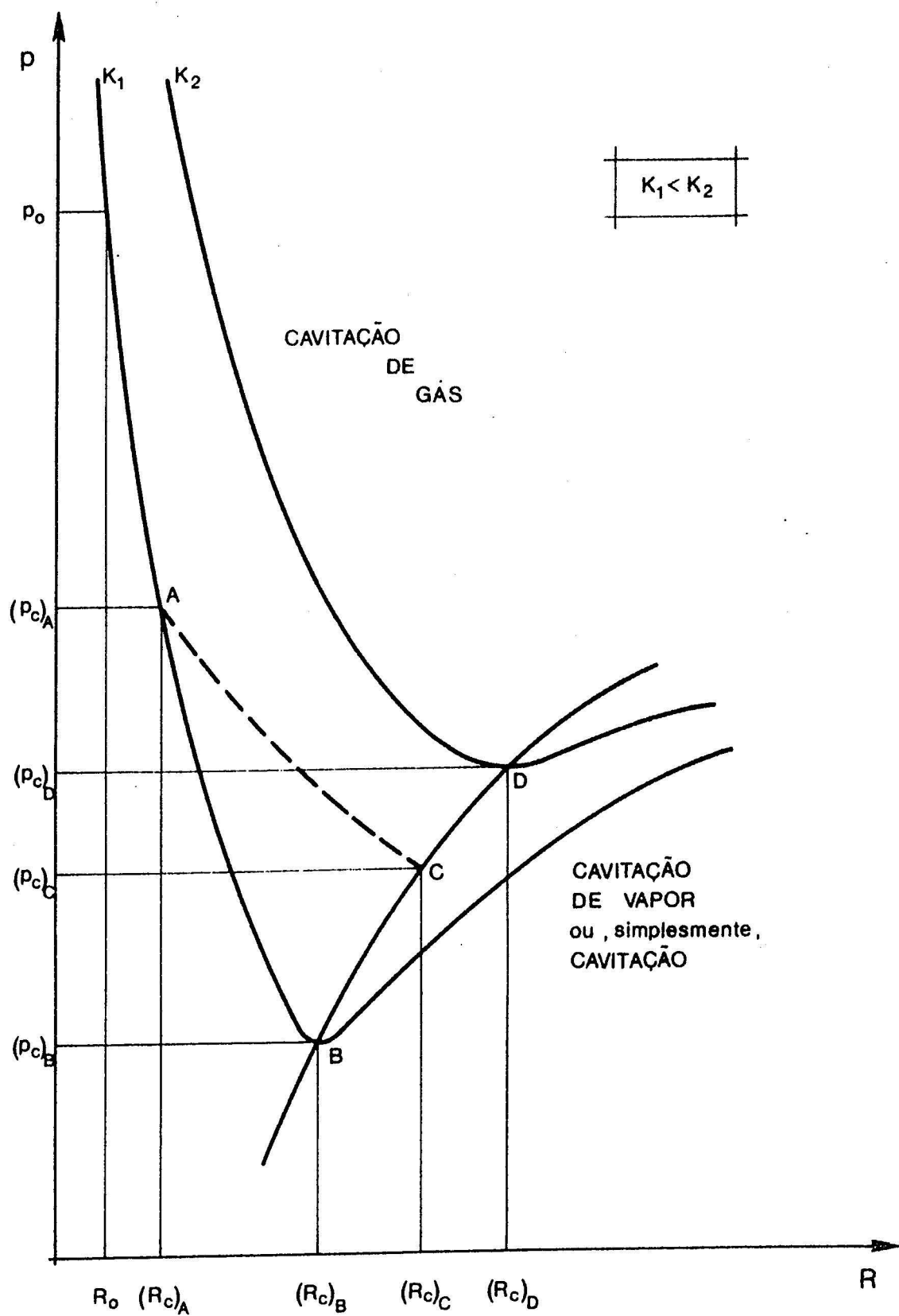


Figura nº 3.1 - Equilíbrio estático de um núcleo de cavitação.

— até se alcançar uma situação crítica, ou de início de instabilidade, que é caracterizada

- por uma pressão crítica, p_c ; e
- por um raio crítico, R_c ,

a partir da qual se verifica um crescimento explosivo do núcleo, ou seja, até se atingir uma situação de desencadeamento do processo de cavitação.

Este modelo teórico clássico de crescimento de um núcleo esférico de cavitação permite verificar:

- que o valor do raio aumenta com a quantidade inicial de gases;
- que o valor da pressão crítica diminui com o aumento da tensão superficial do líquido em causa e com a diminuição do raio crítico do núcleo;
- que a pressão crítica é sempre menor que a tensão de vapor líquido; e
- que não haverá lugar a cavitação se os diâmetros dos núcleos forem inferiores aos respectivos diâmetros críticos.

3.2.2 - Influência da difusão gasosa

No modelo de crescimento do núcleo de cavitação atrás considerado não se teve em consideração o efeito da difusão de gás através da parede do núcleo.

Na prática, o crescimento de um núcleo de cavitação pode ser mais ou menos afectado por efeito desta difusão gasosa, a qual se traduz por uma modificação das condições críticas desse núcleo.

É o que se pretende ilustrar na Figura nº 3.1, através da linha AB.

De uma forma sintética, pode dizer-se que a importância da difusão gasosa, no desenvolvimento de um núcleo de cavitação,

- depende, fundamentalmente, da duração da permanência (tempo de passagem) do núcleo nas zonas de baixa pressão; e
- reflecte-se numa situação de instabilidade — ou de início de cavitação — que é caracterizada pelo aumento conjunto da pressão e raio críticos.

Importa ainda salientar que, se a duração da permanência de um núcleo de cavitação nas zonas de baixa pressão de um escoamento for muito pequena, poderá desprezar-se este efeito, dado que a difusão de gás através da interface do núcleo se processa com uma velocidade muito menor do que a que está associada aos fenómenos de vaporização ou de condensação do líquido.

Daí a importância do modelo teórico que foi considerado em (3.2.1).

3.3 - Localização da cavitação

Como refere F.M.M. Abecasis (1), as bolhas de cavitação, em líquidos normais, "formam-se em sítios em que, por qualquer circunstância, a pressão local desce até à tensão do vapor (e desceria abaixo dessa tensão, se não se formasse a bolha)".

De uma forma simplificada, pode dizer-se que as diferentes situações que, na prática, conduzem à cavitação, se reduzem a uma ou mais das seguintes causas básicas:

- redução da pressão atmosférica;
- aumento da temperatura ambiente;
- aumento localizado da cota topográfica;
- aumento localizado da velocidade;
- redução localizada da pressão;
- traçado incorrecto das fronteiras sólidas do escoamento;
- rugosidade das fronteiras sólidas do escoamento;
- existência de soluções de continuidade nas fronteiras

- sólidas do escoamento;
- existência de níveis de turbulência elevados;
- existência de um forte gradiente transversal de velocidades;
- existência de um campo sonoro (cavitação ultra-sônica); e
- vibração de um corpo sólido mergulhado no líquido (cavitação vibratória).

3.4 - Parâmetro de cavitação

3.4.1 - Conceito

Designa-se por parâmetro de cavitação — também conhecido por número de cavitação ou índice de cavitação — a grandeza adimensional, K , definida por:

$$K = \frac{p_{\infty} - p_c}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2}, \quad (3.5)$$

onde

p_{∞} é a pressão estática absoluta num ponto de referência do escoamento não perturbado (pressão no "infinito").

$\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2$ é a pressão dinâmica nesse ponto de referência (pressão dinâmica no "infinito")

p_c é a pressão crítica de cavitação

O parâmetro de cavitação traduz a relação existente entre a intensidade das forças dominantes que se opõem à cavitação e a intensidade das forças que a favorecem, e pode ser encarado:

— como um número-índice associado à semelhança de cavitação;

ou

— como uma grandeza que traduz as potencialidades de cavitação de um escoamento.

3.4.2 - Formas usuais do parâmetro de cavitação

Na prática, é habitual assimilar a pressão crítica de cavitação — isto é, a pressão estática absoluta que provoca o desencadear do fenómeno — à pressão de vapor (em equilíbrio com a sua fase líquida) à temperatura local, o que é aceitável, de um ponto de vista teórico, se:

$$R_c > 10^{-5} \text{ m} \quad (3.6)$$

Substituindo na expressão (3.5) a pressão crítica de início de cavitação, p_c , pela pressão do vapor saturado (tensão de vapor), p_v , e representando por p_o e U_o , respectivamente, a pressão estática absoluta e a velocidade média (em pontos devidamente referenciados do escoamento), obtém-se a expressão habitual do parâmetro de cavitação, σ :

$$\sigma = \frac{p_o - p_v}{\frac{1}{2} \rho U_o^2} \quad (3.7)$$

Esta forma usual do parâmetro de cavitação — que também é conhecida pela designação de sigma de cavitação ou número de Leroux — aparece, muitas vezes, na bibliografia, expressa em termos de altura de líquido, isto é, sob a forma:

$$\sigma_1 = \frac{h_o - h_v}{\frac{U_o^2}{2g}} \quad (3.8)$$

Na prática é ainda frequente substituir os termos h_o e $\frac{U_o^2}{2g}$ por grandezas mais facilmente relacionadas com um dado sistema hidráulico, como é o caso da versão do parâmetro de cavitação baseada no conceito de NPSH ("Net Positive Suction Head").

3.4.3 - Parâmetro de cavitação e número de Euler

O parâmetro de cavitação pode ser encarado como uma expressão particular do número de Euler.

Com efeito, este parâmetro adimensional, E, costuma ser definido por

$$E = \frac{\Delta p}{\rho U^2}, \quad (3.9)$$

onde

Δp é a diferença da pressão estática entre dois pontos do escoamento;

U é a velocidade característica do escoamento; e

ρ é a massa volúmica do fluido em escoamento

O número de Euler representa, como se sabe, a relação que existe entre os módulos das forças de pressão e de inércia.

Comparando as expressões (3.5) e (3.9), verifica-se que o parâmetro de cavitação é, efectivamente, uma expressão particular deste número (quando aplicado ao escoamento de um líquido) em que:

$$\Delta p = 2 (p_{\infty} - p_c); \text{ e} \quad (3.10)$$

$$U = U_{\infty}$$

De referir que alguns autores definem o número de Euler pela expressão inversa da apresentada.

Sob esta última forma, é também conhecido pela designação de número de Ruark, R_u :

$$R_u = \frac{\rho U^2}{\Delta p} \quad (3.11)$$

3.4.4 - Parâmetro de cavitação e coeficiente de pressão

O parâmetro de cavitação pode ser ainda encarado como um caso particular do chamado coeficiente de pressão, C_p , que é muito utilizado em Mecânica dos Fluidos.

Como se sabe, quando se pretende conhecer a distribuição de pressões na superfície de um corpo imerso num líquido em escoamento, é frequente recorrer-se a este parâmetro adimensional, que costuma ser definido por

$$C_p = \frac{p - p_o}{\frac{1}{2} \rho U_o^2}, \quad (3.12)$$

onde

p é a pressão estática num dado ponto da superfície do corpo em contacto com o líquido;

p_o , U_o são, respectivamente, a pressão estática e a velocidade (em relação ao corpo), num ponto de referência do escoamento não perturbado; e

ρ é a massa volúmica do líquido.

O valor mínimo do coeficiente de pressão — para um dado escoamento e um certo corpo — é, naturalmente, o que corresponde ao valor mínimo da pressão, p_m , na superfície do corpo

$$p = p_m \rightarrow C_p = C_{p_m} = \frac{p_m - p_o}{\frac{1}{2} \rho U_o^2} \quad (3.13)$$

Aumentando a velocidade, U_o , do escoamento e/ou diminuindo a sua pressão, p_o , consegue-se diminuir os valores de C_{p_m} .

Deste modo, é possível criarem-se determinadas condições de escoamento para as quais a pressão mínima na superfície do corpo se torna igual à pressão crítica de cavitação:

$$p_m = p_c \rightarrow c_{p_m} = c_{p_c} = \frac{p_c - p_o}{\frac{1}{2} \rho U_o^2} \quad (3.14)$$

* * *

O que se acaba de dizer em relação a pontos localizados na superfície do corpo imerso pode generalizar-se a um ponto genérico do campo de escoamento.

Nesta perspectiva, ter-se-á:

$$c_p = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho U^2}, \quad (3.15)$$

isto é,

$$c_p = 2 E \quad (3.16)$$

* * *

Do que ficou dito pode concluir-se que:

$$K = - c_{p_c}, \quad (3.17)$$

desde que as pressões (p_c e p_o) sejam expressas em termos da pressão absoluta.

3.5 - Valores críticos do parâmetro de cavitação

3.5.1 - Conceito de parâmetro crítico de cavitação

Designa-se, genericamente, por parâmetro crítico de cavitação um valor do parâmetro de cavitação que corresponde ao aparecimento (ou desaparecimento) da cavitação ou se pode associar ao início (ou fim) de um qualquer dos seus efeitos.

De entre os vários parâmetros críticos de cavitação que poderíamos definir, de acordo com este conceito, julgamos de interesse tecer aqui algumas breves considerações sobre:

- o parâmetro crítico de cavitação, K_c ; e
- o parâmetro crítico de erosão de cavitação, K_e .

3.5.2 - Parâmetro crítico de cavitação

3.5.2.1 - Definição

Por parâmetro crítico de cavitação, K_c , deve entender-se o valor particular do parâmetro de cavitação que corresponde ao início (ou fim) da cavitação.

Este parâmetro será dado por

$$K_c = \frac{(p_\infty)_e - p_c}{\frac{1}{2} \rho (U_\infty)_c^2} \quad (3.18)$$

representando, genericamente, por $(p_\infty)_c$ e $(U_\infty)_c$, o conjunto de valores de referência que corresponde às diferentes situações possíveis de início (ou fim) da cavitação.

Admitindo que

$$p_c = p_v, \quad (3.19)$$

ter-se-á:

$$\sigma_c = \frac{(p_o)_c - p_v}{\frac{1}{2} \rho (U_o)_c^2} \quad (3.20)$$

De acordo com a definição de parâmetro crítico de cavitação, pode dizer-se que um dado escoamento se processa:

— sem cavitação, se

$$K > K_c; \text{ ou, na prática,}$$

$$\sigma > \sigma_c; \quad (3.21)$$

— com cavitação, se

$$K < K_c; \text{ ou, na prática,}$$

$$\sigma < \sigma_c \quad (3.22)$$

3.5.2.2 - Determinação experimental de σ_c

A determinação experimental de σ_c tem sido feita:

- a partir de um escoamento inicial não cavitante, por diminuição progressiva do valor de σ ; ou
- a partir de um escoamento inicial cavitante, por aumento progressivo do valor de σ .

A determinação de σ_c pelo primeiro método conduz a um valor σ_{ci} (que corresponde a uma situação de aparecimento, ou início, da cavitação) que é designada, na bibliografia de língua inglesa, por "incipient cavitation" ou, ainda, "steady incipient cavitation", de acordo com R.W. Kermeen.

A determinação de σ_c pelo segundo método conduz a um valor σ_{cd} que corresponde a uma situação de desaparecimento, ou fim, da cavitação.

Esta situação é designada por "intermittent incipient cavitation", segundo Kermeen, ou por "desinent cavitation", de acordo com J.W. Holl.

A experiência mostra que, em geral:

$$\sigma_{cd} > \sigma_{ci} \quad (3.23)$$

Por outras palavras: parece existir um fenómeno de histerese associado ao início e fim da cavitação (Figura nº 3.2).

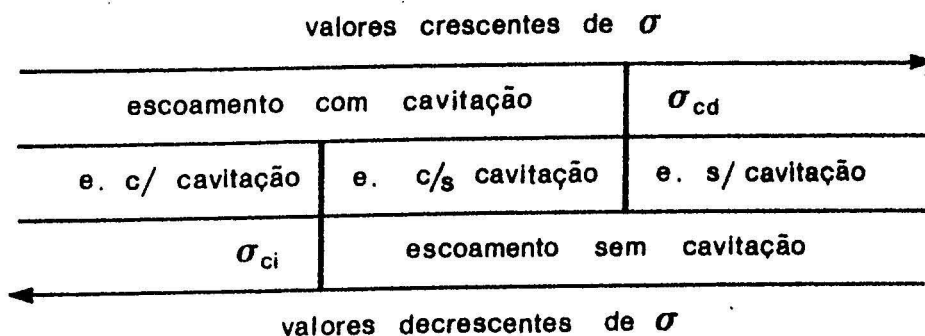


Figura nº 3.2 - Ilustração do fenómeno de histerese associado ao aparecimento e desaparecimento da cavitação.

3.5.2.3 - Comentário final

Analisando os diferentes dados experimentais relacionados com o parâmetro crítico de cavitação, que aparecem na bibliografia, verifica-se que esses dados apresentam uma dispersão considerável.

Esta dispersão não é de estranhar, tendo-se presente que a determinação experimental de σ_c levanta, na prática, inúmeros problemas, relacionados:

- em primeiro lugar, com o conceito que se tem de "início", ou "fim", da cavitação;
- depois, com as técnicas de ensaio utilizadas para a sua detecção; e
- por último, com os efeitos de escala que condicionam o início, ou o fim, da cavitação.

Nesta perspectiva, o fenómeno de histerese acima mencionado — que aparece associado ao aparecimento e desaparecimento da cavitação — não deve resultar do fenómeno de cavitação em si, mas ser apenas uma manifestação visível dos efeitos de escala.

Esta suspeita é baseada no conhecimento que actualmente se tem do mecanismo físico da cavitação e parece ser confirmada pela análise daqueles resultados experimentais que mostram:

- que a dispersão desses dados é menor quando eles são expressos em termos de σ_{cd} ;
- que os valores de σ_{ci} são altamente influenciados pela maior ou menor rapidez com que se processa a diminuição da pressão, p_0 ; e
- que a diferença

$$\sigma_{cd} - \sigma_{ci} \quad (3.24)$$

diminui com o aumento da velocidade do escoamento, U_0 , e com o aumento das dimensões do modelo ensaiado.

Sendo assim, ter-se-á, na ausência de efeitos de escala:

$$\sigma_c \equiv \sigma_{ci} \equiv \sigma_{cd} \quad (3.25)$$

No que diz respeito aos diferentes métodos utilizados para a detecção do "início" ou "fim" da cavitação, é possível enquadrá-los em dois grupos básicos que podemos designar, genericamente, por:

- métodos directos; e
- métodos indirectos.

Os métodos directos baseiam-se na observação do próprio fenómeno da cavitação, enquanto que nos métodos indirectos se recorre à medição de um dos seus efeitos (ruído; perda de rendimento de uma máquina hidráulica; etc.).

Por último, interessa, ainda, destacar que podem ser encontradas na bibliografia da especialidade várias opiniões sobre a noção que se deve ter de "início" da cavitação ("onset of cavitation"; "inception of cavitation").

Assim — e apenas no que se refere aos métodos directos de observação da cavitação — podem distinguir-se dois conceitos distintos:

- o primeiro, baseia-se na definição de um certo valor para o diâmetro inicial, R_0 , da bolha de cavitação {B.R. Parkins (110) fixa esse valor em 10^{-3} m}; e
- o segundo, considera que o critério a seguir deve ser o do "início" da visibilidade (a olho nu) da bolha de cavitação, o que, na prática, se pode verificar para uma gama de valores de R_0 que é, aproximadamente, a seguinte:

$$10^{-4} \text{ m} < R_0 < 10^{-3} \text{ m} \quad (3.26)$$

3.5.3 - Parâmetro crítico de erosão de cavitação

3.5.3.1 - Definição

Como teremos ocasião de referir, mais adiante, a erosão de cavitação é um dos mais importantes efeitos nocivos da cavitação.

Daí que se justifique falar aqui do parâmetro crítico de cavitação, que pode definir-se, tendo em atenção o que foi dito em (3.5.1), como o valor do parâmetro de cavitação que corresponde ao início do processo de erosão das fronteiras sólidas do escoamento.

Este parâmetro crítico, K_e , será dado por

$$K_e = \frac{(p_\infty)_e - p_c}{\frac{1}{2} \rho (U_\infty)_e^2}, \quad (3.27)$$

representando, genericamente, por $(p_\infty)_e$ e $(U_\infty)_e$, o conjunto de valores — da pressão absoluta e da velocidade — de referência que corresponde às diferentes situações possíveis de início do ataque da cavitação.

Para

$$p_c = p_v, \quad (3.28)$$

ter-se-á:

$$\sigma_e = \frac{(p_o)_e - p_v}{\frac{1}{2} \rho (U_o)_e^2} \quad (3.29)$$

Sendo assim, pode afirmar-se (pelo menos de um ponto de vista teórico) que o escoamento associado a um certo sistema hidráulico (e, em particular, a uma dada fronteira sólida do sistema):

— não provoca erosões de cavitação se;

$$K > K_e; \text{ ou, na prática, } \sigma > \sigma_e; \text{ e} \quad (3.30)$$

— conduzirá (desde que a permanência desse regime de cavitação seja suficiente para tal) a erosões de cavitação, se:

$$K \leq K_e; \text{ ou, na prática, } \sigma \leq \sigma_e. \quad (3.31)$$

3.5.3.2 - Comentário

Na prática, as dificuldades de determinação experimental deste valor crítico do parâmetro de cavitação são ainda em maior número — e de muito mais difícil resolução — do que as já apontadas anteriormente.

Com efeito, e para além das dificuldades que estão relacionadas com o fenómeno da cavitação, há que acrescentar as resultantes do próprio fenómeno da erosão de cavitação (assunto que será abordado, dada a importância de que se reveste no contexto da cavitação e suas consequências, no anexo a este trabalho).

Dáí, talvez, a justificação para a escassez de trabalhos publicados neste domínio e para a confusão que se nota, por vezes, na bibliografia, entre o conceito de parâmetro crítico de cavitação e o conceito de parâmetro crítico de erosão de cavitação.

3.6 - Influência da concentração de ar num líquido no aparecimento da cavitação

Os primeiros estudos sobre a influência do teor em ar do líquido no aparecimento da cavitação foram realizados, de acordo, entre outros, com F.G.Hammit (63), pelos investigadores japoneses F. Numachi e T. Kurokawa, que publicaram, no período de 1937 a 1939, vários trabalhos neste domínio.

Estes investigadores utilizaram um método directo de medição da concentração total do ar no líquido, α_t , designado por método de Van Slyke.

Os estudos destes investigadores cobriram a gama de valores

$$0.3 \leq \frac{\alpha_t}{\alpha_s} \leq 1.3, \quad (3.32)$$

onde

$\alpha_t = \alpha_l + \alpha_d$ é a concentração total de ar no líquido ("total air content")

α_l é a concentração de ar não dissolvido ("free air content")

α_d é a concentração de ar dissolvido ("dissolved air content"),

e, através deles, puderam concluir que o parâmetro de cavitação crítico aumentava com o aumento da concentração total de ar no líquido.

Desde então têm sido publicados inúmeros trabalhos sobre a influência do ar no fenómeno da cavitação e suas consequências. Hammitt (63), por exemplo, fornece uma lista de 76 referências bibliográficas e apresenta um total de 25 figuras.

A extensa bibliografia actualmente disponível nesta matéria traduz, por um lado, a importância que lhe é atribuída no contexto da cavitação e, por outro, as enormes dificuldades que se têm levantado nas abordagens teórica e experimental desta questão.

No entanto, parece ser hoje ponto já assente que a influência do ar no aparecimento da cavitação fica a dever-se, fundamentalmente, à porção de ar não dissolvido, enquanto fonte geradora de núcleos de cavitação dos escoamentos reais.

Daí que a investigação que actualmente se desenvolve neste domínio, se já orientada, prioritariamente, para a determinação desta fracção do ar.

Os sistemas de análise que têm sido utilizados para tal (além dos métodos ópticos que aparecem citados na bibliografia mas, ao que parece, ainda se encontram numa fase de aperfeiçoamento) são, basicamente, dois e baseiam-se:

- o primeiro, na medição do módulo de elasticidade do líquido; e
- o segundo, na determinação da atenuação da energia de uma onda sonora (ultra-som) que atravessa o líquido.

Este último sistema tem a vantagem, em relação ao anterior, de possibilitar a obtenção do chamado "espectro dos núcleos de cavitação" ("nuclei spectrum"), o que, tendo em atenção as considerações feitas em (2.2) e (3.2.1), é de vital importância na análise aprofundada deste problema.

Em relação à porção do ar que é dissolvida no líquido, pode concluir-se que a sua influência no aparecimento da cavitação deve ser desprezável.

Com efeito, o tempo requerido para se completar o ciclo de uma bolha de cavitação (desde a sua formação até ao respectivo colapso) é, normalmente, muito curto, estimando-se, (89), em alguns milésimos de segundo.

Sendo assim, a duração deste processo torna-se demasiado curta para permitir uma difusão significativa do ar dissolvido no líquido {P.S. Epstein; M.S. Plesset (48)} e, portanto, para influenciar o fenómeno.

4. DESENVOLVIMENTO DA CAVITAÇÃO

4.1 - Introdução

Como foi salientado em (3.5.2.1), o escoamento de um líquido (associado a um dado sistema hidráulico) processa-se com cavitação quando o valor do seu parâmetro de cavitação é igual ou inferior ao parâmetro de cavitação crítico.

A zona do líquido sujeita à cavitação ("cavitation condition"; "degree of cavitation"; "extent of cavitation"; "cavity length") vai aumentando, naturalmente, com a diminuição do valor do parâmetro de cavitação.

Isso significa que quanto menor fôr o valor de σ do escoamento maior será o número de núcleos que intervêm no fenómeno e, conseqüentemente, maior será o número de bolhas de cavitação. Estas, ao associarem-se e ao acompanharem as características hidrodinâmicas do escoamento, irão apresentar determinadas formas que é frequente designar por "figuras de cavitação" ("cavitation figures"; "types of cavitation").

Vários têm sido os critérios seguidos para a definição destas figuras de cavitação, mas a maioria apenas se baseia no seu aspecto. São classificações que têm a vantagem da sua simplicidade mas que, em contrapartida, não permitem estabelecer uma definição clara das diferentes figuras de cavitação que podem ser observadas na prática.

No entanto, não se conseguiu estabelecer, ainda, uma classificação que fosse suficientemente aperfeiçoada para atingir plenamente este objectivo e, ao mesmo tempo, suficientemente simples para, na prática, poder ser aceite, sem reservas, por todos os interessados nessa normalização.

4.2 - Cavitação e supercavitação

É habitual fazer-se uma distinção entre uma cavitação moderadamente desenvolvida ("cavitation") e uma cavitação fortemente desenvolvida ou "supercavitação" ("fully developed cavitation"; "separated cavitation flow"; "supercavit

ing flow').

J.M. Michel (104) considera ainda um terceiro regime de cavitação, que designa por "écoulement transcavitant" (Figura nº 4.1), que corresponde, no fundo, a uma supercavitação, mas mais moderada.

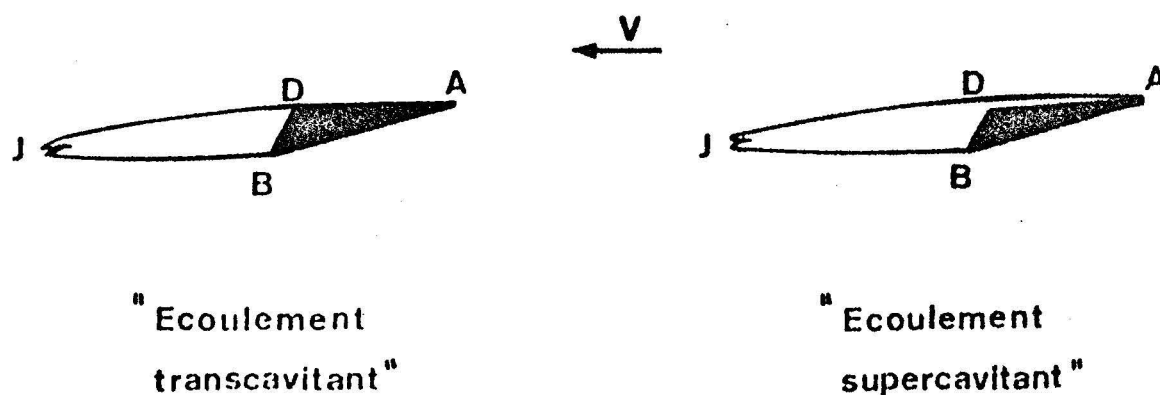


Figura nº 4.1 - Regimes de cavitação fortemente desenvolvida (escoamentos da direita para a esquerda), de acordo com J. M. MICHEL.

Embora não se possa dizer que exista, na bibliografia especializada, uma definição única de "supercavitação", a verdade é que se nota um certo consenso em associá-la:

- a um obstáculo colocado no seio de um escoamento com cavitação; e
- às dimensões da cavidade (predominantemente de vapor) que se forma a jusante desse obstáculo.

Convém chamar a atenção, no entanto, para o facto desta cavidade poder ser constituída, predominantemente, por um gás ou uma mistura de gases (geralmente o ar). Nestes casos ("ventilated flows"), a cavidade ("supercavity") costuma

ser designada por "cavidade ventilada" ("ventilated cavity"), por razões óbvias.

4.3 - Observação das figuras de cavitação

4.3.1 - Introdução

A descrição e definição das diferentes figuras de cavitação está dependente:

- dos métodos de observação utilizados; e
- dos critérios descritivos adoptados.

Estas duas importantes questões serão abordadas nos pontos (4.3.2) e (4.3.3).

4.3.2 - Métodos de observação

4.3.2.1 - Considerações prévias

Os meios utilizados, em laboratório, para a observação das figuras de cavitação são os seguintes:

- a vista;
- a aparelhagem fotográfica e cinematográfica (normal ou ultra-rápida); e
- a televisão (com ou sem prévio registo magnético de imagem).

Para um dado método de observação da cavitação, o aspecto de uma dada figura de cavitação depende:

- do sistema de iluminação utilizado; e
- do tempo de exposição considerado.

Para se obter uma correcta figura de cavitação torna-se necessário considerar um tempo de exposição inferior ao chamado tempo crítico de observação, isto é, ao intervalo de tempo acima do qual a figura de cavitação começa a ficar

pouco nítida.

A selecção do sistema de iluminação adequado para a observação de uma dada figura de cavitação dependerá, portanto, deste tempo de exposição, que, em geral, tem que ser muito curto.

No entanto, quando se pretende obter uma visão global "média" da figura de cavitação, pode haver necessidade de utilizar tempos de exposição superiores ao tempo crítico de observação.

4.3.2.2 - Sistemas de observação visual e fotográfica

Em relação aos sistemas de observação visual e fotográfica, pode dizer-se, de uma forma sintética, que:

A) — na observação à vista desarmada, é preciso utilizar um sistema de iluminação estroboscópica que permita uma iluminação intermitente, com uma duração muito curta e uma frequência compatível com as características da figura de cavitação a observar; e

B — no registo fotográfico, a fixação da imagem pretendida pode obter-se através:

- de um "flash" de muito curta duração; ou,
- de uma velocidade de obturação muito elevada, no caso da iluminação ser contínua.

4.3.2.3 - Sistemas de observação cinematográfica

Numa máquina de filmar tradicional existe um sistema mecânico que permite um movimento intermitente do filme.

Este sistema clássico limita o número máximo de imagens por segundo, dado não ser possível obter velocidades de obturação — sincronizadas com a paragem do filme — suficientemente elevadas para possibilitarem o estudo da dinâmica da cavitação.

Houve, assim, necessidade de se criar uma nova técnica cinematográfica que atingisse este objectivo: a cinematografia de alta velocidade.

De acordo com R.T. Knapp, ed al. (89), existem três sistemas básicos de cinematografia de alta velocidade.

São eles:

A) — o sistema que utiliza um dispositivo óptico móvel (lentes rotativas; espelhos rotativos; prismas ópticos rotativos), localizado entre a lente principal e o filme, uma obturação mecânica e uma iluminação contínua;

B) — o sistema que utiliza um dispositivo óptico móvel, localizado entre a lente principal e o filme, um tambor (onde se coloca o filme) móvel, uma obturação óptica e uma iluminação contínua; e

C) — o sistema que utiliza um dispositivo óptico móvel de alta velocidade de rotação, localizado entre a lente principal e o filme, um tambor fixo e uma iluminação intermitente (que não carece de qualquer sistema de obturação).

As imagens podem ser obtidas com uma velocidade máxima correspondente:

- a $1,5 \times 10^4$ imagens por segundo, no primeiro sistema;
- a $3,5 \times 10^4$ imagens por segundo, no segundo sistema; e
- a 10^7 imagens por segundo, no terceiro e último sistema.

Em síntese, pode dizer-se que o estudo global do fenómeno da cavitação tem sido feito com base em registos cinematográficos obtidos a uma cadência máxima de 5×10^3 imagens por segundo.

Velocidades superiores a esta são normalmente utilizadas na análise de certos pormenores mais obscuros do fenómeno da cavitação.

4.3.3 - Critérios descritivos

4.3.3.1 - Introdução

De uma forma genérica, pode dizer-se que existem três critérios bási-

cos para a descrição das diferentes figuras de cavitação, os quais se baseiam:

- no aspecto da figura de cavitação;
- na localização da figura de cavitação; ou
- na evolução espaço-temporal da figura de cavitação.

4.3.3.2 - Critério baseado no aspecto da figura de cavitação

Em relação ao seu aspecto visual, verifica-se que as diferentes figuras da cavitação podem apresentar uma geometria predominantemente:

- tridimensional;
- bidimensional; ou
- unidimensional.

Como exemplos de figuras de cavitação com uma geometria tipicamente tridimensional podem citar-se os casos das bolhas de cavitação isoladas ou agrupadas num conjunto que mantêm aquela característica geométrica.

Se as bolhas se agrupam num conjunto que se estende mais em superfície do que em volume, ter-se-á, então, uma figura de cavitação do segundo tipo.

Finalmente, como figura do terceiro tipo, pode citar-se o caso do "vórtice de cavitação", muito frequente em hélices.

4.3.3.3 - Critério baseado na localização da figura de cavitação

No que respeita a este segundo critério descritivo da cavitação, pode dizer-se que as figuras de cavitação se distinguem entre si por se localizarem:

- no seio do escoamento cavitante;
- nas proximidades das suas fronteiras sólidas; ou
- nas fronteiras sólidas do escoamento.

Neste último caso ainda podemos distinguir duas figuras de cavitação distintas:

- a que permanece ligada apenas à fronteira; e
- a que, embora ligada à fronteira, se prolonga pelo interior do escoamento.

4.3.3.4 - Critério baseado na evolução espaço-temporal da figura de cavitação

Dos três critérios de base que têm sido utilizados para a descrição da cavitação, o que levanta, naturalmente, um maior número de problemas é este último, que se baseia na complexa evolução espaço-temporal das figuras de cavitação.

Considerando apenas a sua evolução "média", verifica-se uma certa tendência para considerar que uma dada figura de cavitação pode ser, em relação às variáveis espaço ou tempo:

- estacionária;
- de evolução lenta; ou
- de evolução rápida.

No entanto, a definição dos conceitos de evolução lenta e evolução rápida ou não é dada ou se reveste, como não é de estranhar, de um carácter muito subjectivo.

4.3.3.5 - Tentativa de normalização

Em 1962, a "Société Hydrotechnique de France" — através do Grupo de trabalho nº 3 da sua Comissão de Cavitação — apresentou uma proposta de normalização do vocabulário relativo às várias figuras típicas de cavitação e do modo de designação das figuras que podem ser observadas na prática.

Os critérios descritivos propostos foram: o aspecto, a localização e a estabilidade espaço-temporal da figura de cavitação.

O número de casos tipos considerados, foram:

- no critério aspecto: 9,
- no critério localização: 4, e

De acordo com esta proposta de normalização, (11), uma figura de cavitação seria definida, no caso mais simples, à custa de um número formado por 3 algarismos. Assim, a figura de cavitação (326) é constituída por cavidades isoladas (aspecto: caso típico 3) que se situam na vizinhança de uma superfície (localização: caso típico 2) e apresenta características de instabilidade espacial e temporal (estabilidade: caso típico 6).

Pena foi, no entanto, que esta tentativa, isolada, de normalização não tivesse tido a aceitação que seria, talvez, de esperar.

5.1 - Considerações prévias

A última fase da evolução espaço-temporal de uma bolha de cavitação cor responde ao seu colapso, isto é, à sua brusca reabsorção pelo líquido que a ro-deia.

A dinâmica deste colapso tem vindo a ser objecto de variados estudos — teóricos e experimentais — desde que, em 1917, Lord Rayleigh apresentou o seu mo-delo de colapso de um vazio esférico num líquido perfeito em repouso.

Assim, e com base neste modelo de Rayleigh, foram sendo progressivamente desenvolvidos diversos modelos teóricos de colapso de uma bolha de cavitação, cada vez mais aperfeiçoados como consequência da consideração de um número cada vez maior de factores condicionantes da dinâmica desse colapso.

No seguimento deste ponto iremos procurar referir os aspectos mais releve-ntes dos seguintes modelos de colapso de uma bolha de cavitação:

A) — Modelos de colapso com simetria esférica:

A1 — Colapso de um vazio esférico;

A2 — Colapso de uma cavidade de vapor;

A3 — colapso de uma cavidade de vapor e ar.

B) — Modelos de colapso sem simetria esférica:

B1 — Colapso influenciado por uma fronteira sólida.

5.2 - Colapso com simetria esférica

5.2.1 - Introdução

Em relação aos modelos de colapso esférico de um bolha de cavitação, há a distinguir os relacionados com o colapso:

— num líquido ideal; ou

— num líquido real.

Assim, iremos apresentar, em primeiro lugar, os três modelos básicos — A_1 , A_2 e A_3 — referidos em (5.1), aplicados a um líquido ideal em repouso, e, em seguida, indicar em que medida a consideração

- da viscosidade;
- da compressibilidade; e
- das trocas caloríficas,

vai influenciar a dinâmica do colapso esférico de um bolha de cavitação num fluido real em repouso.

5.2.2 - Colapso num líquido ideal em repouso

5.2.2.1 - Colapso de um vazio esférico

Este modelo foi desenvolvido por Lord Rayleigh (146), havendo interesse em destacar aqui as seguintes hipóteses de base, que lhe estão subjacentes:

- o líquido é não-viscoso, homogêneo e incompressível, e possui uma massa volumica ρ ;
- o líquido ocupa um espaço ilimitado e não está sujeito à acção de forças exteriores;
- o líquido está em repouso e à pressão P_0 ;
- a cavidade existente no líquido corresponde a um vazio esférico (pressão nula no seu interior), com um raio, no instante inicial,

$$R(t) = R_0 \quad (t=0); \quad (5.1)$$

- a tensão superficial na parede da cavidade é nula; e, finalmente,
- o colapso deste vazio processa-se isotermicamente e com simetria esférica.

As principais conclusões que podem retirar-se deste modelo matemático de colapso esférico de um vazio, num líquido ideal em repouso, são as seguintes:

A) — em relação à velocidade de contracção da cavidade:

- A velocidade de contracção da cavidade (isto é, a velocidade, $U_c(t)$, de colapso do vazio) é dada, neste modelo, por:

$$U_c(t) = \left(\frac{2}{3} \frac{P_o}{\rho} (R^*(t) - 1) \right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

onde

$$U_c(t) = \frac{dR(t)}{dt} \quad (5.3)$$

$$R^*(t) = \left(\frac{R_o}{R(t)} \right)^3 = R^*$$

$R(t)$ é o raio da cavidade, ao fim de um certo tempo, t , após o início do seu colapso.

- A velocidade do líquido, no final do colapso desse vazio, é infinita:

$$R(t_c) = 0 \rightarrow U_c(t_c) = \infty \quad (5.4)$$

B) — em relação à duração do colapso:

- A duração, t_c , do colapso do vazio esférico depende da sua dimensão (traduzida pelo seu raio inicial, R_o), da massa volumica, ρ , do líquido em-causa e da pressão, P_o , e é dada pela expressão:

$$t_c = 0.91468 R_o \left(\frac{\rho}{P_o} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

C) — em relação à pressão instalada no líquido durante o processo de contracção da cavidade:

— A pressão, $P(r,t)$, que se instala num ponto do líquido situado à distância r do centro da cavidade, é dada por:

$$P(r,t) = P_0 \left(1 + \frac{\Omega}{3} (R^{*4}) - \frac{\Omega^4}{3} (R^{*-1}) \right), \quad (5.6)$$

com

$$\Omega = \frac{R(t)}{r}; \quad (5.7)$$

— No final do colapso, ($t=t_c$; $R=0$), a pressão, no centro da cavidade, é infinita.

5.2.2.2 - Colapso de uma cavidade de vapor

O modelo de colapso de um vazio esférico corresponde a uma abstracção da realidade.

Um modelo mais aperfeiçoado é o que considera que a cavidade contém vapor do líquido (a uma pressão uniforme correspondente à da tensão de vapor à temperatura local).

No entanto, este modelo, embora possa parecer, à primeira vista, bastante diferente do anterior, conduz a resultados que pouco diferem dos obtidos com o modelo de colapso de um vazio esférico.

Deste modo, as fórmulas apresentadas em (5.2.2.1) podem ser utilizadas, na prática, para o caso do colapso esférico de uma cavidade de vapor, num líquido ideal em repouso.

5.2.2.3 - Colapso de uma cavidade de vapor e de ar

Outro modelo ainda mais próximo da realidade é o que considera que a cavidade contém uma mistura de vapor do líquido e de ar.

De acordo com este modelo, pode concluir-se que os gases contidos na cavidade desempenham um papel mais ou menos importante de acordo com a sua pressão no início do colapso (a qual depende do teor em ar do líquido).

Quanto maior fôr este teor, tanto maior será a sua influência no movimento de contracção da cavidade.

De uma forma muito sintética, podemos dizer que a presença de gases no interior da cavidade, mesmo em diminutas quantidades, vai traduzir-se numa diminuição progressiva da velocidade de contracção da cavidade, até à sua anulação.

O raio mínimo, R_m , atingido pela cavidade, no final do respectivo processo de "colapso" esférico, depende da quantidade de gás inicial e, consequentemente, do teor em ar não dissolvido do líquido.

5.2.2.4 - Comentário final

Importa ainda referir que, dos estudos realizados sobre as influências da tensão superficial e da difusão gasosa no processo de colapso isotérmico e esférico de uma cavidade, num líquido perfeito em repouso, se pode concluir que estes fenómenos de interface desempenham um papel desprezável.

5.2.3 - Colapso num líquido real em repouso

Os modelos anteriormente considerados dizem respeito ao colapso esférico de uma cavidade, num líquido ideal.

Uma vez que este possui uma viscosidade, compressibilidade e condutibilidade nulas, interessa saber em que medida a não anulação destes parâmetros irá condicionar esse colapso.

As principais conclusões que se podem retirar dos estudos realizados com o objectivo de dar resposta a estas questões são as seguintes:

A) - em relação aos efeitos da viscosidade e da compressibilidade do líquido:

- A influência destes parâmetros apenas se faz sentir para um grau de contracção da bolha β , aproximadamente igual, ou inferior a 0.1:

$$\beta = \frac{R(t)}{R_0} < 0.1 \quad (5.8)$$

B) - em relação ao efeito das trocas caloríficas:

- A influência deste efeito térmico só se faz sentir para graus de contracção da bolha idênticos aos anteriores:

$$\beta \leq 0.1 \quad (5.9)$$

- O respectivo estudo termodinâmico mostra que, nestes casos, este efeito térmico se traduz:

- numa elevação brusca da temperatura nas paredes da cavidade; e
- num aumento muito acentuado da pressão na cavidade.

5.3 - Colapso sem simetria esférica

5.3.1 - Introdução

Até ao momento foram consideradas determinadas hipóteses simplificadas que conduziram a um tipo de colapso, de uma bolha de cavitação, com simetria esférica.

Uma delas foi a de o líquido estar em repouso, o que, na prática, não se verifica.

O que na realidade acontece é as bolhas de cavitação acompanharem o escoamento do líquido, estando animadas, em relação a este, de um movimento relativo que é consequência do efeito conjugado de vários factores: gradientes de pressão, viscosidade e inércia do líquido que as rodeia.

Além disso, o seu colapso pode ser ainda influenciado pela presença de fronteiras sólidas do escoamento.

Assim, o colapso real de uma bolha de cavitação processa-se, pelo menos na sua fase final ($\beta < 0.1$), sem simetria esférica.

É geralmente aceite, hoje em dia, que desse colapso pode resultar a formação de um jacto microscópico ("microjet"), do líquido em causa, animado de uma velocidade elevada.

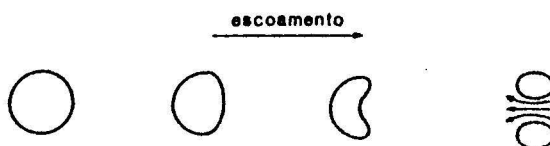
De acordo, entre outros, com R.T. Knapp et al (89), a formação deste jacto foi admitida por M. Kornfeld e L. Suvarov, em 1944, pela primeira vez, tendo tido, mais tarde, confirmação experimental {A.T. Ellis (46)}.

Na Figura nº 5.1 — retirada da citada obra de Knapp et al. — estão esquematicamente representados três casos típicos de colapso real de uma bolha de cavitação influenciado:

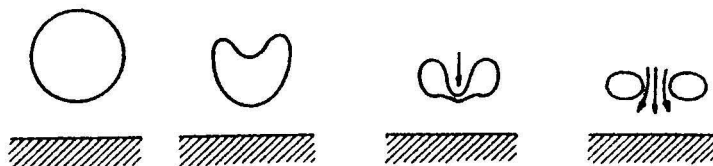
- pela presença de uma fronteira sólida (casos a e c); e
- pela existência de um gradiente longitudinal de pressões (caso b).



(a) Influência de uma fronteira sólida do escoamento



(b) Influência de um gradiente longitudinal de pressão (positivo)



(c) Influência de uma fronteira sólida do escoamento

Figura nº 5.1 - Modelos de colapso de uma bolha de cavitação sem simetria esférica e com formação final de um jacto microscópico, de acordo com R.T. KNAPP et al.

5.3.2 - Colapso influenciado por uma fronteira sólida

O primeiro trabalho teórico publicado sobre a influência de uma fronteira rígida no colapso de uma bolha de cavitação deve-se (de acordo com a bibliografia consultada pelo autor neste domínio) a C.F. Naudé e A.T. Ellis (106) e data de 1961.

Estes autores consideraram uma bolha de cavitação semelhante à do caso a da Figura nº 5.1, tendo demonstrado que a bolha ia perdendo gradualmente a sua geometria inicial (forma 1 da Figura nº 5.2) para dar lugar, na fase final (forma 4), a um jacto microscópico de líquido dirigido contra a fronteira sólida.

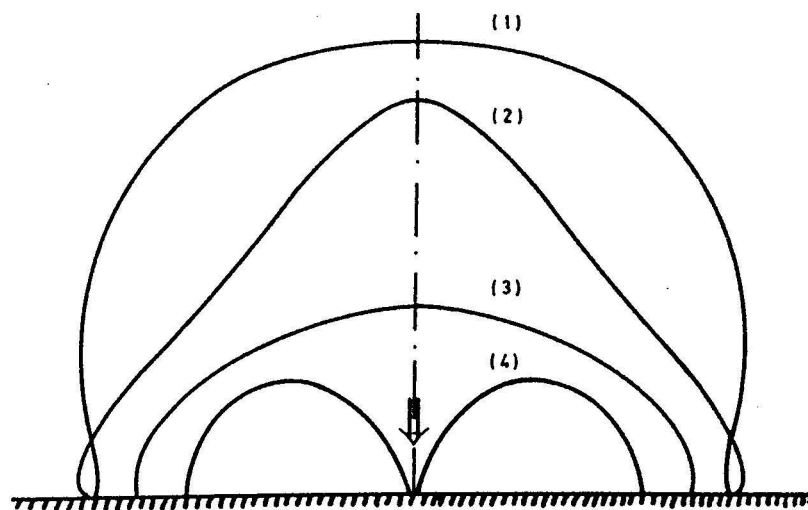


Figura nº 5.2 - Modelo de colapso de uma bolha de cavitação em contacto com uma fronteira sólida, de acordo com C.F. NAUDÉ e A. T. ELLIS.

Na sequência deste estudo teórico de Naudé e Ellis, alguns outros se lhe seguiram, havendo interesse em destacar aqui o trabalho de M. S. Plesset e R.B. Chapman (118), publicado em 1971.

Estes autores efectuaram a análise do colapso de uma bolha de cavitação inicialmente esférica e colocada:

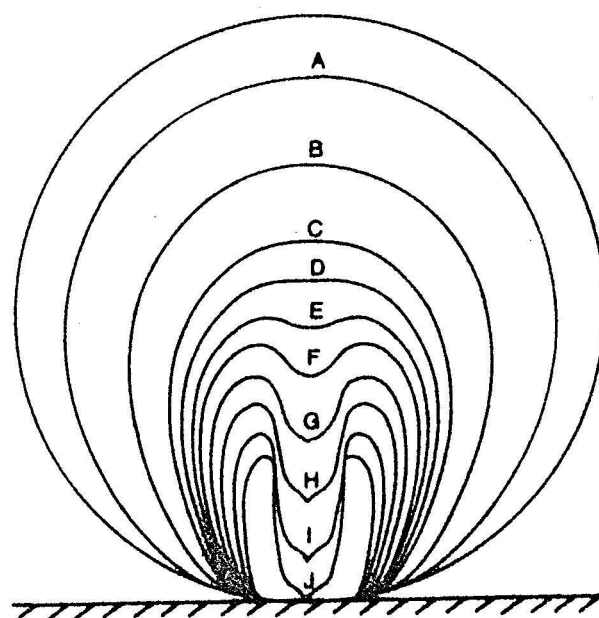
- encostada a uma fronteira sólida (caso 1 da Figura nº 5.3);
- e
- a uma distância (do centro da bolha à fronteira) igual a $3/4$ do seu diâmetro (caso 2 da Figura nº 5.3).

As hipóteses de cálculo consideradas foram as seguintes:

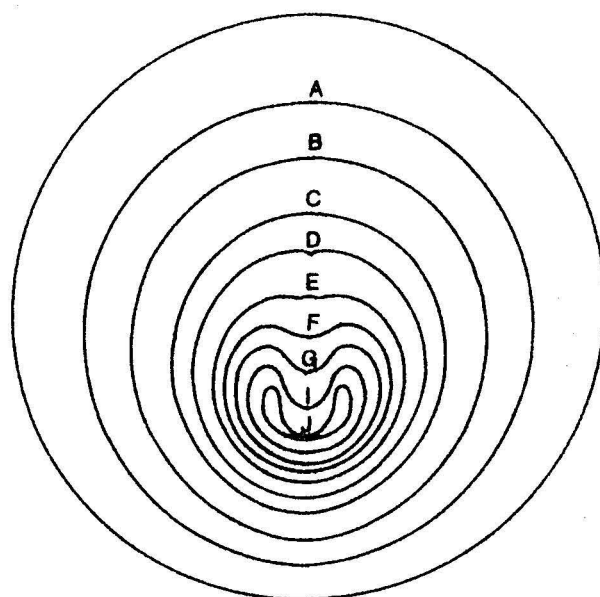
- o líquido ser incompressível;
- o líquido ser não-viscoso;
- a tensão de vapor ser uniforme no interior da bolha;
- a pressão ambiente e a tensão de vapor serem constantes no tempo;
- a bolha não conter gases; e
- os efeitos da tensão superficial serem desprezáveis.

As principais conclusões a que chegaram foram:

- o tempo de colapso da bolha é ligeiramente superior (cerca de 12% e 5% mais, respectivamente, nos casos 1 e 2) ao tempo de colapso com simetria esférica; e
- as velocidades do jacto de líquido, formado na fase final do colapso, são:
 - caso 1: 128 m/s
 - caso 2: 170 m/s



caso 1



caso 2

Figura nº 5.3 - Modelos de colapso de uma bolha de cavitação esférica, de acordo com M.S. PLESSET e R.B. CHAPMAN.

6 - CONSEQUÊNCIAS NOCIVAS DA CAVITAÇÃO

As consequências nocivas da cavitação são as seguintes:

- alteração das características hidrodinâmicas do escoamento;
- ruídos;
- vibrações; e
- erosão ("cavitation pitting"; "cavitation damage"; "cavitation erosion") de fronteiras sólidas do escoamento.

A importância relativa de cada um destes efeitos depende dos casos concretos em estudo.

Assim, e a título de ilustração, pode dizer-se que o ruído provocado pela cavitação não terá grande significado em instalações onde o nível de ruído, proveniente de outras fontes, é muito elevado (ou onde a presença humana é esporádica), enquanto que noutros casos (por exemplo, em submarinos) ele pode constituir um sério problema a resolver.

De igual modo, a alteração das características hidrodinâmicas do escoamento pode ser um efeito secundário da cavitação (como acontece, em geral, no âmbito das grandes obras hidráulicas) ou, pelo contrário, pode constituir um problema grave, como no caso das máquinas hidráulicas (onde a existência de um escoamento em regime de cavitação pode conduzir, entre outras consequências, a uma quebra de rendimento da máquina).

Já a erosão de cavitação constitui, quase sempre, um motivo de grandes preocupações, particularmente quando existem fronteiras sólidas em contacto com escoamentos animados de altas velocidades. E este aspecto da problemática da cavitação é tão importante que, muitas vezes, a erosão provocada pela cavitação é referida, simplesmente, por cavitação.