



Università degli studi di Padova

Dipartimento di Tecnica e Gestione dei Sistemi Industriali

Dipartimento di Ingegneria Industriale

Corso di Laurea Triennale

in Ingegneria Meccanica e Meccatronica

Curriculum Meccanico

TITOLO

LA CAVITAZIONE NELLE POMPE

RELATORI: Ch.mo Prof. MIRTO MOZZON

Ch.mo Prof. RINO A. MICHELIN

LAUREANDO: MILO SCRAMONCIN

ANNO ACCADEMICO: 2012-2013

INDICE

Introduzione	pag. 4
CAPITOLO 1. Cambiamenti di fase	pag. 5
1.1 Lo stato liquido.....	pag. 5
1.2 Fluidità ed elasticità	pag. 7
1.3 Resistenza a trazione del fluido	pag. 9
1.4 Cavitazione e punto di ebollizione	pag. 10
CAPITOLO 2. La nucleazione	pag. 11
2.1 Tipi di nucleazione	pag. 11
2.2 Teoria della nucleazione omogenea.....	pag. 12
2.3 Nucleazione eterogenea	pag. 15
2.4 I siti di nucleazione.....	pag. 17
2.5 Effetto di gas contaminanti	pag. 19
2.6 Nucleazione in liquidi di flusso	pag. 20
CAPITOLO 3. La cavitazione	pag. 23
3.1 Effetti viscosi nella cavitazione incipiente	pag. 23
3.2 Misure della cavitazione incipiente	pag. 24
3.3 Dati di cavitazione incipiente	pag. 26
3.4 Scala di cavitazione incipiente	pag. 28
3.5 I danni causati dalla cavitazione	pag. 29
3.6 Danni dovuti al collasso della nube	pag. 32
Conclusioni	pag. 34
Bibliografia	pag. 35

INTRODUZIONE

Spesso durante lo studio delle varie materie nell'ambito ingegneristico non si ha il tempo di poter approfondire in maniera significativa tutti gli argomenti. Uno dei quali può essere, per esempio, un fenomeno che si verifica solitamente nelle pompe idrauliche o turbine e che, oltre a produrre rumori sgradevoli, riduce il rendimento della nostra macchina e rovina i componenti meccanici come le pale. Tale fenomeno è chiamato 'cavitazione'.

È fondamentale tener conto di esso durante la progettazione della macchina (turbine, pompe o anche eliche navali) onde evitare di dover buttar via del materiale o di dover lavorare in condizioni non ottimali.

Solitamente si affronta tale problema identificando la cavitazione come quel fenomeno in cui la pressione del liquido scende sotto la pressione di vapore. In seguito vedremo i dettagli di tale meccanismo che solitamente si trascurano, a partire dall'origine delle prime bolle di vapore (nucleazione) per arrivare fino agli aspetti più pratici come i danni che la cavitazione può causare.

CAPITOLO 1

Cambiamenti di fase

1.1. Lo stato liquido

Qualsiasi discussione del processo di cambiamento di fase da liquido a gas o viceversa deve necessariamente essere preceduta da un approfondimento sullo stato liquido.

Al fine di ciò noi faremo le nostre considerazioni rifacendoci alle teorie di Frenkel (1955), nonostante gli studi moderni siano solitamente sviluppati in termini di statistica meccanica (per esempio, Carey 1992).

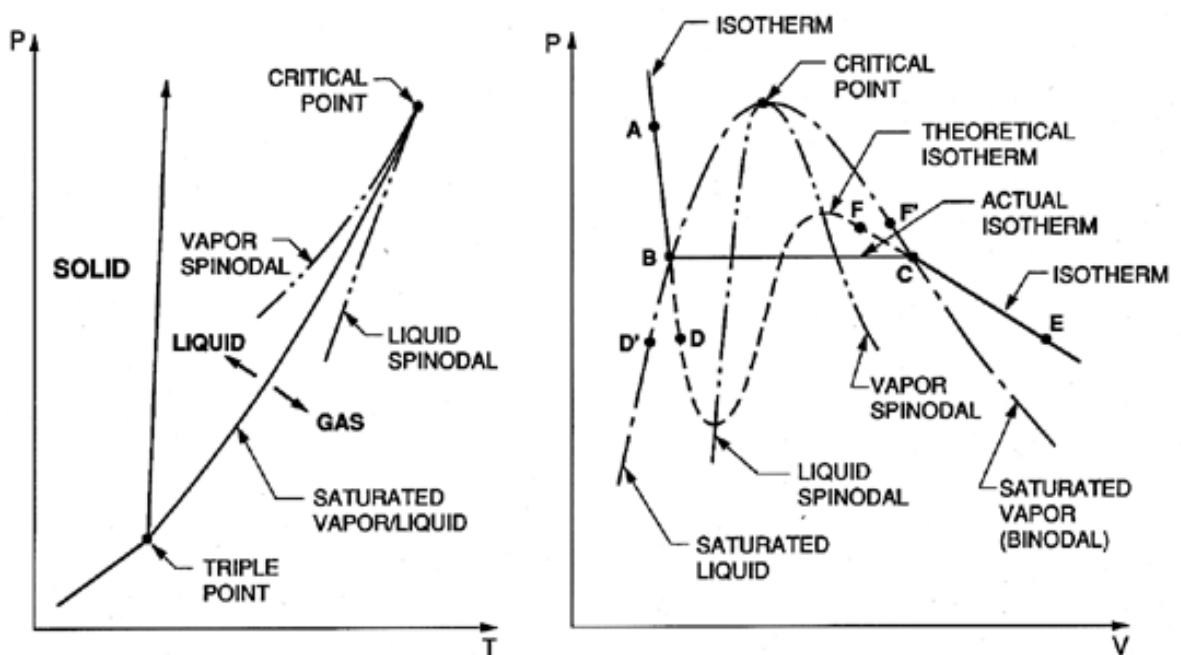


Figura 1.1 Tipici diagrammi di fase.

La Figura 1.1 mostra i grafici tipici di pressione (P), temperatura (T) e volume specifico (V) in cui è indicato lo stato della sostanza. Il punto triplo è quel punto nel diagramma di fase in cui il solido, liquido e vapore coesistono.

La linea liquido/vapore saturo (o binodale) si estende dal punto triplo fino al punto critico. Termodinamicamente quest'ultimo è definito dal fatto che i potenziali chimici delle due fasi coesistenti debbano essere uguali.

Per citare Frenkel: “A causa dell’instabilità della linea liquido/vapore saturo l’effettiva transizione dallo stato liquido a quello gassoso e viceversa avviene non lungo una isoterma teorica (linea tratteggiata a destra nella Figura 1.1) ma lungo un’isoterma orizzontale (linea di solido) corrispondente alla suddivisione della sostanza omogenea originale in due diverse fasi coesistenti...”.

Il punto critico è il punto in cui il massimo e il minimo dell’isoterma teorica svaniscono e la discontinuità scompare.

La linea che unisce i massimi nelle isoterme teoriche si chiama linea del vapore spinodale mentre quella che unisce i minimi si chiama linea del liquido spinodale. Chiaramente entrambe le linee spinodali terminano nel punto critico.

Se, per esempio, un liquido puro allo stato A (Figura 1.1) viene depressurizzato a temperatura costante, allora possono accadere varie situazioni quando la pressione viene ridotta al di sotto di quella del punto B (pressione di vapore saturo). In presenza di un numero sufficiente di siti di nucleazione di dimensioni accettabili (che discuteremo in seguito) il liquido diventa vapore seguendo la linea orizzontale da B a C, e si stabilizzerà ad una pressione inferiore alla pressione di vapore nella regione gassosa in un punto come E.

Tuttavia, se non sono presenti siti di nucleazione, la depressurizzazione può portare alla prosecuzione dello stato lungo l’isoterma teorica in un punto come D, chiamato “stato metastabile” che potrebbe portare a instabilità e al passaggio fino al punto E. Un liquido in un punto come D è detto essere in tensione e la differenza di pressione tra B e D è la grandezza di questa tensione. Naturalmente si potrebbe anche raggiungere il punto D procedendo lungo un’isobara da un punto come D’ e aumentando la temperatura. Una descrizione equivalente dello Stato D è chiamarlo surriscaldato e fare riferimento alla differenza tra le temperature tra D e D’ come la grandezza di questo surriscaldamento.

1.2 Fluidità ed elasticità

Prima di procedere con maggiore dettaglio è importante sottolineare le diverse caratteristiche qualitative dello stato liquido e rimarcare il suo confronto con lo stato solido o gassoso. La prima e più evidente differenza tra il liquido saturo e vapore saturo è che la densità del liquido rimane relativamente costante e simile a quella del solido tranne vicino al punto critico. D'altra parte la densità del vapore è differente di almeno 2 fino a 5 o più ordini di grandezza, modificando radicalmente le proprie caratteristiche con la temperatura. Poiché sarà importante nelle discussioni successive, una descrizione del rapporto tra la densità del liquido saturo e la densità di vapore saturo è riportata in un grafico per un certo numero di diversi fluidi (Figura 1.2). Il rapporto è tracciato in funzione di una temperatura adimensionale, $\theta = T / T_C$ dove T è la temperatura reale e T_C è la temperatura critica.

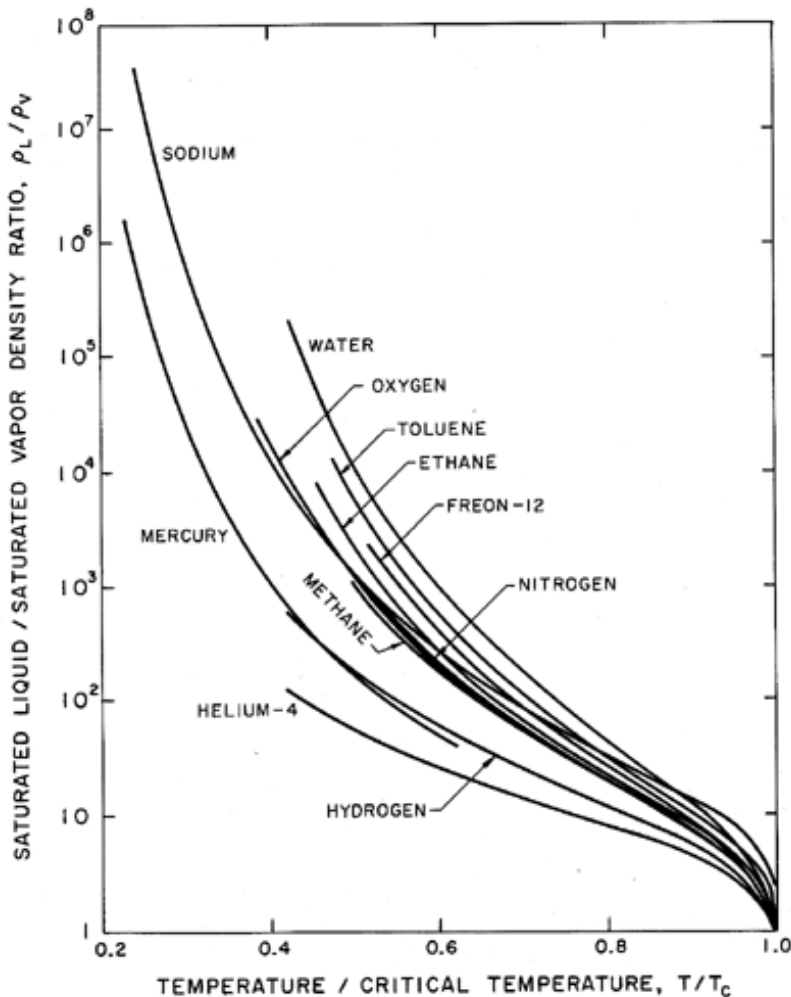


Figura 1.2 Rapporto tra la densità del liquido saturo e il vapore saturo in funzione di una temperatura adimensionale.

La seconda considerazione rivela che la grandezza del calore specifico del liquido saturo è dello stesso ordine del calore specifico del solido tranne ad alte temperature (prossime al punto critico).

Le due suddette caratteristiche dei liquidi implicano che il moto termico delle molecole liquide sia simile a quello del solido e comporta vibrazioni di piccola ampiezza in uno stato di quasi-equilibrio all'interno del liquido. Così la disposizione delle molecole assomiglia di più ad un solido rispetto che a un gas. Infatti in molti processi si può notare che è la fluidità a dominare sull'elasticità. Tale fenomeno è osservabile nel caso dello scorrimento dei piani cristallini all'interno di un solido quando raggiungiamo 0.6-0.7 la temperatura di fusione.

Per spiegare ciò osserviamo che sia allo stato liquido sia a quello solido possiamo prevedere un certo tempo tipico (T_m) necessario alla migrazione di una molecola da una posizione all'interno della struttura ad un'altra vicina o, in alternativa, si potrebbe considerare questo tempo tipico come caratterizzante la migrazione di una posizione vacante da un punto ad un altro all'interno della struttura. Poi se il tempo tipico di osservazione T , associato alla forza applicata, è piccolo rispetto T_m , la sostanza non sarà capace di deformarsi permanentemente durante questo processo e manifesterà elasticità invece di fluidità. D'altra parte se T è molto maggiore di T_m il materiale manifesterà fluidità. In tal modo, nonostante tale considerazione sia molto approssimativa si può caratterizzare un solido come una sostanza avente un grande T_m e un liquido come una sostanza con un piccolo T_m relativo all'ordine di grandezza del tempo tipico T della forza applicata.

Il tempo tipico di osservazione T diventa importante quando il fenomeno è regolato da eventi stocastici come il processo di nucleazione. Se T è grande è più probabile osservare che i posti vacanti si fonderanno per formare una sacca di vapore che darà origine alla nucleazione.

1.3 Resistenza a trazione del fluido

Frenkel illustra il potenziale di resistenza alla trazione di un liquido puro per mezzo di un semplice ma istruttivo calcolo. Considera due molecole separate da una distanza variabile, S . La tipica energia potenziale, Φ , associata alle forze intermolecolari ha la forma mostrata in Figura 1.3.

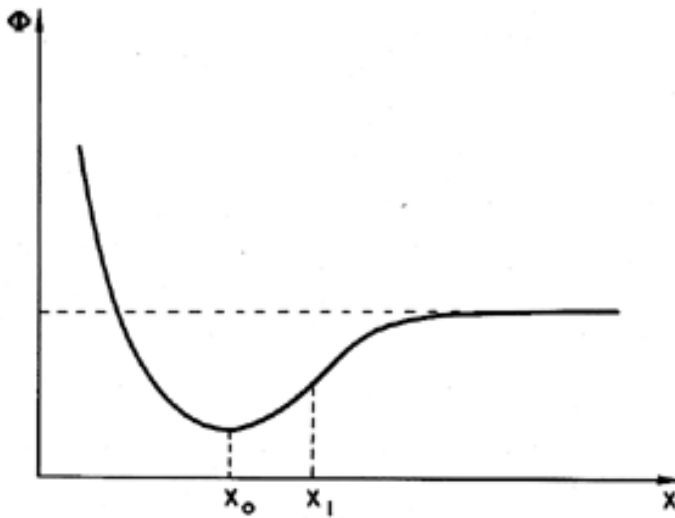


Figura 1.3 Potenziale Intermolecolare.

L'equilibrio che si verifica alla separazione, X_0 , tipicamente è dell'ordine di 10^{-10} m. La forza attrattiva, F , tra le molecole è uguale a $\partial \Phi / \partial x$ ed assume il valore massimo ad una certa distanza, X_1 , dove tipicamente il rapporto X_1/X_0 è dell'ordine di 1.1 o 1.2. Conseguentemente l'applicazione di una tensione di trazione costante pari a quella nella posizione X_1 porterebbe completamente a rottura il liquido o il solido in quanto per $X > X_1$ la forza attrattiva è insufficiente per contrastare tale forza di trazione.

In altre parole si stima su questa base che i liquidi o i solidi dovrebbero essere in grado di resistere a sollecitazioni di trazione di 3×10^4 - 3×10^5 atmosfere! In pratica i solidi non raggiungono questi limiti (la sollecitazione a rottura è di solito circa 100 volte inferiore) a causa di concentrazioni di tensione poichè lo stress effettivo riscontrato in alcuni punti può raggiungere grandi valori anche quando il complessivo stato tensionale medio è 100 volte più piccolo.

Nei liquidi invece, a differenza del calore latente e della temperatura critica, la resistenza alla trazione è determinata da assenze di materia in punti all'interno del liquido. Tali mancanze sono probabilmente effimere e difficili da quantificare in quanto sono causate da piccole impurità. Tale caratteristica, insieme alla dipendenza dal tempo di applicazione della tensione, complica notevolmente ogni valutazione teorica della resistenza a trazione.

1.4 Cavitazione e punto di ebollizione

Come abbiamo discusso nel capitolo 1.2, la resistenza alla trazione di un liquido può manifestarsi in almeno due modi:

1. Un liquido a temperatura costante può essere sottoposto ad una pressione decrescente (p) che scende sotto la pressione di vapore saturo (p_V). Il valore di ($p_V - p$) è detto tensione Δp e la grandezza a cui avviene la rottura è la resistenza a trazione del liquido Δp_C . Il processo di rottura dei legami di un liquido mediante diminuzione della pressione ad una temperatura pressochè costante è solitamente chiamato cavitazione.

2. Un liquido a pressione costante può essere sottoposto ad una temperatura T superiore rispetto a quella di saturazione T_S . Il valore di $\Delta T = T - T_S$ è il surriscaldamento, e il punto in cui si forma il vapore, ΔT_C , è chiamato il surriscaldamento critico. Il processo di rottura di un liquido aumentando la temperatura a pressione pressochè costante è chiamato ebollizione.

Sebbene i meccanismi di base della cavitazione e dell'ebollizione siano simili è importante distinguere i diversi percorsi termodinamici che precedono la formazione di vapore. Vi sono differenze nelle manifestazioni pratiche dei due percorsi perché, anche se è abbastanza facile provocare cambiamenti nella pressione uniformi in un corpo liquido, è molto difficile cambiare uniformemente la temperatura. Si nota che i valori critici della tensione e del surriscaldamento possono essere legati quando le grandezze di tali quantità sono piccole. Dalla relazione di Clausius- Clapeyron:

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{\text{saturation conditions}} = \frac{L}{T[\rho_V^{-1} - \rho_L^{-1}]} \quad (1.1)$$

dove ρ_L e ρ_V rappresentano la densità del liquido e del vapore saturo mentre L è il calore latente di evaporazione. Tranne vicino al punto critico, abbiamo $\rho_L \gg \rho_V$ e quindi dp / dt è approssimativamente uguale a $p_V L / T$. pertanto:

$$\Delta T_C \approx \Delta p_C \cdot \frac{T}{L\rho_V} \quad (1.2)$$

È importante sottolineare che l'Equazione 1.2 è limitata a piccoli valori della tensione e del surriscaldamento ma fornisce un'utile relazione in quelle circostanze. Quando Δp_C e ΔT_C sono più grandi è necessario utilizzare un'equazione di stato appropriata per la sostanza in modo da stabilire un rapporto numerico.

CAPITOLO 2

La nucleazione

2.1 Tipi di nucleazione

In ogni esperimento pratico o applicazione i difetti tipicamente si formano in due modi. I moti termici all'interno del liquido costituiscono temporaneamente dei vuoti microscopici che possono successivamente costituire i nuclei necessari per la crescita di bolle macroscopiche. Questa è definita nucleazione omogenea. In situazioni pratiche è molto più frequente notare che i difetti si formano nel confine tra il liquido e il contenitore in cui esso è a contatto o tra il liquido e le piccole particelle solide in sospensione nel fluido. Quando si verifica tale condizione, si parla di nucleazione eterogenea.

Un'altra importante tipologia di formazione di difetti è la presenza di bolle di gas contaminanti dalle dimensioni dell'ordine del micron (microbolle), che potrebbero essere presenti in fessure all'interno del contenitore solido o all'interno di particelle sospese nel liquido. In acqua le microbolle d'aria sembrano essere sempre presenti e sono quasi impossibili da rimuovere completamente. Mentre può essere possibile rimuovere la maggior parte di questi nuclei da un piccolo campione in laboratorio di ricerca, la loro presenza nel mondo reale delle applicazioni è incancellabile.

Infine un'altra forma di contaminazione è la radiazione cosmica. Una collisione tra una particella ad alta energia e una molecola del liquido può fornire energia sufficiente per avviare la nucleazione.

2.2 Teoria della nucleazione omogenea

In un liquido puro la tensione superficiale è la manifestazione macroscopica delle forze intermolecolari che tendono a tenere insieme le molecole e prevenire la formazione di vuoti. La pressione p_e del liquido esterno ad una bolla di raggio R sarà relativa alla pressione interna p_i tramite:

$$p_i - p_e = \frac{2S}{R} \quad (2.1)$$

dove S è la tensione superficiale. In questa formula e nelle seguenti si presuppone che il concetto di tensione superficiale (o meglio, energia superficiale) possa essere esteso fino a bolle o difetti che si trovano a brevi distanze intermolecolari. Tale approssimazione è valida se la temperatura T è uniforme e la bolla contiene solo vapore quindi la pressione interna p_i sarà la pressione di vapore saturo $p_V(T)$. Tuttavia, la pressione del liquido esterno $p_e = p_V - 2S/R$ dovrà essere inferiore a p_V per essere in condizioni di equilibrio. Di conseguenza, se la pressione del liquido esterno è mantenuta ad un valore costante leggermente inferiore a $p_V - 2S/R$, la bolla crescerà, R aumenterà, l'eccessiva pressione che causa la crescita aumenterà e si verificherà la rottura. Ne consegue che se la dimensione massima dei difetti presenti è R_C (chiamato raggio critico) allora la resistenza a trazione del liquido Δp_C sarà data da:

$$\Delta p_C = 2S/R_C \quad (2.2)$$

Nel caso di posti vacanti creati da movimenti molecolari casuali questa semplice espressione $\Delta p_C = 2S/R_C$ dev'essere redatta in termini di probabilità che un posto vacante sarà presente durante il tempo di osservazione mentre è applicata la tensione. Questo produrrà una probabilità che il liquido si rompa sotto una determinata tensione durante il tempo a disposizione.

L'equazione 2.2 è la prima delle tre relazioni di base che costituiscono la teoria della nucleazione omogenea. La seconda espressione da identificare deriva dal fatto che dobbiamo dare un incremento di energia al liquido puro in modo da creare un nucleo o delle microbolle dalla dimensione critica R_C . Supponendo che il nucleo critico sia in equilibrio termodinamico con i suoi contorni dopo la sua creazione allora l'incremento

di energia che deve essere fornito consiste in due parti. Innanzitutto l'energia deve essere fornita per giustificare quella già presente nella superficie della bolla. Per definizione di tensione superficiale S tale somma è S per la superficie unitaria per un totale di $4\pi(R_C)^2S$. Ma, in aggiunta, il liquido deve essere spostato verso l'esterno in modo da creare la bolla e questo implica lavoro fatto sul o dal sistema.

La differenza di pressione coinvolta in questo incremento di energia è la differenza tra la pressione all'interno e all'esterno della bolla (che in ta caso è Δp_C , data dalla equazione 2.2).

Il lavoro svolto è il volume della bolla moltiplicato per questa differenza di pressione, o $4\pi(R_C)^3\Delta p_C / 3$, e ciò è il lavoro svolto dal liquido per creare lo spostamento implicato dalla creazione della bolla.

Così l'energia netta, W_{CR} , che deve essere fornita per formare la bolla è:

$$W_{CR} = 4\pi R_C^2 S - \frac{4}{3}\pi R_C^3 \Delta p_C = \frac{4}{3}\pi R_C^2 S \quad (2.3)$$

Può anche essere utile eliminare R_C dalle equazioni 2.2 e 2.3 per scrivere l'espressione dell'energia critica fornita come:

$$W_{CR} = 16\pi S^3 / 3(\Delta p_C)^2 \quad (2.4)$$

Il passaggio finale della teoria della nucleazione omogenea è una valutazione dei meccanismi con cui potrebbe verificarsi il rilascio di energia e la probabilità che quest'ultima raggiunga la grandezza W_{CR} nel tempo disponibile.

L'equazione 2.4 indica anche la probabilità del liquido di essere in grado di sostenere una tensione Δp_C in quel periodo. Nel corpo di un liquido puro completamente isolato da qualsiasi radiazione esterna il problema si riduce ad una valutazione della probabilità che la natura stocastica dei moti termici delle molecole porterebbe ad una perturbazione locale di energia di grandezza W_{CR} .

La maggior parte delle teorie della nucleazione omogenea pertanto relazionano W_{CR} all'energia cinetica tipica delle molecole, cioè kT (k è la costante di Boltzmann) e il rapporto è formulato in termini di un numero di Gibbs:

$$Gb = W_{CR}/kT \quad (2.5)$$

Ne consegue che un dato numero di Gibbs corrisponde a una certa probabilità di un evento di nucleazione in un dato volume durante un determinato periodo di tempo disponibile.

Ci sono diverse espressioni che esprimono la relazione tra il tasso di nucleazione J (definito come il numero di eventi di nucleazione che si verificano in un volume unitario per unità di tempo) e il numero di Gibbs G_b , ma tutte prendono la forma generale:

$$J = J_0 e^{-G_b} \quad (2.6)$$

dove J_0 è un fattore di proporzionalità.

2.3 Nucleazione eterogenea

Nel caso di nucleazione omogenea abbiamo considerato vuoti microscopici di raggio R che crescono provocando la rottura quando la pressione sul liquido, p , viene ridotta al di sotto del valore critico $p_V - 2S / R$.

Consideriamo ora una serie di analoghe situazioni con una interfaccia solido / liquido come indicato in Figura 2.1.

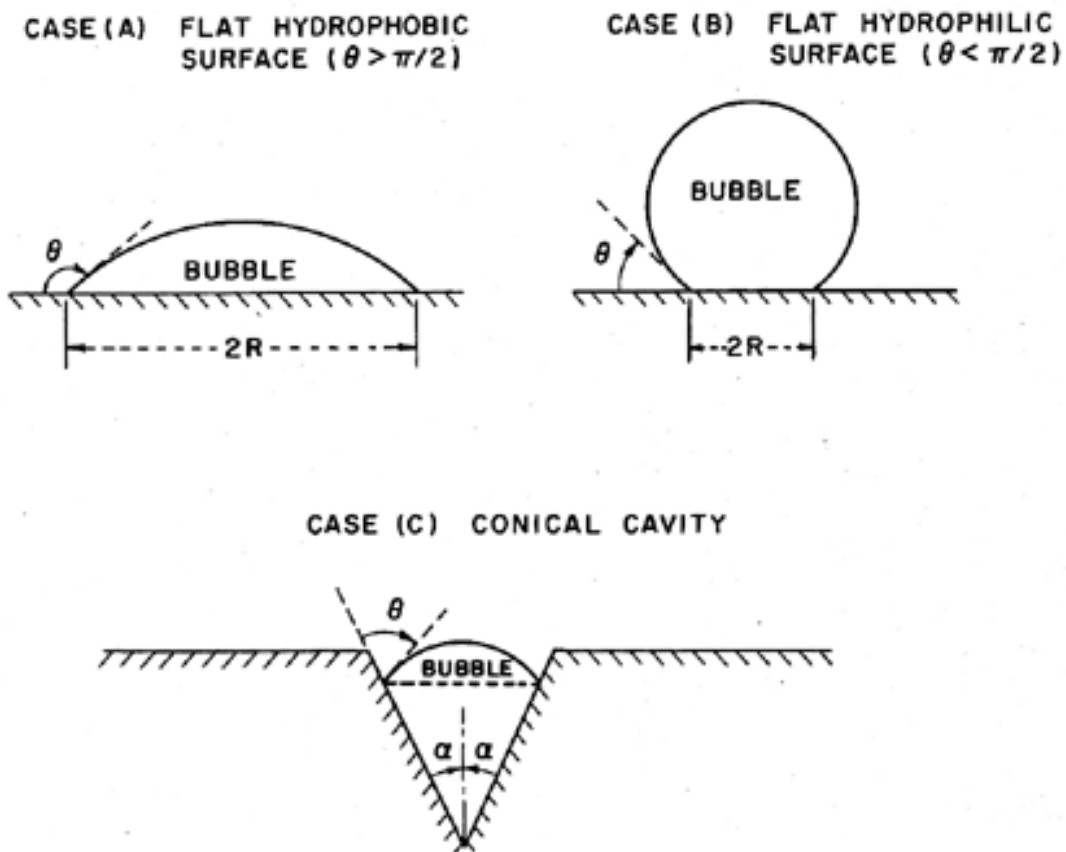


Figure 2.1 Varie modalità di nucleazione eterogenea.

L'angolo di contatto tra liquido / vapore / solido è indicato con θ . Ne consegue che la resistenza alla trazione nel caso della superficie piana è data da $2S \sin\theta / R$ dove R è la tipica dimensione massima della bolla di vuoto. Quindi, in teoria, la resistenza alla trazione può essere zero per $\theta \rightarrow \pi$. D'altra parte, la resistenza alla trazione per una superficie è comparabile con quella della nucleazione omogenea quando le dimensioni massime dei difetti sono comparabili. Si potrebbe quindi concludere che la presenza di una superficie causa nucleazione eterogenea e una resistenza molto piccola alla trazione.

Naturalmente su scala microscopica di cui ci stiamo occupando le superfici non sono

piatte, quindi dobbiamo considerare gli effetti di altre geometrie superficiali locali. La cavità conica del caso (c) è di solito utilizzata per esemplificare l'effetto della geometria superficiale. Se il mezzo angolo al vertice di questa cavità è indicato con α , allora è chiaro che la resistenza a trazione nulla si verifica al valore più realizzabile di $\theta = \alpha + \pi / 2$ piuttosto che $\theta \rightarrow \pi$. Inoltre, se $\theta > \alpha + \pi / 2$, è chiaro che la bolla di vapore crescerà per riempire la cavità con pressioni superiori rispetto alla pressione di vapore. Quindi se si considera la gamma di geometrie di superficie microscopiche allora non è affatto sorprendente che sacche di vapore crescano all'interno di alcune particolari cavità superficiali a pressioni in prossimità della tensione di vapore.

È chiaro che alcuni siti specifici su una superficie solida avranno la geometria ottimale per promuovere la crescita su scala macroscopica di bolle di vapore. Tali luoghi sono chiamati siti di nucleazione. Inoltre, è chiaro che più la pressione si riduce, più i siti diventeranno in grado di generare e rilasciare bolle dentro il liquido. Questi eventi sono facilmente osservabili quando si fa bollire una pentola d'acqua sul fuoco. All'inizio dell'ebollizione le bolle sono prodotte in alcuni siti specifici. Quando il metallo diventa più caldo si attivano sempre più siti quindi la densità di quest' ultimi in funzione del surriscaldamento è un componente importante nella quantificazione di ebollizione nucleata.

2.4 I siti di nucleazione

Al fine di quantificare il processo di nucleazione è necessario definire una funzione di distribuzione di densità superficiale del numero dei siti di nucleazione, $N(R_P)$, dove $N(R_P) dR_P$ è il numero di siti con dimensioni tra R_P e $R_P + dR_P$ per unità di superficie. In aggiunta a questo è necessario conoscere la gamma di misure fornite da un certo surriscaldamento ΔT . Tipicamente tutte le dimensioni maggiori di R_P^* saranno eccitate da una tensione di $\beta S / R_P^*$ dove β è una costante. Ciò corrisponde ad un surriscaldamento critico dato da:

$$\Delta T = \beta S T / L \rho_V R_P^* \quad (2.7)$$

Così il numero di siti per superficie unitaria, $n(\Delta T)$, in funzione di uno specifico surriscaldamento è dato da:

$$n(\Delta T) = \int_{\frac{\beta S T}{L \rho_V \Delta T}}^{\infty} N(R_P) dR_P \quad (2.8)$$

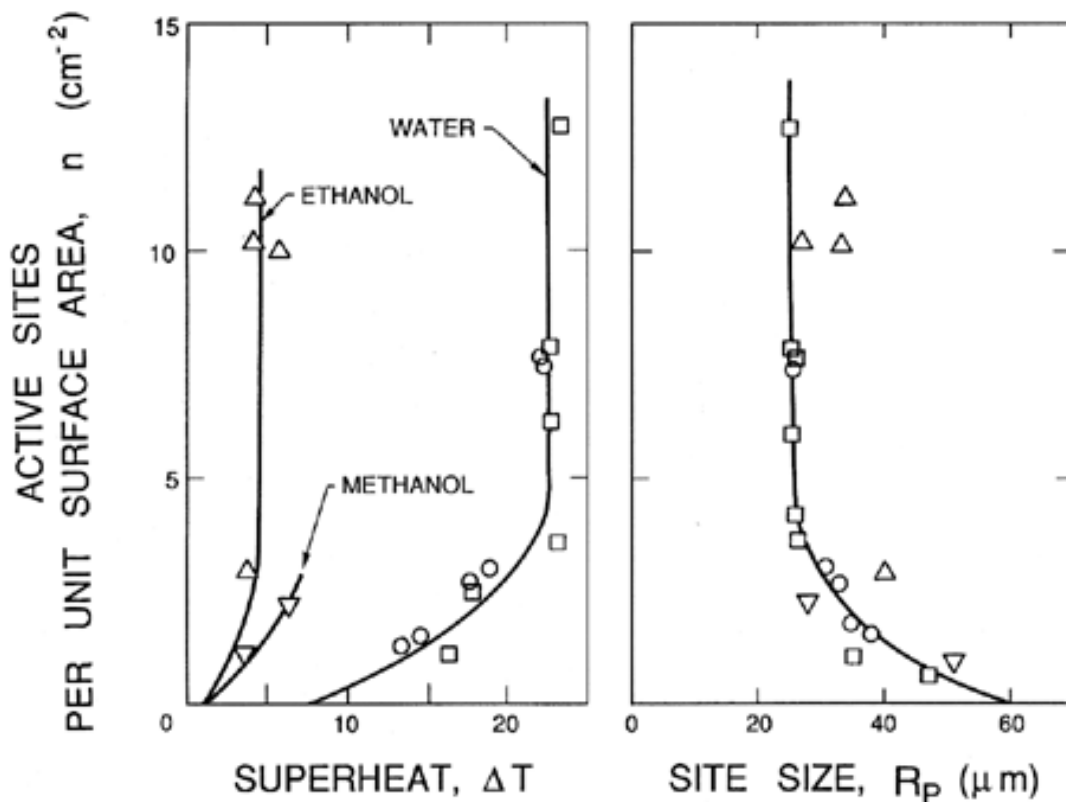


Figura 2.2 Dati sperimentali sul numero di siti di nucleazione attivi per unità di superficie n nel caso di rame lucidato.

I dati in figura di Griffith e Wallis (1960) presentati in figura 2.2 illustrano questo effetto.

Sulla sinistra ci sono le misure del numero di siti attivi per unità di superficie n per una particolare superficie di rame lucidato e con tre differenti liquidi. Le tre curve corrispondono a differenti $N(R_p)$ per i tre liquidi. Il grafico a destra si ottiene usando l'equazione 2.7 con $\beta = 2$ e dimostra la veridicità dell'Equazione 2.8 per una superficie particolare.

L'identificazione dei siti di nucleazione coinvolti nel processo di cavitazione è molto più difficile e ha suscitato alcune controversie in passato. Questo perché, a differenza del caso appena visto dove le maggiori tensioni sono osservabili in un liquido a contatto con una superficie riscaldata, nella cavitazione avviene una riduzione della pressione nella massa liquida. Conseguentemente particelle molto piccole o microbolle presenti come contaminanti nella massa del liquido sono potenziali siti di nucleazione.

2.5 Effetto di gas contaminanti

Tutti i liquidi contengono alcuni gas disciolti. Se la bolla che sta nucleando contiene alcuni gas, allora la pressione nella bolla è la somma della pressione parziale di questo gas, p_G , e la pressione di vapore. Da qui la pressione di equilibrio nel liquido è $p = p_V + p_G - 2S / R$ e la resistenza a trazione critica è $2S / R - p_G$. Così il gas disciolto diminuirà il potenziale di resistenza alla trazione e se la concentrazione di gas porta a valori sufficientemente grandi di p_G allora la resistenza alla trazione è negativa e la bolla crescerà in liquidi con pressioni superiori alla pressione di vapore.

Ci riferiamo qui sopra alle circostanze in cui il liquido non è saturo di gas alla pressione a cui è stato osservato.

In teoria nessuna bolla di gas può esistere in equilibrio in un liquido insaturo con gas puro infatti se la pressione viene mantenuta sopra $p_V + p_G$ dove p_G è la pressione del gas di equilibrio essa dovrebbe sciogliersi e scomparire causando così un notevole aumento della resistenza a trazione del liquido. Se è vero che il trattamento di alzare la pressione e il degassamento provoca un certo aumento della resistenza alla trazione l'effetto non è così grande come ci si può aspettare. Questo dilemma però ha suscitato qualche polemica in passato e almeno tre spiegazioni plausibili sono state proposte.

La prima è quella di Harvey secondo la quale la bolla si trova in una fessura di una particella o di una superficie e persiste poichè la sua geometria è tale che la superficie libera abbia una curvatura convessa in modo che la tensione superficiale supporti l'alta pressione del liquido.

La seconda è la possibilità di produzione continua di nuclei grazie alla radiazione cosmica.

La terza possibilità stata proposta da Fox e Herzfeld (1954) e prevede la presenza di un rivestimento organico che dà alla superficie libera della bolla elasticità sufficiente per resistere all'alta pressione. Anche se in origine meno plausibile rispetto alle prime due possibilità, questa spiegazione è ora la più ampiamente accettata grazie ai recenti progressi della reologia superficiale, che mostrano che una grande quantità di contaminanti nel liquido può generare effetti di superficie elastica.

2.6 Nucleazione in liquidi di flusso

Forse la più comune esperienza di osservare la cavitazione è in sistemi liquidi dove per effetti idrodinamici la pressione scende al di sotto della pressione di vapore.

Reynolds (1873) fu tra i primi a tentare di spiegare il comportamento insolito delle eliche delle navi ad alte velocità di rotazione. Egli pensava a un fenomeno di trascinamento dell'aria nel scie delle pale che ora viene chiamato "ventilazione". Non sembra tuttavia aver previsto la possibilità di vapore che riempiva queste scie. Toccherà a Parsons (1906) riconoscere il ruolo svolto dalla vaporizzazione. Quest'ultimo ha inoltre diretto i primi esperimenti sulla cavitazione a causa degli effetti negativi che essa ha sul rendimento, del rumore che crea e, più sorprendentemente, del danno che può fare sulle superfici solide.

Per tale dimostrazione considereremo un flusso costante monofase di un liquido newtoniano di densità costante, ρ_L , un campo di velocità, $u_i(x_i)$, una pressione, $p(x_i)$. In tutti questi flussi è conveniente definire una velocità di riferimento, U_∞ , e una pressione di riferimento, p_∞ .

Nei flussi esterni intorno a corpi solidi, U_∞ e p_∞ sono convenzionalmente la velocità e la pressione del flusso a monte. Le equazioni del moto sono tali che cambiando il valore della pressione di riferimento cambia la pressione in tutto il campo di flusso. Quindi il coefficiente di pressione:

$$C_p(x_i) = \frac{p(x_i) - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (2.9)$$

è indipendente da p_∞ per una data geometria entro confini di flusso macroscopici. Inoltre ci sarà una certa posizione, x_i^* , all'interno del flusso dove C_p e p diventano un minimo, e il valore di $C_p(x_i^*)$ sarà definito per comodità da C_{pmin} . Notare che questo è un numero negativo.

Effetti viscosi all'interno del flusso sono caratterizzati dal numero di Reynolds, $Re = \rho L U_\infty / \mu_L = U_\infty \cdot L / \nu_L$ dove μ_L e ν_L sono le viscosità dinamica e cinematica del liquido ed L è la scala caratteristica di lunghezza. Per una data geometria, $C_p(x_i)$ e C_{pmin} sono funzioni solo di Re nei flussi costanti. Nel caso di un flusso viscoso con liquido privo di attrito, si applica l'equazione di Bernoulli e $C_p(x_i)$ e C_{pmin} diventano dipendenti solo dalla geometria dei confini del flusso e non dagli altri parametri.

Ai fini della presente discussione, dovremo supporre che per la geometria del flusso in esame, il valore di C_{pmin} per il flusso monofase sia noto.

Lo scopo è notare ciò che accade in un dato flusso quando o la pressione globale viene diminuita o la velocità del flusso viene aumentata in modo che la pressione a un certo punto nel flusso si avvicini alla tensione di vapore, p_v , del liquido alla temperatura di riferimento, T_∞ .

Per caratterizzare questo rapporto è convenzione definire il numero di cavitazione, σ come:

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v(T_\infty)}{\frac{1}{2}\rho_L U_\infty^2} \quad (2.10)$$

Qualsiasi flusso con o senza cavitazione, ha un certo valore di σ .

Quando σ si riduce la nucleazione prima avverrà ad un particolare valore σ , detto numero di cavitazione incipiente ed indicato con σ_i . Un ulteriore riduzione di σ oltre a σ_i provoca un aumento della dimensione delle bolle di vapore.

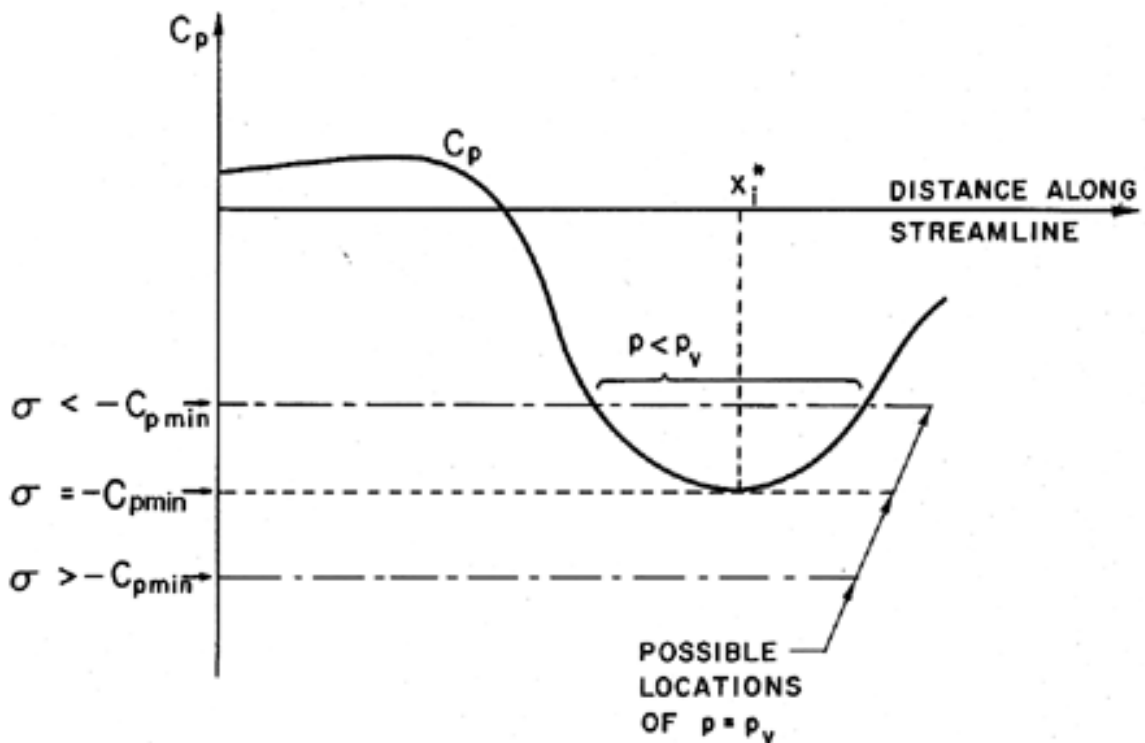


Figura 2.3 Schema di distribuzione della pressione lungo un restringimento.

Per esemplificare si consideri la nucleazione di un nucleo in un flusso libero mentre viaggia lungo la linea contenente x_i^* (vedi Figura 2.3).

Per $\sigma > -C_{pmin}$ la pressione lungo tutta la traiettoria è maggiore di p_V .

Per $\sigma = -C_{pmin}$ il nucleo incontra $p = p_V$ solo per un momento infinitesimo.

Per $\sigma < -C_{pmin}$ la pressione del nucleo è $p < p_V$ per un tempo finito.

In primo luogo la nucleazione può non verificarsi con $p = p_V$ poiché il nucleo richiederebbe una pressione leggermente inferiore a quella di vapore oppure, in altri casi, ha bisogno di un tempo finito per formarsi.

Come vedremo il tasso di crescita di una bolla può anche essere radicalmente influenzato dalle proprietà termodinamiche del liquido e vapore che sono a loro volta funzioni della temperatura del liquido. Conseguentemente σ può anche dipendere dalla temperatura del liquido.

CAPITOLO 3

La cavitazione

3.1 Gli effetti viscosi nella cavitazione incipiente

La discussione nel capitolo precedente è stata volutamente limitata a flussi ideali costanti. Quando si assume il flusso non viscoso il valore di $-C_{pmin}$ è una costante positiva per una data geometria di flusso. Tuttavia, quando gli effetti della viscosità sono inclusi, C_{pmin} sarà una funzione del numero di Reynolds Re , e anche in un flusso costante ci si aspetta di osservare una dipendenza del numero di cavitazione incipiente, σ_i , dal numero di Reynolds. Per comodità considereremo questo effetto viscoso costante. Fino a questo punto abbiamo assunto che il flusso sia laminare e la pressione costante. Tuttavia la maggior parte dei flussi che il progettista deve affrontare non sono solo in moto turbolento ma addirittura instabili. Si verificano vortici poichè sono inerenti alla turbolenza. Ciò ha importanti conseguenze per l'inizio della cavitazione perché la pressione al centro di un vortice può essere significativamente inferiore rispetto alla pressione media nel flusso. In sintesi ci sono una serie fattori che possono influenzare σ_i che quindi può non essere più uguale al valore di $-C_{pmin}$:

1. L'esistenza di una resistenza a trazione può causare una riduzione di σ_i .
2. L'effetto del tempo di permanenza può causare una riduzione della σ_i .
3. L'esistenza di gas contaminanti possono causare un aumento della σ_i .
4. L'effetto costante viscoso dovuto alla dipendenza di C_{pmin} da Re può far sì che σ_i sia una funzione di Re .
5. Gli effetti della turbolenza possono causare un aumento della σ_i .

Se non fosse per queste considerazioni la previsione di cavitazione sarebbe una semplice questione di determinazione di C_{pmin} . Purtroppo questi effetti possono causare grandi variazioni dal criterio $\sigma_i = -C_{pmin}$, con importanti conseguenze. Inoltre tali conclusioni che abbiamo appena tratto sono deducibili solo se abbiamo identificato e misurato i seguenti parametri nel caso di incipiente cavitazione:

1. Il numero di cavitazione, σ .
2. Il numero di Reynolds, Re .
3. La temperatura del liquido, T^∞ .
4. La natura del liquido, di cui la quantità di gas disciolto e la presenza di turbolenze.
5. La natura dei solidi che delimitano le superfici tra cui la rugosità (poiché questa può influenzare l'idrodinamica) e la presenza di pori.

3.2 Misure della cavitazione incipiente

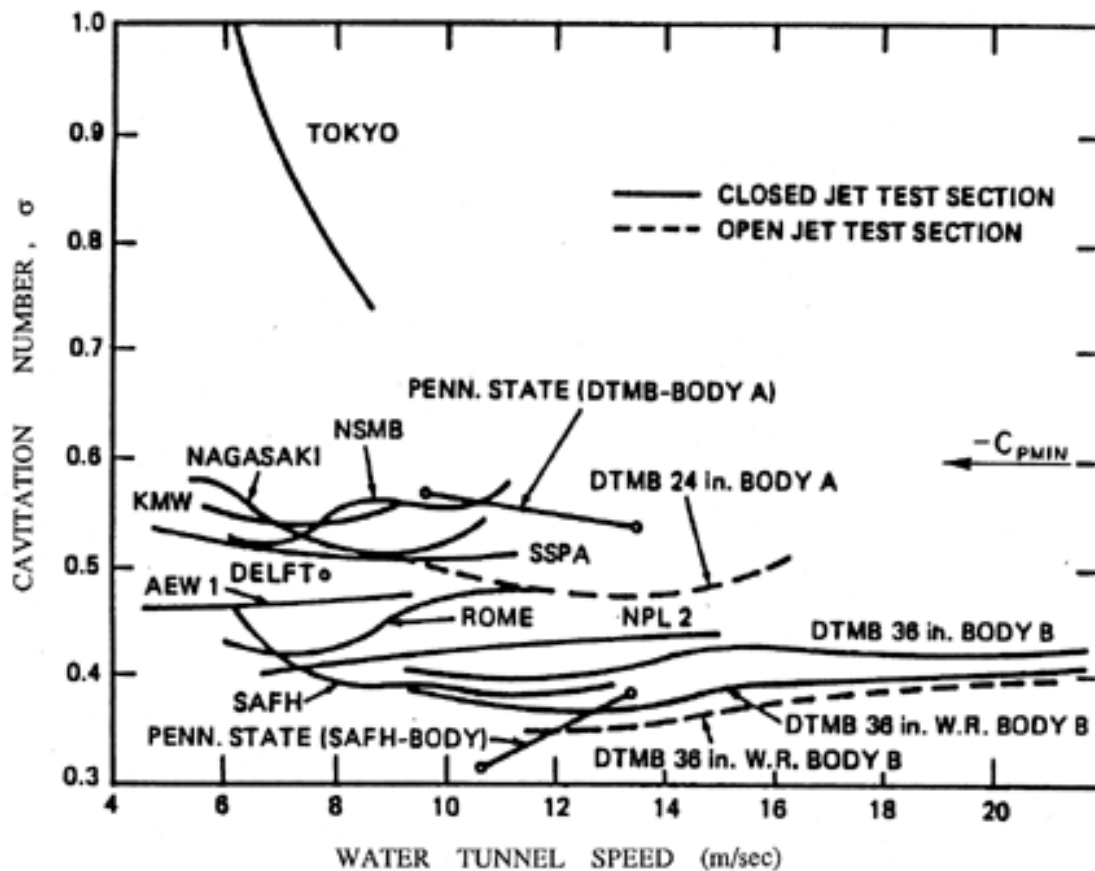


Figura 3.1 I numeri di cavitazione di una stessa sagoma dalla forma assialsimmetrica misurati in tunnel d'acqua in tutto il mondo.

Il primo effetto che notiamo è che l'incertezza sulla resistenza a trazione del liquido è molto difficile da identificare e quasi impossibile da rimuovere da un corpo liquido (come quello utilizzato in un tunnel di acqua) a causa di tutte le particelle come microbolle e gas contaminanti che influenzeranno la nucleazione. Ciò può causare differenze sostanziali tra i numeri di cavitazione di strutture diverse e perfino nello stesso impianto con acqua trattata in modo diverso.

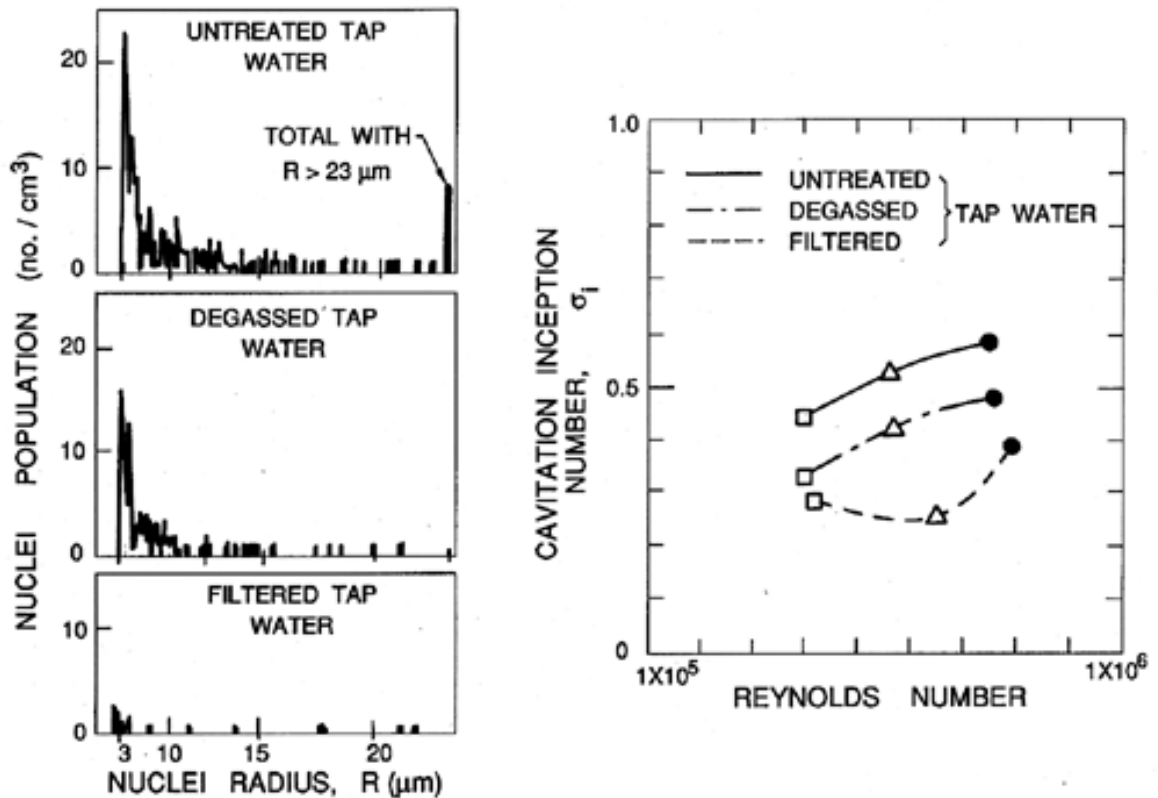


Figura 3.2 Istogrammi dei nuclei in acqua di rubinetto trattata e non trattata e dei corrispondenti numeri di cavitazione su forme emisferiche di tre diversi diametri, 3cm, 4.5cm e 6cm e quindi diversi Re (Keller 1974).

L'acqua è stata trattata in modi diversi in modo che essa contenesse diverse popolazioni di nuclei come mostrato a sinistra nella Figura 3.2. Come ci si potrebbe aspettare l'acqua con la popolazione di nuclei superiore avrà un numero di cavitazione incipiente più grande. Poiché i nuclei di cavitazione sono fondamentali per stabilire l'inizio della cavitazione bisogna monitorarli per stabilire la loro quantità dentro il fluido interessato.

Va tuttavia osservato che la maggior parte dei metodi attualmente utilizzati per effettuare queste misurazioni è ancora in fase di sviluppo. Sono stati sperimentati dispositivi basati sullo scattering acustico e sullo scattering luminoso. Altri strumenti noti causano cavitazione nel liquido e riescono a misurare il numero e la dimensione delle bolle macroscopiche risultanti. Forse il metodo più affidabile è stato l'uso di olografia per creare un'immagine tridimensionale amplificata di un volume di campione di liquido nel quale possono poi essere esaminati i nuclei.

3.3 Dati di cavitazione incipiente

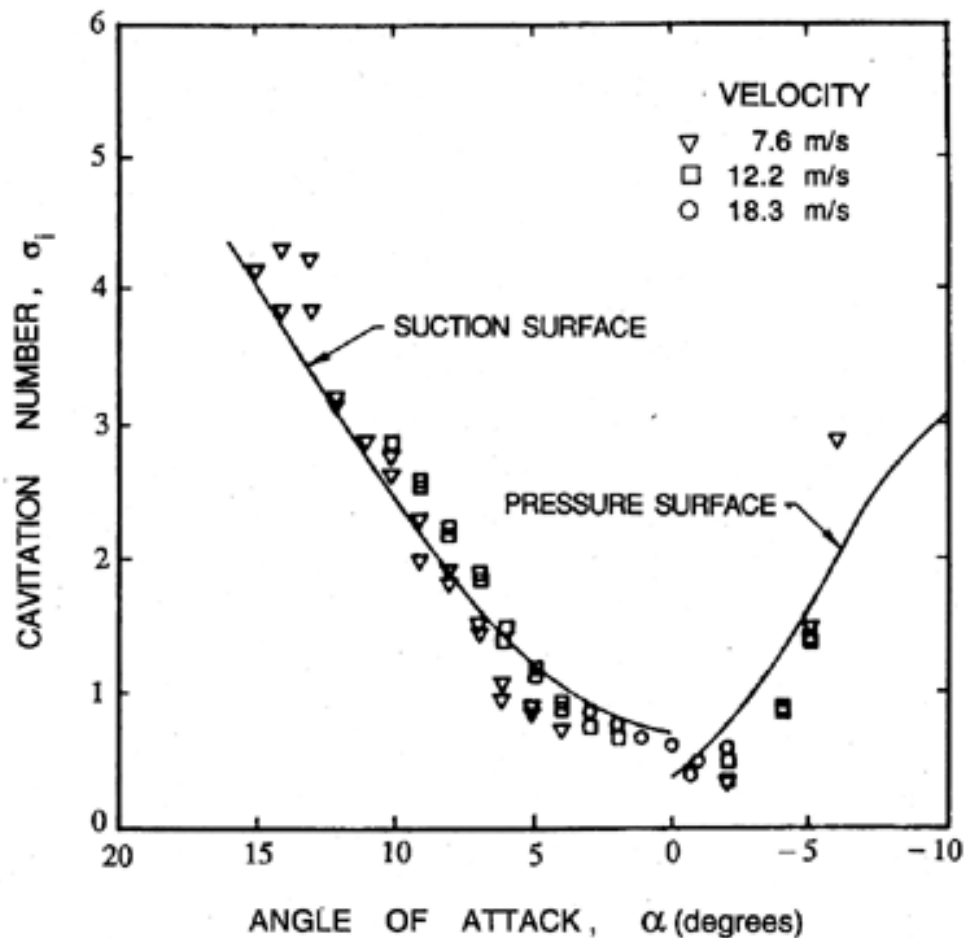


Figura 3.3 Cavitazione incipiente caratteristica di un aliscafo NACA 4412 (Kermeen 1956).

Si consideri in primo luogo come variano i numeri di cavitazione incipiente di un unico aliscafo al variare dell'angolo di attacco.

I dati di Kermeen (1956), ottenuti per un aliscafo NACA 4412, sono riprodotti in Figura 3.3. Ad angoli di attacco positivo le regioni a bassa pressione e quindi di cavitazione incipiente si verificheranno sulla superficie di aspirazione mentre ad angoli di attacco negativo questi fenomeni si sposteranno verso la superficie di pressione. Inoltre, poiché l'angolo di attacco aumentata in entrambe le direzioni, il valore di $-C_{pmin}$ aumenterà, e quindi il numero di inizio cavitazione aumenterà.

Sono stati ottenuti dati per tre diverse dimensioni di un aliscafo Joukowski (ad angolo di incidenza nullo) a velocità diverse. Sono stati riportati in funzione del numero di Reynolds nella speranza che questo riducesse i dati in una singola curva. Il fatto che questo non sia avvenuto dimostra che esiste una dimensione il cui effetto è separato dal numero di Reynolds. Sembra ragionevole ipotizzare che il parametro mancante sia

il rapporto tra la dimensione dei nuclei, ma in assenza di informazioni sufficientemente precise su quest'ultimi tali conclusioni sono puramente speculative.

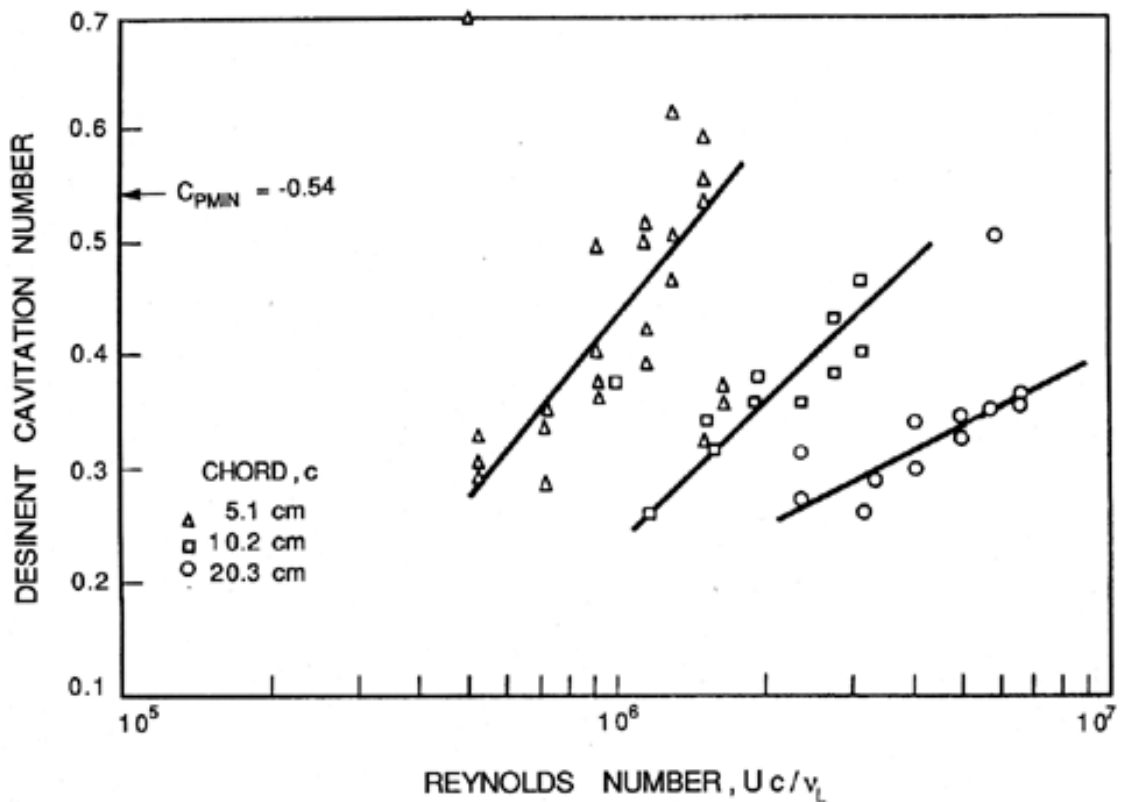


Figura 3.4 I numeri di cavitazione per tre misure dell'aliscafo di Joukowski ad angolo di incidenza nullo e in funzione del numero di Re (Holl and Wislicenus 1961). Da notare il C_{pmin} teorico = -0.54.

Per completare la lista di quei fattori che possono influenzare l'inizio della cavitazione è necessario menzionare gli effetti della rugosità superficiale e del livello di turbolenza del flusso. I due effetti sono collegati in qualche maniera poiché la rugosità influirà sul livello di turbolenza e anche sul flusso ritardando la separazione dello strato limite e quindi la pressione e gli strati di velocità.

3.4 Effetto scala nella cavitazione incipiente

Questo è forse uno dei problemi più complicati che un ingegnere idraulico deve affrontare.

Cambiando la dimensione del dispositivo verrà alterato non solo l'effetto del tempo di permanenza ma anche il numero di Reynolds. Inoltre i nuclei avranno un formato diverso rispetto al dispositivo considerato come modello. Inoltre, cambiando la velocità, cambia anche il numero di cavitazione.

Per mantenere la condizione del modello si deve quindi cambiare il livello di pressione che può alterare il contenuto di nuclei. Vi è anche il problema di come trattare la rugosità superficiale nel modello e nel prototipo.

L'altra questione di scala che si pone è come anticipare i fenomeni di cavitazione in un liquido in base a dati ottenuti in un altro liquido. Il nostro database deve quindi contenere una grande quantità di dati sulle acque. I dati relativi ad altri liquidi sono piuttosto scarsi poiché i nuclei hanno un ruolo fondamentale per poter applicare l'effetto scala dall'acqua ad altri fluidi e, non conoscendo la loro precisa distribuzione in liquidi diversi dall'acqua, è di conseguenza difficile stabilire quando avverrà la cavitazione.

La maggior parte delle considerazioni appena fatte sono concentrate sulla nascita della cavitazione. Una volta che quest'ultima è consolidata, i fenomeni che si verificano sono molto meno sensibili ad altri fattori come il contenuto di nuclei. Da qui il dimensionamento in funzione della cavitazione è sviluppato e può procedere con maggiore tranquillità rispetto alla scala di inizio cavitazione. Questo non è tuttavia di tanta consolazione per il tecnico incaricato di evitare completamente la cavitazione.

3.5 I danni causati dalla cavitazione

Forse il problema più gravoso causato dalla cavitazione è il danno che le bolle possono causare quando collassano ed esplodono in prossimità di una superficie solida. Di conseguenza quest'argomento è stato studiato per molti anni.

Il problema è difficile perché comporta complicati fenomeni di moto vario combinati con la reazione del materiale con cui è fatta la superficie solida.

Anche se esistono molte regole empiriche progettate per aiutare l'ingegnere nel valutare il potenziale tasso di danno cavitazionale rimangono diverse domande per quanto riguarda i meccanismi coinvolti.

Sappiamo che il crollo della bolla è un processo violento che genera onde d'urto di grande ampiezza altamente localizzate e la violenta propagazione di microgetti di liquido. Quando questo crollo si verifica vicino ad una superficie solida queste intense perturbazioni generano tensioni superficiali localizzate.

La ripetizione di questo fenomeno dovuto ripetuti collassi provoca danni dovuti a fatica sulla superficie e il successivo distacco o sfaldamento dei pezzi del materiale.



Figura 3.5 Fotografia dei danni tipici da cavitazione sulla lama di una pompa a flusso misto.

Va notato che i crateri causati da singoli collassi di bolle sono spesso osservati in materiali teneri grazie anche alla facilità con cui può essere studiato tale fenomeno proprio in questo tipo di materiali. Tuttavia esso non necessariamente segue lo stesso meccanismo in materiali più duri.

La questione se i danni da cavitazione siano causati da microgetti o da onde d'urto o da entrambi è stata discussa per molti anni. Negli anni 1940 e 1950 l'attenzione si è concentrata sulle onde d'urto generate dal crollo della bolla sferica. Quando il fenomeno del microgetto è stato osservato da Naudé e Ellis (1961) e Benjamin e Ellis (1966) l'attenzione si è spostata sullo studio delle pressioni impulsive generate da quest'ultimo. Ma anche dopo la rottura causata dal microgetto ci si ritrova con una nuvola di piccole bolle residue che continueranno a collassare collettivamente. Anche se non è più una singola bolla questa nube residua avrà ancora lo stesso comportamento dinamico qualitativo come la possibile produzione di una onda d'urto. Due importanti ricerche sono state condotte in Giappone riguardo alla nuvola di bolle residue. La Figura 3.6 mostra una serie di fotografie di una bolla mentre collassa insieme al corrispondente valore della pressione. L'istante di picco di pressione è tra i punti 6 e 7 e corrisponde al volume minimo della bolla.

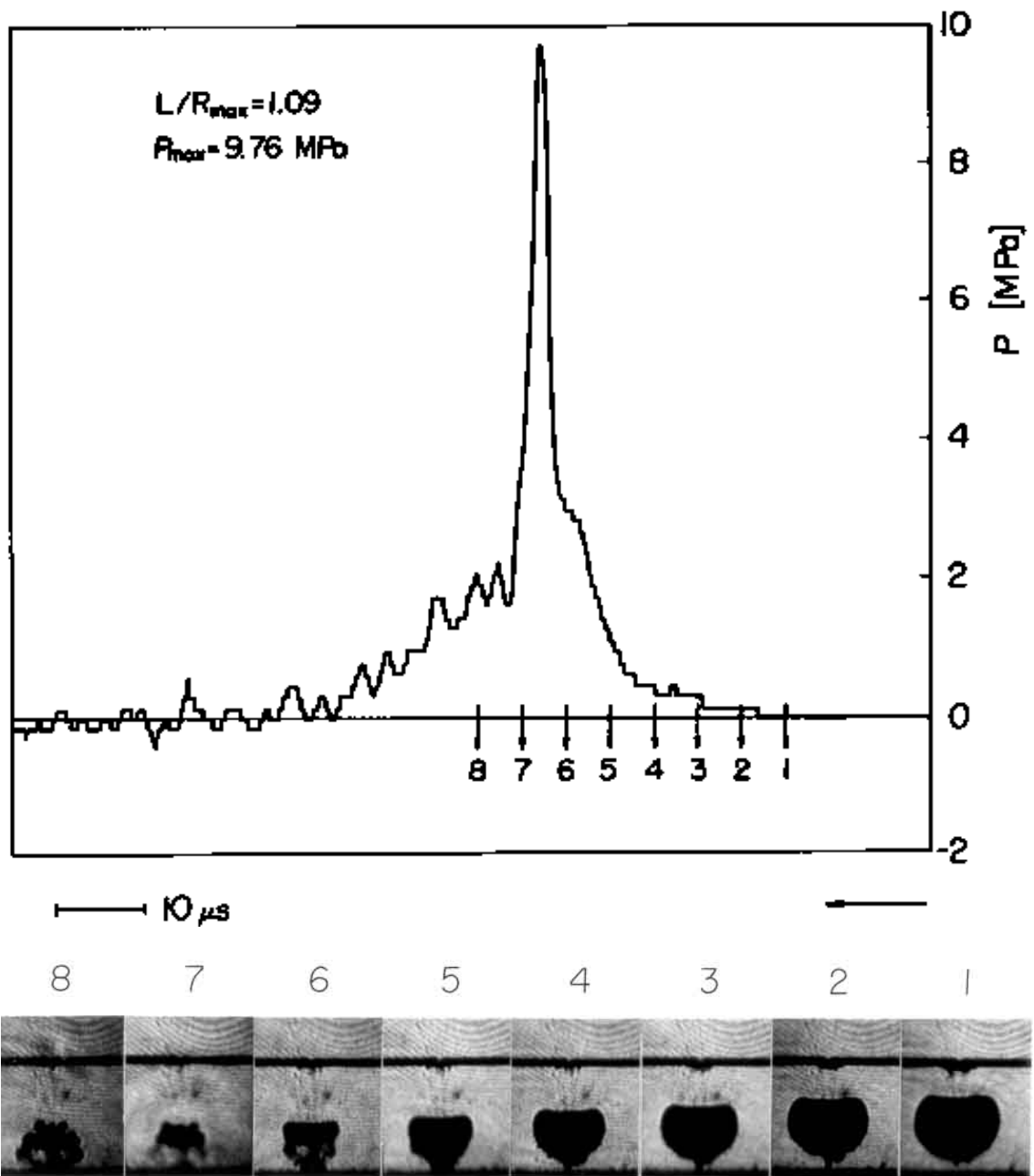


Figura 3.6 Serie di fotografie di una bolla in cavitazione durante il collasso con la relativa traccia di pressione. Il tempo corrispondente a ogni fotografia è contrassegnato con un numero di traccia. Da Shima, Takayama, Tomita e Ohsawa (1983) riprodotto col permesso degli autori.

Tuttavia in un'indagine successiva Kimoto (1987) è stato in grado di osservare sia gli impulsi provenienti dal microgetto sia dal collasso della nuvola. Tipicamente le pressioni impulsive provenienti da quest'ultima sono da 2 a 3 volte più grandi di quelle dovute al microgetto.

3.6 Danni dovuti al collasso della nube

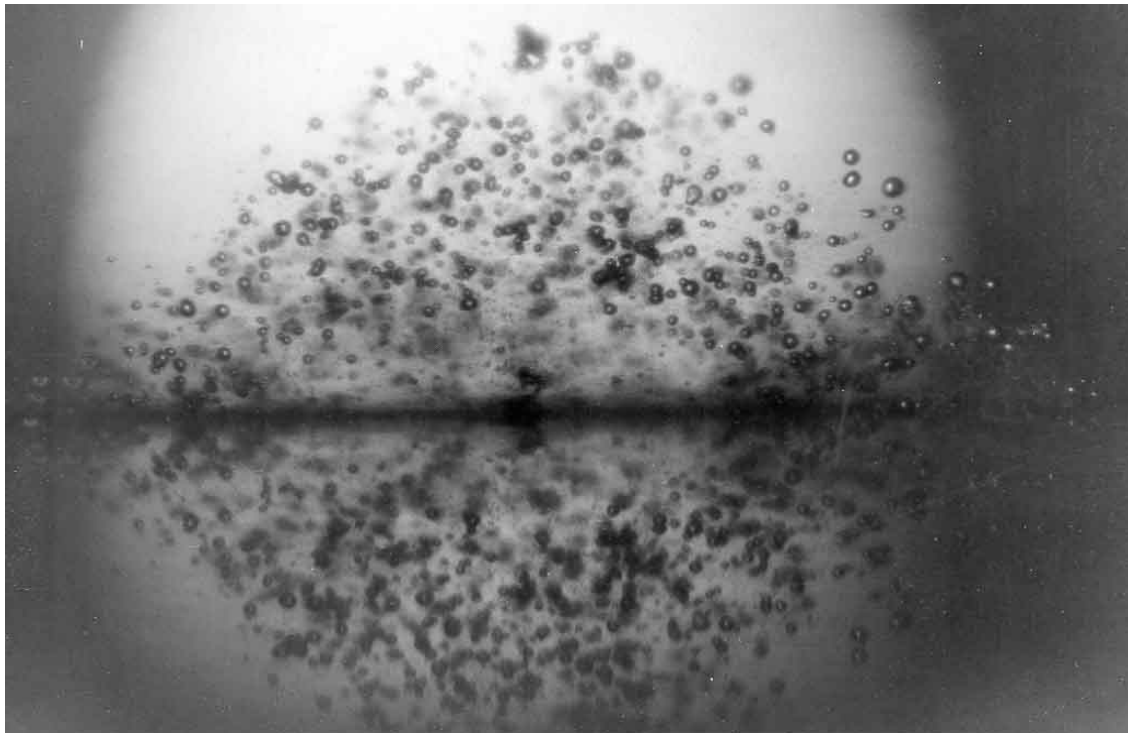


Figura 3.7 Fotografia di una nube di bolle da cavitazione generata da mezzi acustici. Da Plesset and Ellis (1955)

In molti dispositivi pratici si osserva che i danni da cavitazione si verificano in aree molto localizzate ad esempio in una girante della pompa. Spesso questo è il risultato del collasso periodico di una nuvola di bolle di cavitazione. Tale è il caso della cavitazione magnetostriativa in apparecchiature come qui sopra. Una tipica nube di bolle generate da tali mezzi acustici è mostrata in Figura 3.7.

Un esempio danni dovuti alla periodicità di collassi può essere identificato nell'interazione tra una fila di palette del rotore e una fila di palette statoriche in una pompa o turbina oppure dall'interazione tra l'elica di una nave e la scia non uniforme dietro di essa. In quasi tutti questi casi il collasso coerente della nube può causare rumore molto più intenso e più soggetto a danni rispetto a un flusso non periodico simile. In tal modo il danno è più grave sulla superficie solida vicina alla posizione dell'esplosione della nube. Un esempio di questo fenomeno è rappresentato in Figura 3.8, presa da Soyama, Kato, e Oba (1992). In questo caso nubi di cavitazione vengono a radunarsi sul bordo di una palette di una pompa centrifuga e arrivano al collasso in una posizione specifica come suggerito dal modello di cavitazione nella fotografia di sinistra. Ciò porta al danno localizzato mostrato nella fotografia di destra. Tale operazione si verificherà ciclicamente finché le condizioni glielo permettono.

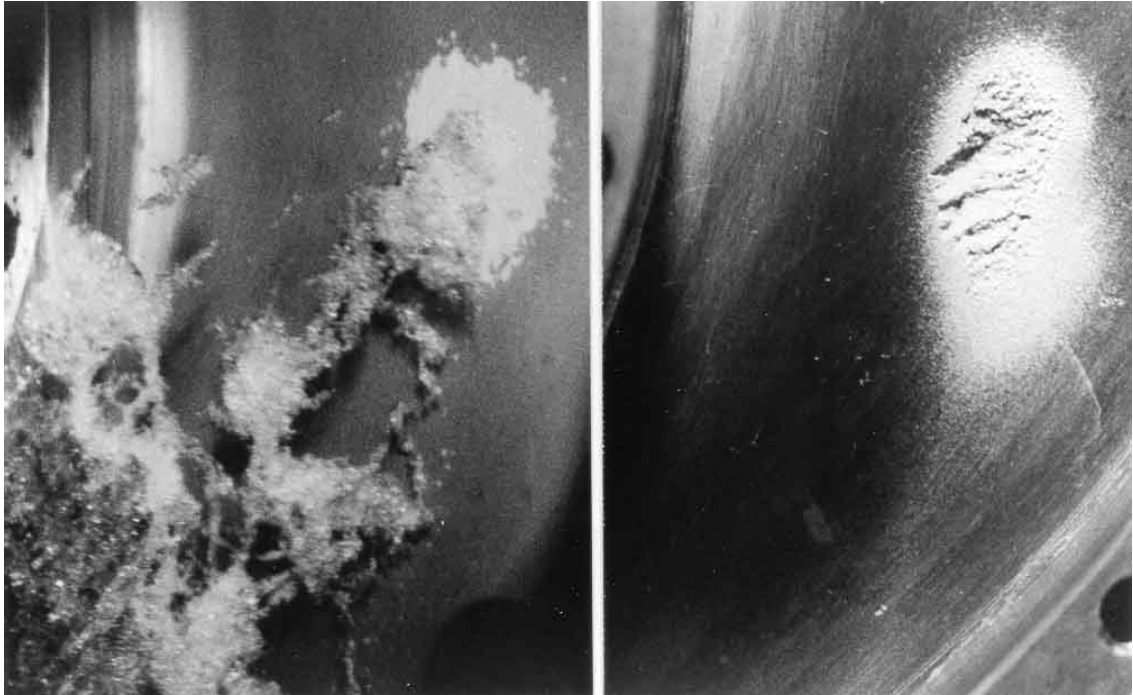


Figura 3.8 Viste assiali dell'ingresso del getto d'acqua e danni di cavitazione alla base di una girante di una pompa centrifuga. Le due fotografie sono della stessa area: quella a sinistra rappresenta lo schema tipico della cavitazione durante il flusso mentre quella a destra i danni al seguito del collasso delle bolle. Il flusso procede dal basso/sinistra verso l'alto/destra. Riprodotto da Soyama, Kato, e Oba (1992) con il permesso degli autori.

Conclusioni

Abbiamo visto come in realtà il fenomeno della cavitazione tenga conto di numerosi fattori molti dei quali non vengono solitamente trattati nonostante siano di fondamentale importanza per comprenderne appieno gli effetti.

Al mondo d'oggi la prevenzione di questa problematica è importantissima in quanto la produzione errata di una serie di macchine a causa di sbagliate considerazioni riguardo la cavitazione può essere decisiva per l'andamento economico di un'azienda.

Bibliografia

- Brennen (1995) Cavitation and Bubble Dynamics Chapter 1 and 3
- Acosta, A.J. and Parkin, B.R. (1975). Cavitation inception---a selective review. *J. Ship Res.*, **19**, 193--205.
- Arakeri, V.H. (1979). Cavitation inception. *Proc. Indian Acad. Sci.*, **C2**, Part 2, 149--177.
- Arakeri, V.H. and Acosta, A.J. (1974). Viscous effects in the inception of cavitation on axisymmetric bodies. *ASME J. Fluids Eng.*, **95**, No. 4, 519--528.
- Arndt, R.E.A. and Ippen, A.T. (1968). Rough surface effects on cavitation inception. *ASME J. Basic Eng.*, **90**, 249--261.
- Becker, R. and Doring, W. (1935). The kinetic treatment of nuclear formation in supersaturated vapors. *Ann. Phys.*, **24**, 719 and 752.
- Bernath, L. (1952). Theory of bubble formation in liquids. *Ind. Eng. Chem.*, **44**, No. 6, 1310--1313.
- Berthelot, M. (1850). Sur quelques phenomenes de dilation forcee de liquides. *Ann. de Chimie et de Physique*, **30**, 232--237.
- Billet, M.L. (1985). Cavitation nuclei measurement---a review. *Proc. 1985 ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, 31--38.
- Blake, F.G. (1949). The tensile strength of liquids; a review of the literature. *Harvard Acou. Res. Lab. Rep. TM9*.
- Blander, M. and Katz, J.L. (1975). Bubble nucleation in liquids. *AIChE Journal*, **21**, No. 5, 833--848.
- Carey, V.P. (1992). *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Hemisphere Publ. Co.
- Cole, R. (1970). Boiling nucleation. *Adv. Heat Transfer*, **10**, 86--166.
- Davies, R.M., Trevena, D.H., Rees, N.J.M., and Lewis, G.M. (1956). The tensile strength of liquids under dynamic stressing. *Proc. N.P.L. Symp. on Cavitation in Hydrodynamics*.
- Dixon, H.H. (1909). Note on the tensile strength of water. *Sci. Proc. Royal Dublin Soc.*, **12**, (N.S.), 60 (see also **14**, (N.S.), 229, (1914)).
- Eberhart, J.G. and Schnyders, M.C. (1973). Application of the mechanical stability

condition to the prediction of the limit of superheat for normal alkanes, ether, and water. *J. Phys. Chem.*, **77**, No. 23, 2730--2736.

- Farkas, L. (1927). The velocity of nucleus formation in supersaturated vapors. *J. Physik Chem.*, **125**, 236.
- Fox, F.E. and Herzfeld, K.F. (1954). Gas bubbles with organic skin as cavitation nuclei. *J. Acoust. Soc. Am.*, **26**, 984--989.
- Frenkel, J. (1955). *Kinetic theory of liquids*. Dover, New York.
- Gates, E.M. and Acosta, A.J. (1978). Some effects of several free stream factors on cavitation inception on axisymmetric bodies. *Proc. 12th Naval Hydrodyn. Symp., Wash. D.C.*, 86--108.
- Gates, E.M. and Bacon, J. (1978). Determination of cavitation nuclei distribution by holography. *J. Ship Res.*, **22**, No. 1, 29--31.
- Gibbs, W. (1961). *The Scientific Papers, Vol. 1*. Dover Publ. Inc., NY.
- Griffith, P. and Wallis, J.D. (1960). The role of surface conditions in nucleate boiling. *Chem. Eng. Prog. Symp., Ser. 56*, **30**, 49.
- Harvey, E.N., Barnes, D.K., McElroy, W.D., Whiteley, A.H., Pease, D.C., and Cooper, K.W. (1944). Bubble formation in animals. I, Physical factors. *J. Cell. and Comp. Physiol.*, **24**, No. 1, 1--22.
- Holl, J.W. and Wislicenus, G.F. (1961). Scale effects on cavitation. *ASME J. Basic Eng.*, **83**, 385--398.
- Holl, J.W. and Treaster, A.L. (1966). Cavitation hysteresis. *ASME J. Basic Eng.*, **88**, 199--212.
- Johnsson, C.A. (1969). Cavitation inception on headforms, further tests. *Proc. 12th Int. Towing Tank Conf., Rome*, 381--392.
- Katz, J. (1978). Determination of solid nuclei and bubble distributions in water by holography. *Calif. Inst. of Tech., Eng. and Appl. Sci. Div. Rep. No. 183--3*.
- Katz, J., Gowing, S., O'Hern, T., and Acosta, A.J. (1984). A comparative study between holographic and light-scattering techniques of microbubble detection. *Proc. IUTAM Symp. on Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, 41-66.
- Keller, A.P. (1974). Investigations concerning scale effects of the inception of cavitation. *Proc. I.Mech.E. Conf. on Cavitation*, 109--117.

- Kermeen, R.W. (1956). Water tunnel tests of NACA 4412 and Walchner profile 7 hydrofoils in non-Cavitating and cavitating Flows. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. 47-5*.
- Knapp, R.T., Daily, J.W., and Hammitt, F.G. (1970). *Cavitation*. McGraw-Hill, New York.
- Lienhard, J.H. and Karimi, A. (1981). Homogeneous nucleation and the spinodal line. *ASME J. Heat Transfer*, **103**, 61--64.
- Lindgren, H. and Johnsson, C.A. (1966). Cavitation inception on headforms, ITTC comparative experiments. *Proc. 11th Towing Tank Conf. Tokyo*, 219--232.
- Meyer, J. (1911). Zur Kenntnis des negativen Druckes in Flüssigkeiten. *Abhandl. Dent. Bunsen Ges.*, III, No. 1; also No. 6.
- O'Hern, T.J., Katz, J., and Acosta, A.J. (1985). Holographic measurements of cavitation nuclei in the sea. *Proc. ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, 39-- 42.
- O'Hern, T., d'Agostino, L., and Acosta, A.J. (1988). Comparison of holographic and Coulter counter measurements of cavitation nuclei in the ocean. *ASME J. Fluids Eng.*, **110**, 200--207.
- Parsons, C.A. (1906). The steam turbine on land and at sea. *Lecture to the Royal Institution, London*.
- Peterson, F.B., Danel, F., Keller, A.P., and Lecoffre, Y. (1975). Comparative measurements of bubble and particulate spectra by three optical methods. *Proc. 14th Int. Towing Tank Conf.*
- Rees, E.P. and Trevena, D.H. (1966). Cavitation thresholds in liquids under static conditions. *Proc. ASME Cavitation Forum*, 12 (see also (1967), 1).
- Reynolds, O. (1873). The causes of the racing of the engines of screw steamers investigated theoretically and by experiment. *Trans. Inst. Naval Arch.*, **14**, 56--67.
- Reynolds, O. (1882). On the internal cohesion of liquids and the suspension of a column of mercury to a height of more than double that of the barometer. *Mem. Manchester Lit. Phil. Soc.*, **7**, 3rd Series, 1.
- Rood, E.P. (1991). Mechanisms of cavitation inception---review. *ASME J. Fluids Eng.*, **113**, 163--175.
- Skripov, V.P. (1974). *Metastable Liquids*. John Wiley and Sons.

- Vincent, R.S. (1941). The measurement of tension in liquids by means of a metal bellows. *Proc. Phys. Soc. (London)*, **53**, 126--140.
- Vincent, R.S. and Simmonds, G.H. (1943). Examination of the Berthelot method of measuring tension in liquids. *Proc. Phys. Soc. (London)*, **55**, 376--382.
- Volmer, M. and Weber, A. (1926). Keimbildung in übersättigten Gebilden. *Zeit. Physik. Chemie*, **119**, 277--301.
- Zeldovich, J.B. (1943). On the theory of new phase formation: cavitation. *Acta Physicochimica, URSS*, **18**, 1--22