

POLITECNICO DI TORINO

Dipartimento di Ingegneria Meccanica e Aerospaziale

**Corso di Laurea in
Ingegneria Aerospaziale**

Prova Finale

**Analisi del transitorio di un fluido in un condotto:
Il colpo d'ariete**



Relatrice:
Prof.ssa Stefania Scarsoglio

Candidato:
Fausto Francesco Lizzio

Anno Accademico 2016/2017

Alla mia famiglia

Indice

Indice

Introduzione	1
1 Analisi teorica del fenomeno	5
1.1 Analisi qualitativa	5
1.2 Compressibilità del sistema	7
1.2.1 La flessibilità del condotto	7
1.2.2 Quasi incompressibilità del liquido	8
1.3 Equazioni caratteristiche	9
1.3.1 Equazione di conservazione della massa	9
1.3.2 Equazione di conservazione della quantità di moto	10
1.3.3 Equazioni semplificate	10
1.4 Risoluzione delle equazioni	10
1.5 Diagramma caratteristico $t - x$	11
1.5.1 Chiusura istantanea	11
1.5.2 Apertura istantanea	14
2 Applicazione in ambito aerospaziale	17
2.1 Apparato sperimentale	18
2.1.1 Procedura sperimentale	19
2.1.2 Liquidi utilizzati	20
2.2 Discussione dei risultati ottenuti	20
2.3 Fenomeni multifase	23
2.3.1 La cavitazione	23
2.3.2 Gas non condensabili	24
2.3.3 Analisi dei fronti multifase	26
2.4 Analisi del primo picco di pressione	28
Elenco delle figure	33
Bibliografia	

Introduzione

Il colpo d'ariete è un transitorio fluido che si origina in condotti chiusi nel caso in cui rapide variazioni di flusso, pianificate o accidentali, inducano cambiamenti spaziali e temporali sui campi di pressione e velocità [11].

Tale fenomeno non stazionario è principalmente unidirezionale (assiale), e genera dei cicli di sovrappressioni e depressioni molto elevate causate dalla repentina variazione di quantità di moto del fluido.

L'energia cinetica del fluido viene ciclicamente convertita sotto forma di energia elastica, assorbita dal fluido che presenta effetti di compressibilità e dal condotto che si deforma elasticamente[12].

L'entità delle variazioni di pressione è fornita dall'equazione fondamentale di Joukowski, nota già dai primi anni del XX secolo, secondo cui

$$\Delta p = \rho c v \quad (1)$$

Dove ρ è la densità del fluido, c è la velocità del suono nel sistema fluido-condotto, e v è la velocità del fluido. Per renderci conto dell'importanza di tale fenomeno, osserviamo che per densità di circa $1000 \frac{kg}{m^3}$, velocità del suono vicine a $1000 \frac{m}{s}$ e velocità caratteristica del fluido dell'ordine di $1 \frac{m}{s}$ si ottengono valori di Δp di circa $1 MPa$, che, se non vengono prese in considerazione nel dimensionamento del sistema, possono portare alla sua rottura [2].

Alcuni incidenti caratteristici causati dal colpo d'ariete sono:

- Rottura del condotto;
- Danni alle giunzioni, alle valvole e alle pompe

per quanto riguarda gli aumenti di pressione, e:

- Disintegrazione del rivestimento di cemento delle tubazioni;
- Intrusione di acqua o aria sporca tramite raccordi flangiati o guarnizioni;
- Cavitazione;
- Desorbimento di gas precedentemente disciolti

nel caso delle cadute di pressione [12].

Per ridurre i danni causati dal colpo d'ariete è necessario dissipare l'energia cinetica del fluido impedendo che essa si converta in energia elastica. E' possibile utilizzare [12] :

- Accumulatori a gas che, installati in posizioni strategiche nel condotto, per esempio a monte di una pompa o di una valvola, riescano ad attenuare i picchi di pressione;
- Valvole di areazione che permettono il veloce ingresso di una certa quantità di aria in punti opportuni; l'aria ha un effetto smorzante sui picchi di pressione, ma deve successivamente essere rimossa dal condotto in maniera lenta e controllata, per evitare nuove repentine variazioni di pressione.

Gli effetti di compressibilità appena descritti nel caso di analisi unidimensionale sono noti e riproducibili matematicamente tramite le equazioni di conservazione della massa e della quantità di moto (vedi Capitolo 1), che, dopo le opportune semplificazioni, portano proprio all'equazione di Joukowski.

Ben più complessa è la questione legata alle interazioni fra fluido e struttura, al ruolo dell'attrito, all'instabilità idrodinamica, all'analisi non unidimensionale e all'insorgenza, durante il colpo d'ariete, di fenomeni multifase [11].

Il colpo d'ariete consiste principalmente in una serie ciclica di sovrappressioni e depressioni; durante il suo transitorio è molto probabile che il flusso vada in contro a cavitazione nel caso in cui la pressione scenda al di sotto della pressione di vapore. Le bolle di vapore del fluido successivamente implodono quando la pressione supera nuovamente tale soglia, generando forti oscillazioni della struttura. Eventuali gas inizialmente disciolti nel liquido vanno in contro a desorbimento nel caso in cui si scenda al di sotto della pressione di saturazione [12]. Le onde di pressione in un flusso multifase composto da liquido, bolle di vapore del liquido e gas hanno una velocità sensibilmente ridotta rispetto al caso di flusso monofase. La cavitazione è un fenomeno molto rapido e avviene in un intervallo di tempo dell'ordine dei millisecondi, mentre il desorbimento di gas richiede qualche secondo per avvenire. Dunque l'effetto del rilascio dei gas durante il colpo d'ariete influisce sulla velocità delle onde di pressione solo in condotti lunghi, in cui il tempo di propagazione è dell'ordine di diversi secondi, [1].

L'attrito gioca un ruolo fondamentale nel colpo d'ariete, in quanto gli sforzi di taglio fra il fluido e le pareti del condotto rallentano il liquido e smorzano l'entità delle variazioni di pressione, annullandole completamente dopo, in genere, 1 o 2 cicli. Per quanto riguarda il dimensionamento strutturale, l'attrito può essere trascurato: il colpo d'ariete è un fenomeno molto breve e l'attrito non ha il tempo di dissipare una quantità di energia apprezzabile durante i primi istanti del transitorio. Dunque i primi picchi di pressione sono quelli più elevati e più dannosi per la struttura. Nel caso in cui si voglia prevedere correttamente l'andamento di pressione e velocità dopo il primo picco, è necessario tenere conto dell'attrito: nelle analisi convenzionali dei transitori si assume generalmente che l'espressione che lega gli sforzi di taglio alla velocità media del fluido in flussi stazionari e completamente sviluppati sia valida anche nel caso di flussi non stazionari. In realtà il coefficiente d'attrito da utilizzare dovrebbe tener conto della non stazionarietà del moto e del fatto che il fluido non è completamente sviluppato nel condotto a causa delle cicliche inversioni del moto. Gli sforzi di taglio in un flusso sviluppato e stazionario sono minori rispetto a un flusso non completamente sviluppato, e, visto che l'attrito ha un effetto smorzante, i picchi di pressione reali avranno un'ampiezza minore comparati al flusso totalmente sviluppato. Deve cioè essere operata una correzione in eccesso al valore degli sforzi di taglio, generalmente in base empirica tramite i dati sperimentali [11].

Per quanto riguarda la stabilità idrodinamica, è stata osservata la formazione di vortici non stazionari che portano alla rottura della simmetria assiale del problema. Tale fenomeno avviene nel caso in cui il numero di Reynolds e il tempo caratteristico del problema superano dei valori critici. Se, in flussi non stazionari, questi parametri assumono tali valori soglia, le perturbazioni non si sviluppano né si smorzano. La turbolenza causata dai vortici induce principalmente oscillazioni significative dei valori degli sforzi di taglio, ma questi effetti non sono presi in considerazione negli attuali modelli numerici.

L'analisi bidimensionale viene svolta nelle direzioni assiale e radiale, e permette di approfondire le conoscenze riguardo i meccanismi di dissipazione di energia e la transizione a regime turbolento [11].

La simulazione numerica si basa sulle equazioni di conservazione di massa e quantità di moto nelle variabili p e v lungo il condotto. Alle estremità di quest'ultimo vengono imposte le condizioni a contorno, ovvero le condizioni matematiche corrispondenti a vari elementi comuni, come valvole, pompe o serbatoi. Le condizioni iniziali sono quelle corrispondenti al flusso stazionario prima del disturbo. Tali equazioni possono essere risolte secondo il metodo delle caratteristiche (che viene introdotto nel Capitolo 1), che riesce a predire con grande accuratezza i primi picchi di pressione. Tuttavia la cavitazione, il meccanismo di dissipazione di energia e l'instabilità idrodinamica sono fattori che rendono la previsione dell'intero andamento temporale dei campi di pressione e velocità meno accurata[12].

Il presente lavoro fornisce un'analisi teorica unidimensionale, che si concentra sugli effetti di compressibilità, in cui vengono presentate le equazioni fondamentali che governano il transitorio, le relative semplificazioni e i risultati teorici più rilevanti. Segue un approfondimento riguardante una delle più importanti applicazioni aerospaziali sul colpo d'ariete, in cui vengono presentate le problematiche principali e i risultati sperimentali ottenuti in diversi articoli riportati in bibliografia.

Capitolo 1

Analisi teorica del fenomeno

1.1 Analisi qualitativa

Una prima analisi teorica qualitativa può essere svolta su un caso semplice, come in [2]. Consideriamo un fluido ideale di densità ρ , che scorre con velocità iniziale v_0 all'interno di un condotto alimentato da un serbatoio ideale, il quale fornisce una pressione p_0 che supponiamo costante durante tutta la durata del fenomeno. A distanza L dal serbatoio vi è una valvola che può essere chiusa molto velocemente. E' possibile distinguere quattro fasi.

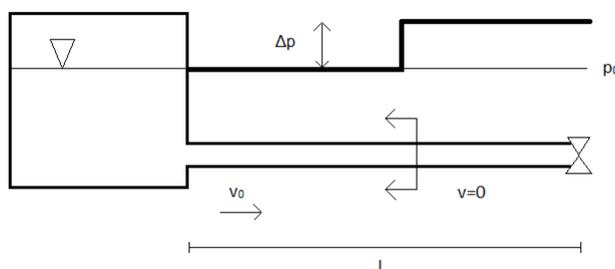


Figura 1.1: Prima fase del colpo d'ariete

Supponiamo di chiudere la valvola nel tempo $t = 0$ in maniera istantanea. Durante la prima fase mostrata in figura 1.1, la parte di fluido a contatto con la valvola risente di un'immediata variazione di quantità di moto dal valore iniziale mv_0 a 0. Tuttavia il fluido a monte non si è ancora accorto della chiusura istantanea e continua a fluire lungo il condotto e a comprimere il fluido fermo.

Ciò genera un'onda di pressione che viaggia lungo il condotto verso il serbatoio, come mostrato in figura 1.1, e che tende a far aumentare la pressione iniziale p_0 di un valore $\Delta p = \rho cv_0$. Quest'onda viaggia a una velocità c , pari alla velocità del suono nel sistema. Dopo un tempo $t_p = \frac{L}{c}$, l'onda ha percorso l'intero condotto, in cui il liquido adesso si trova a velocità nulla e a pressione $p_0 + \Delta p$.

1.1. Analisi qualitativa

Come detto precedentemente, il serbatoio fornisce una pressione costante p_0 , cioè è supposto ideale: dunque l'onda di pressione non ha energia sufficiente a variare il livello di carico del serbatoio. Si crea una discontinuità fra il valore di pressione nel condotto e quello nel serbatoio: all'inizio della seconda fase si genera dunque una nuova onda di pressione, che tende a uniformare a p_0 la pressione all'interno del condotto, come si vede in figura 1.2.

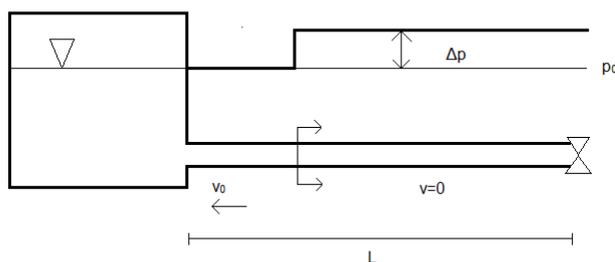


Figura 1.2: Seconda fase del colpo d'ariete

La Δp è uguale alla precedente, ma in segno opposto: l'onda riflessa annulla l'incremento di pressione avvenuto precedentemente. Il fluido si mette in moto nella direzione opposta con lo stesso valore assoluto di velocità v_0 : questo comportamento è intuitivo, infatti il liquido deve fluire verso sinistra per poter consentire la decompressione nel condotto. Questa seconda fase va da $\frac{L}{c} < t < \frac{2L}{c}$. Il valore di pressione si è riportato al p_0 iniziale, ma il fluido è in movimento con velocità v_0 verso il serbatoio. Tuttavia, il liquido non può avere un valore di velocità non nullo, visto che a destra vi è una valvola chiusa e a sinistra vi è un serbatoio a carico costante.

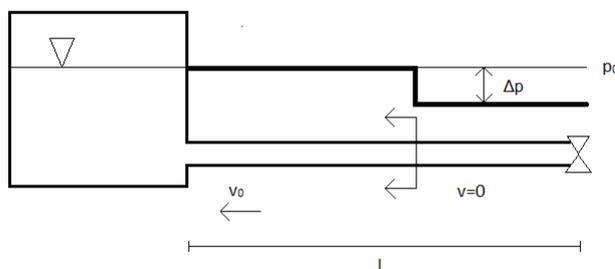


Figura 1.3: Terza fase del colpo d'ariete

La situazione all'inizio di questa terza fase è speculare, in termini di velocità, a quella che avevamo al momento della chiusura della valvola: dunque si avrà una situazione speculare anche in termini di pressione. Per $\frac{2L}{c} < t < \frac{3L}{c}$ abbiamo un'onda di pressione che viaggia da destra verso sinistra, causando un gradiente pari a $\Delta p = -\rho c v_0$, che diminuisce la pressione a destra, impedendo che il fluido continui a scorrere verso sinistra, come mostrato in figura 1.3. A questo punto nuovamente vi è una discontinuità di pressione fra serbatoio e condotto: durante la quarta fase parte una quarta onda che viaggia verso destra e che riporta la pressione al valore p_0 . Il fluido si mette in movimento verso destra per consentire la compressione della parte ancora ferma (figura 1.4).

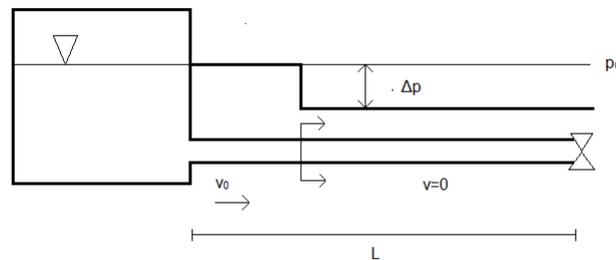


Figura 1.4: Quarta fase del colpo d'ariete

Dopo un tempo pari a $\frac{4L}{c}$, il sistema torna esattamente nella situazione che si aveva un istante prima della chiusura della valvola; a questo punto il ciclo di onde di pressione si ripete uguale a sé stesso. Nella pratica, l'attrito gioca un ruolo fondamentale nello smorzare le ampiezze delle Δp , fino ad annullarle completamente.

1.2 Compressibilità del sistema

Per comprendere il fenomeno è necessario tenere in considerazione, come in [4], la compressibilità del sistema liquido+condotto, che permette di spiegare il trasferimento di energia cinetica in energia elastica, a seguito della repentina variazione della quantità di moto del fluido. La quasi incompressibilità deriva da due fattori:

- La flessibilità del condotto;
- La quasi incompressibilità del liquido.

1.2.1 La flessibilità del condotto

In un condotto supposto rigido, qualsiasi variazione di pressione interna non causa deformazioni della struttura; se viene introdotta la flessibilità, essendo A e A' rispettivamente l'area della sezione trasversale del condotto prima e dopo la deformazione, si ha

una relazione del tipo:

$$A' = A\left(1 + \frac{p - p_r}{p_e}\right) \quad (1.1)$$

dove p è la pressione nel condotto, p_r è un valore di pressione di riferimento e p_e è detta pressione elastica ed è dell'ordine di $10^9 Pa$. Dunque la variazione di area della sezione trasversale è generalmente molto piccola, visto che $\frac{p-p_r}{p_e} \ll 1$.

Analizzando la struttura dal punto di vista delle tensioni, come si vede in figura 1.5, si ha che $p2RL = 2\sigma tL$, da cui $\sigma = p\frac{R}{t}$. Inoltre, per la definizione del rapporto fra tensione e deformazione, si ha che $\sigma = E\frac{\Delta R}{R}$, da cui $\frac{\Delta R}{R} = \frac{p\frac{R}{t}}{E}$, in cui E è il modulo elastico del materiale del condotto. Passando al rapporto fra le aree, si ha:

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{2\pi R\Delta R}{\pi R^2} = 2\frac{\Delta R}{R} = \frac{2p\frac{R}{t}}{E} \quad (1.2)$$

Segue che:

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{p}{\frac{1}{2}E\frac{t}{R}} \quad (1.3)$$

Il valore al denominatore è proprio la p_e della 1.1; valori tipici delle grandezze presenti, come $E = 10^{11} Pa$ ed $\frac{t}{2R} = 10^{-2}$ forniscono una $p_e \approx 10^9$.

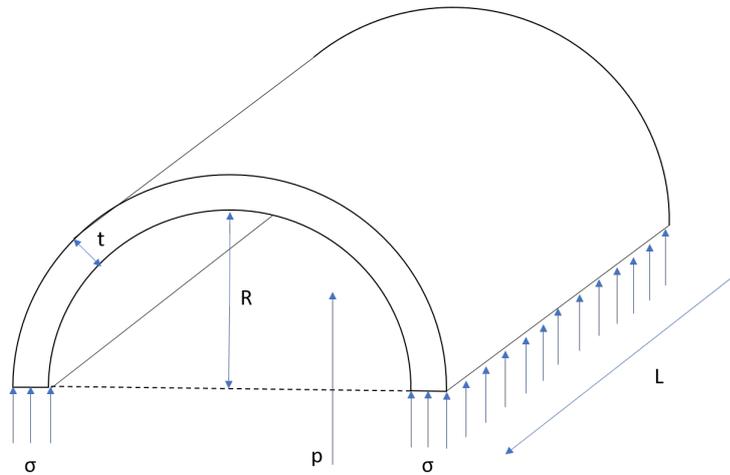


Figura 1.5: Tensioni nel condotto

1.2.2 Quasi incompressibilità del liquido

La compressibilità del fluido può essere introdotta facilmente supponendo che nel fluido non ci siano variazioni di entropia; tale ipotesi ci permette di utilizzare la relazione della trasformazione isoentropica, legando pressione e densità fra la condizione iniziale p_0 e ϱ_0 e una generica condizione in cui vi è un disturbo nei valori di p e ϱ , di modo che:

$$\begin{cases} p_0 + \Delta p = p & \text{con } \Delta p \ll p \\ \varrho_0 + \Delta \varrho = \varrho & \text{con } \Delta \varrho \ll \varrho \end{cases}$$

Partendo da $\frac{p}{\rho} = \frac{p_0}{\rho_0}$, si arriva alla seguente relazione:

$$p - p_0 = (\rho - \rho_0)a_0^2 \quad (1.4)$$

, dove a_0 è la velocità del suono nel fluido. Le variazioni di pressione causano $\Delta\rho$ proporzionali ad esse a meno di un fattore a_0^2 .

1.3 Equazioni caratteristiche

Lo studio del fenomeno si basa sulle equazioni di conservazione della massa e della quantità di moto, scritte in forma locale per un volume di controllo limitato trasversalmente da due sezioni del tubo e lateralmente dalle pareti del tubo stesso. In tali equazioni appaiono alcuni termini il cui ordine di grandezza relativo ci permette di operare le opportune semplificazioni, che portano alle relazioni caratteristiche del colpo d'ariete.

Tali termini sono :

- $t_p = \frac{L}{c}$, cioè il tempo di propagazione delle onde di pressione nel condotto;
- $t_r = \frac{L}{v_0}$, cioè il tempo di "residenza" del fluido a velocità v_0 ;
- t_c , cioè il tempo caratteristico di chiusura o apertura della valvola.

Il caso di nostro interesse è quello in cui $t_c \approx t_p \ll t_r$, ossia quando la valvola viene aperta o chiusa in un tempo molto minore del tempo di residenza del fluido nel tubo.

I risultati riportati in tale sezione hanno un campo di validità ristretto alle seguenti limitazioni, come in [1]:

- Il flusso è unicamente unidirezionale;
- La pressione rimane per tutta la durata del fenomeno maggiore della pressione di vapore;
- Le pareti del condotto si comportano in maniera elastica lineare;
- Le interazioni fra fluido e struttura sono trascurabili;
- Gli sforzi di taglio sono considerati nulli.

1.3.1 Equazione di conservazione della massa

L'equazione di conservazione della massa è :

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho A v)}{\partial x} = 0 \quad (1.5)$$

essendo A l'area della sezione trasversale del condotto. Essendo a_e^2 la velocità del suono nel mezzo solido, possiamo introdurre la grandezza c , cioè la velocità di propagazione equivalente delle onde di pressione nel sistema liquido + condotto, definita in modo tale che $\frac{1}{c^2} = \frac{1}{a_0^2} + \frac{1}{a_e^2}$. Il primo addendo del secondo membro rappresenta l'effetto della

compressibilità del fluido sulla velocità del suono, mentre il secondo addendo rappresenta l'effetto dell'elasticità del condotto [11]. Se il fluido fosse incompressibile, la a_0 tenderebbe a infinito; allo stesso modo, a_e tenderebbe a infinito se il condotto fosse rigido. Tramite le (1.3) e (1.4) l'equazione di conservazione della massa assume la seguente forma:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_0 c^2 \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (1.6)$$

1.3.2 Equazione di conservazione della quantità di moto

Per l'equazione della quantità di moto si ha:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1.7)$$

1.3.3 Equazioni semplificate

Considerando il caso in cui $t_c \approx t_p \ll t_r$, i termini convettivi delle equazioni precedenti diventano trascurabili rispetto agli altri. Si ottiene un sistema di equazioni differenziali nelle variabili v e p :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 c^2 \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \end{cases}$$

$\frac{\partial p}{\partial t}$ è il termine che deve essere tenuto in conto per studiare l'effetto della compressibilità del liquido e di flessibilità del condotto. La seconda equazione del sistema ci fornisce l'ordine di grandezza dell'incremento di pressione; esso vale $\Delta p \approx \frac{\rho_0 v L}{t_c}$, ed essendo nel nostro caso $t_c \approx t_p = \frac{L}{c}$, allora troviamo che $\Delta p \approx \rho_0 v c$, come anticipato nell'introduzione.

1.4 Risoluzione delle equazioni

Derivando le due equazioni del precedente sistema rispetto al tempo e allo spazio rispettivamente, si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \rho_0 c^2 \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} = 0 \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \end{cases}$$

Moltiplicando la seconda per $\rho_0 c^2$ e sommando e sottraendo le due equazioni, si arriva ad un importante risultato: la velocità v del fluido e la pressione p soddisfano l'equazione delle onde di D'Alambert; qualsiasi disturbo di v o di p si trasmette all'interno del condotto alla velocità equivalente del suono c . Si ottiene infatti:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = 0 \quad (1.9)$$

La soluzione generale di D'Alambert per l'equazione delle onde é:

$$\frac{v}{c} = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (1.10)$$

$$\frac{p - p_0}{\rho_0 c^2} = f(x - ct) - g(x + ct) \quad (1.11)$$

Dove f e g sono funzioni teoricamente arbitrarie dei loro argomenti.

In un grafico $t-x$, le rette a $(x - ct)$ o $(x + ct)$ costante sono tali che le quantità:

$$\frac{v}{c} + \frac{p - p_0}{\rho_0 c^2} = 2f(x - ct) \quad (1.12)$$

$$\frac{v}{c} - \frac{p - p_0}{\rho_0 c^2} = 2g(x + ct) \quad (1.13)$$

si mantengono costanti. Cioè le due equazioni precedenti rappresentano due onde che viaggiano alla velocità del suono c verso destra (1.12) o verso sinistra (1.13) imponendo lungo il loro percorso nel condotto un valore costante di $\frac{v}{c} + \frac{p-p_0}{\rho_0 c^2}$ o di $\frac{v}{c} - \frac{p-p_0}{\rho_0 c^2}$ rispettivamente.

1.5 Diagramma caratteristico $t - x$

Uno dei metodi più utilizzati nello studio del transitorio del colpo d'ariete è quello del diagramma $t - x$, che permette di ottenere risultati quantitativi in maniera piuttosto semplice. Le equazioni alla base della costruzione di tale diagramma sono la (1.12) e la (1.13). Esse derivano a loro volta dalle equazioni differenziali di secondo ordine nello spazio e nel tempo (1.8) e (1.9): dunque devono essere imposte delle condizioni iniziali (corrispondenti a $t = 0$) e delle condizioni a contorno (generalmente a $x = 0$ e $x = L$), sia per la velocità sia per la pressione.

A questo punto, nel diagramma $t - x$, qualsiasi cambiamento di v o di p (causato per esempio dall'apertura o dalla chiusura di una valvola) si trasmette lungo il condotto sotto forma di due onde viaggianti rispettivamente verso destra e verso sinistra.

Se la valvola si trova in $x = L$, l'informazione di una sua eventuale chiusura o apertura all'istante $t = 0$ impiega un tempo $t_p = \frac{L}{c}$ per raggiungere l'altro estremo $x = 0$ del condotto; i punti al di sotto della retta $x + ct = L$ del diagramma $t - x$ non si sono ancora accorti del "disturbo" avvenuto a valle e mantengono le condizioni iniziali (zona tratteggiata in figura 1.6).

1.5.1 Chiusura istantanea

Analizziamo il caso di chiusura istantanea in $t = 0$ di una valvola posta a valle di un condotto di lunghezza L , alimentato da un serbatoio ideale che fornisce un carico costante p_0 . La situazione è quella illustrata in figura 1.1.

In questo caso le condizioni iniziali sono:

- $v(t = 0) = v_0$
- $p(t = 0) = p_0$

1.5. Diagramma caratteristico $t - x$

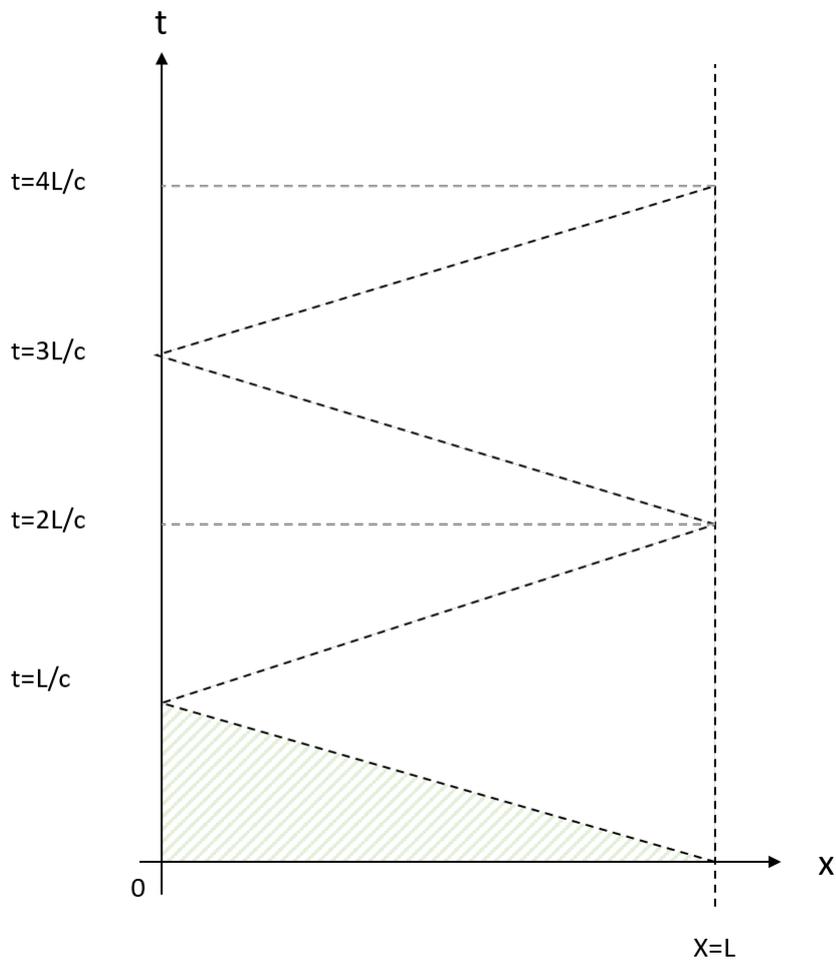


Figura 1.6: Diagramma $t - x$

mentre le condizioni a contorno sono:

- $p(x = 0) = p_0$
- $v(x = L) = 0$

Costruiamo il diagramma $t - x$ corrispondente a questo caso (figura 1.7).

Considerando la retta $x + ct = L$, ad un generico punto A al di sotto di essa arrivano due "informazioni" trasmesse dalle rette caratteristiche a $(x - ct)$ o $(x + ct)$ costante in maniera tale che:

$$\begin{cases} p_A + \varrho_0 c v_A = p_0 + \varrho_0 c v_0 \\ p_A - \varrho_0 c v_A = p_0 - \varrho_0 c v_0 \end{cases}$$

Imponendo le condizioni iniziali, si trova, come anticipato, che :

$$\begin{cases} p_A = p_0 \\ v_A = v_0 \end{cases}$$

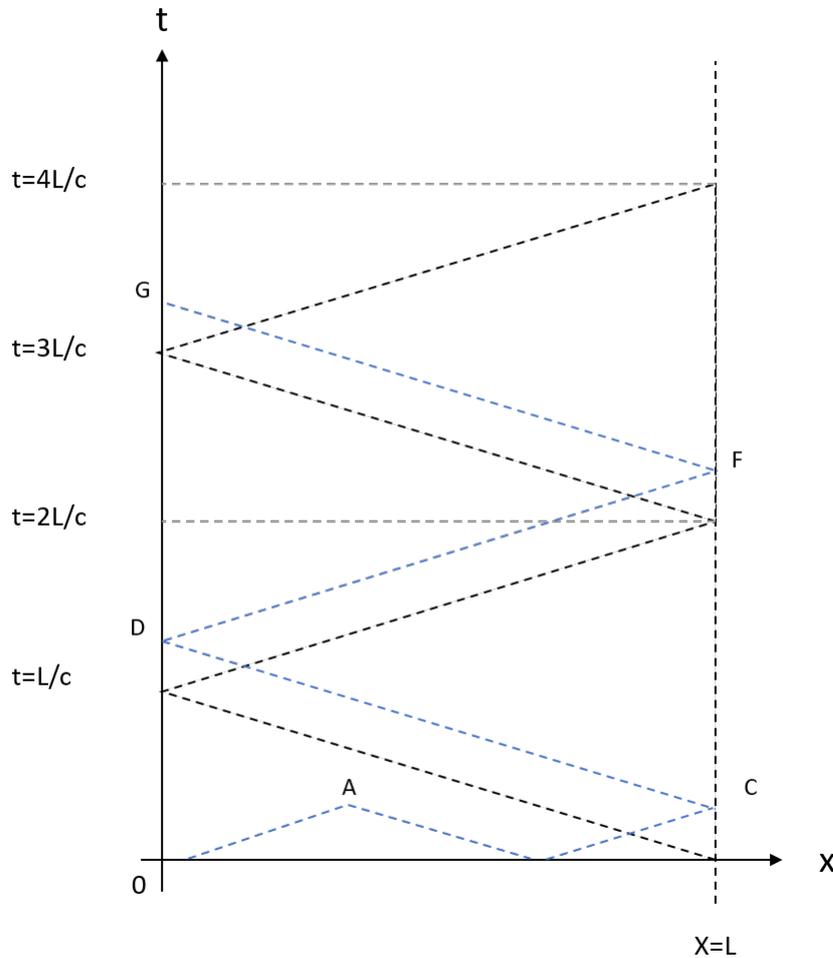


Figura 1.7: Diagramma $t - x$ per la chiusura della valvola

Il punto A mantiene le condizioni iniziali dal momento che non è ancora stato raggiunto dall'onda di pressione partita da $x = L$ al tempo $t = 0$.

Il punto C è invece raggiunto da una retta del tipo $(x - ct) = cost$ che trasporta le condizioni iniziali; essendo un punto di frontiera, esso è caratterizzato dalla seconda condizione a contorno. Si ha dunque:

$$\begin{cases} p_C + \rho_0 c v_C = p_0 + \rho_0 c v_0 \\ v_C = 0 \end{cases}$$

Il sistema fornisce la seguente soluzione, cioè il valore della variazione di pressione nella valvola:

$$p_C - p_0 = \rho_0 c v_0 \quad (1.14)$$

Tale risultato era già stato anticipato nell'introduzione e il suo ordine di grandezza era stato stimato in 1.3.3.

Il punto D si trova nella situazione in cui a tutti i punti del condotto è arrivata l'informazione della chiusura della valvola; in tale punto:

$$\begin{cases} p_D = p_0 \\ p_D - \rho_0 c v_D = p_C - \rho_0 c v_C = p_0 + \rho_0 c v_0 \end{cases}$$

Da cui $v_D = -v_0$: la situazione è quella descritta in figura 1.2, che corrisponde alla seconda fase del colpo d'ariete.

Analogamente, per il punto F si ha che:

$$\begin{cases} p_F + \rho_0 c v_F = p_D + \rho_0 c v_D = p_0 - \rho_0 c v_0 \\ v_F = 0 \end{cases}$$

Tale sistema fornisce la condizione $p_F - p_0 = -\rho_0 c v_0$ corrispondente alla terza fase in figura 1.3.

Allo stesso modo, il punto G ha le seguenti caratteristiche:

$$\begin{cases} p_G = p_0 \\ p_G - \rho_0 c v_G = p_F - \rho_0 c v_F = p_0 - \rho_0 c v_0 \end{cases}$$

Cioè si ottiene $v_G = v_0$, ossia la situazione di figura 1.4. Senza nessun meccanismo di dissipazione previsto dal modello, tale ciclo di sovrappressioni/depressioni e di variazione del segno del vettore velocità continua indefinitamente come mostrato in figura 1.8 e 1.9.

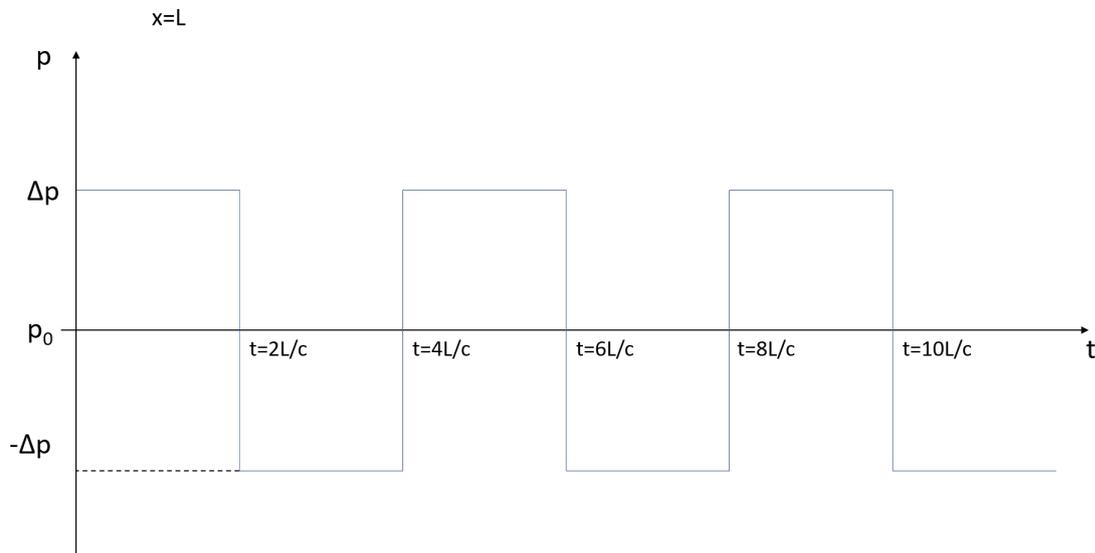


Figura 1.8: Andamento delle pressioni in $x = L$, con $\Delta p = \rho_0 c v_0$

1.5.2 Apertura istantanea

Nel caso di apertura istantanea, le condizioni iniziali e a contorno da imporre sono diverse: il fluido è inizialmente fermo e si trova a pressione p_0 ; la pressione esterna è quella ambiente p_a , a cui viene scaricato il fluido. In questo caso, durante il transitorio viene raggiunto il valore statico di velocità.

Dunque:

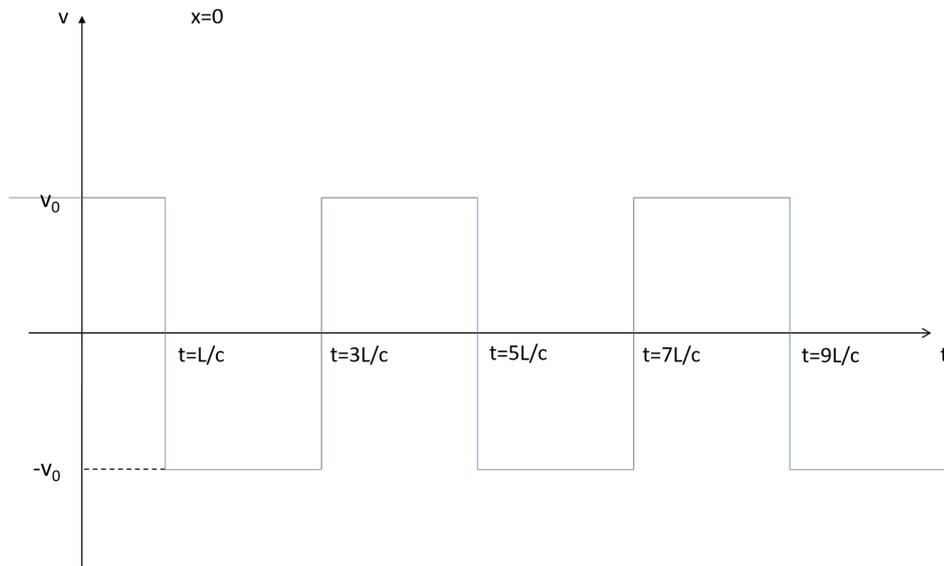


Figura 1.9: Andamento della velocità in $x = 0$

- $p(t = 0) = p_0$
- $v(t = 0) = 0$

per le condizioni iniziali, mentre per le condizioni a contorno si ha:

- $p(x = 0) = p_0$
- $p(x = L) = p_a$

Come nel precedente caso, è possibile costruire analogamente il diagramma $t-x$ (figura 1.10). Tutti i punti al di sotto di $x + ct = L$ non sono stati ancora raggiunti da alcuna onda di pressione, mantenendo dunque le condizioni iniziali.

Nel punto C,

$$\begin{cases} p_C + \rho_0 c v_C = p_0 \\ p_C = p_a \end{cases}$$

La pressione di uscita è uguale a quella ambiente, mentre la velocità di scarico è ancora molto piccola rispetto al suo valore stazionario che è pari a $v_\infty = \sqrt{2 \frac{p_0 - p_a}{\rho_0}}$.

Analogamente, nel punto D si ottiene una $p_D = p_0$, mentre $v_D = 2v_C$: il valore di pressione è imposto dalla presenza del serbatoio, mentre la velocità aumenta.

In E, cioè dopo un tempo $t = \frac{2L}{c}$, la velocità raggiunge il valore $v_E = 3v_C$. Graficamente, si ottiene un andamento di velocità in funzione del tempo nel punto $x = L$ rappresentato in figura 1.11.

Il pericolo legato alla rapida apertura di una valvola è dunque dovuto al rischio di cavitazione, nel caso in cui il valore della pressione di scarico sia al di sotto della pressione di vapore del liquido stesso.

1.5. Diagramma caratteristico $t - x$

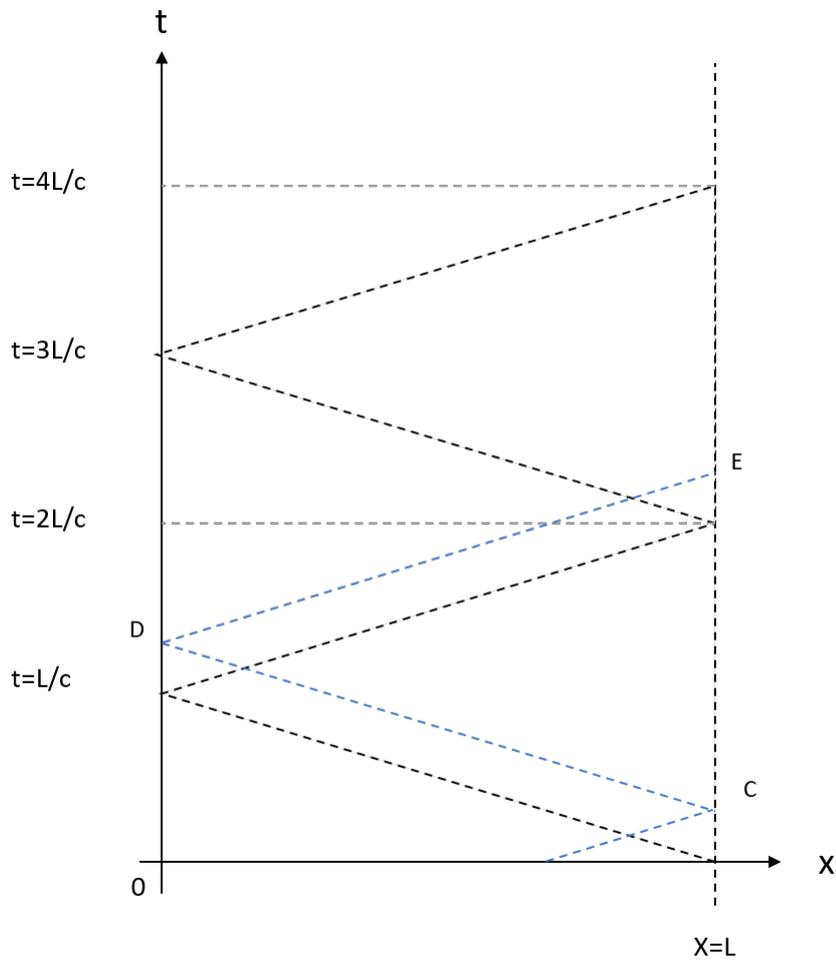


Figura 1.10: Diagramma $t - x$ per l'apertura della valvola

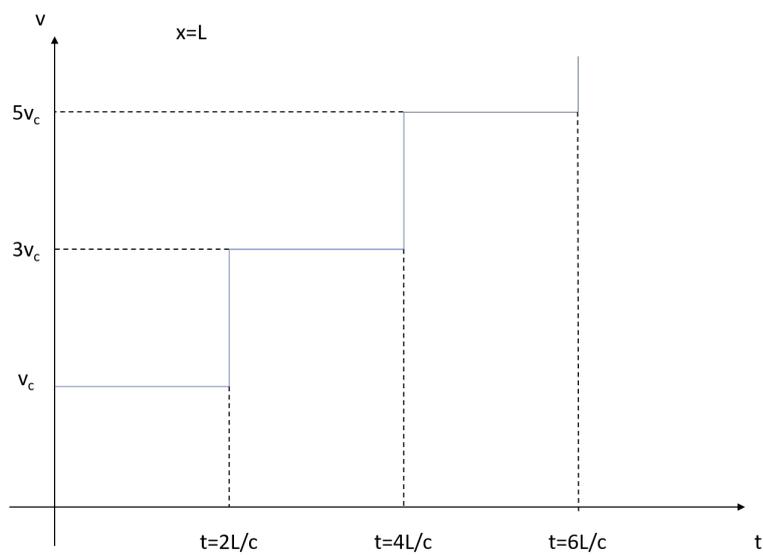


Figura 1.11: Andamento delle velocità in $x = L$

Capitolo 2

Applicazione in ambito aerospaziale

In campo aerospaziale, una delle applicazioni più importanti del colpo d'ariete riguarda il sistema di alimentazione di combustibile dei satelliti. Il funzionamento del sistema di propulsione spaziale, in questo caso, si articola generalmente in quattro fasi, [6] :

1. Il lancio del satellite e la separazione di quest'ultimo dal veicolo di lancio; in questa fase il sistema di propulsione è inattivo e il propellente è separato dalla camera di combustione da una serie di "barriere" fisiche: una valvola pirotecnica installata generalmente subito a valle del serbatoio, una valvola di isolamento e una valvola di regolazione posta immediatamente a monte della camera di combustione;
2. L'apertura della valvola pirotecnica; da questo momento in poi, le linee di mandata alla camera di combustione, che inizialmente si trovavano a una pressione molto bassa (nell'ordine delle unità di kPa), vengono riempite e pressurizzate col propellente; tale fase è chiamata "priming";
3. Il propellente viene mandato in camera di combustione attraverso la valvola di regolazione per il controllo del satellite e per posizionarlo nell'orbita desiderata;
4. Il satellite è mantenuto in orbita fino alla fine della sua missione.

In figura 2.1 è schematizzato il sistema di alimentazione del propellente nel caso dell'idrazina (N_2H_4), che, come vedremo in sezione 2.1.2, può essere utilizzato come monopropellente, [5].

La fase che analizzeremo è la seconda: l'apertura della valvola pirotecnica avviene in un tempo molto breve (nell'ordine della decina dei millisecondi), e ciò genera un importante transitorio di pressione all'interno del sistema che, se non opportunamente dimensionato, potrebbe subire gravi danni. Dal momento che le linee di mandata vengono poste generalmente a pressioni molto basse, vi è un alto rischio di fenomeni multifase dovuti alla cavitazione del propellente.

Lo studio sperimentale di questi fenomeni è molto complicato e tutt'oggi non si è riusciti a sviluppare un modello matematico capace di simulare efficacemente il comportamento del fluido durante il transitorio. Questo capitolo intende fornire una panoramica generale riguardo i risultati sperimentali fino ad ora ottenuti attraverso opportune facilities, atte a riprodurre in maniera semplificata il fenomeno in laboratorio.

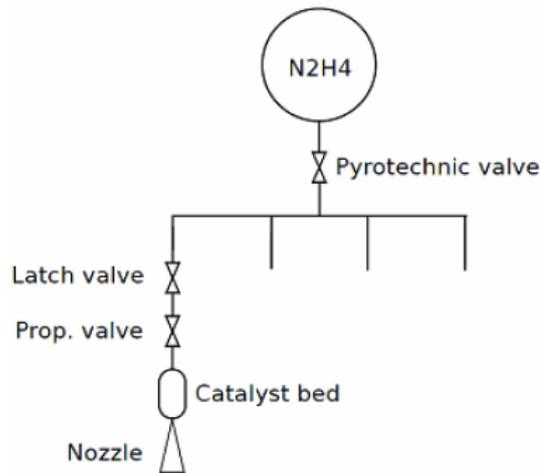


Figura 2.1: Rappresentazione del sistema di alimentazione del propellente [5]

2.1 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale presenta, negli articoli considerati [13] e [7], uno schema fondamentale comune che riproduce in laboratorio condizioni simili a quelle del sistema di alimentazione del combustibile dei satelliti. I componenti principali sono:

- Un serbatoio a monte che contiene il liquido propellente, opportunamente pressurizzato da un gas inerte non condensabile (N_2 o He), che può essere separato dal liquido attraverso una membrana o può essere a diretto contatto con esso;
- Una valvola a rapida apertura, detta Fast Opening Valve (FOV), che simuli il comportamento della valvola pirotecnica; quest'ultima non viene utilizzata in laboratorio, perché ad ogni apertura dovrebbe essere sostituita: dunque viene utilizzata generalmente una valvola (per esempio a sfera) ad attuazione pneumatica, che può essere completamente aperta in un tempo molto breve (meno di $10ms$);
- Un condotto di mandata, generalmente di lunghezza dell'ordine di un metro;
- Una pompa a vuoto, che riduca la pressione all'interno delle linee di mandata del propellente;
- Dei trasduttori di pressione: uno è collocato immediatamente dopo la FOV, per calcolare l'effetto dell'onda di pressione che viaggia verso monte, mentre l'altro si trova all'estremità finale del condotto, dove vi è anche un termocoppia che registra l'andamento della temperatura.

La sezione trasversale finale del condotto di mandata è il punto più critico in cui si ha il picco di pressione più elevato, e corrisponde al punto in cui andrebbe installata la valvola di iniezione del propellente.

L'apparato è schematizzato in dettaglio in figura 2.2.

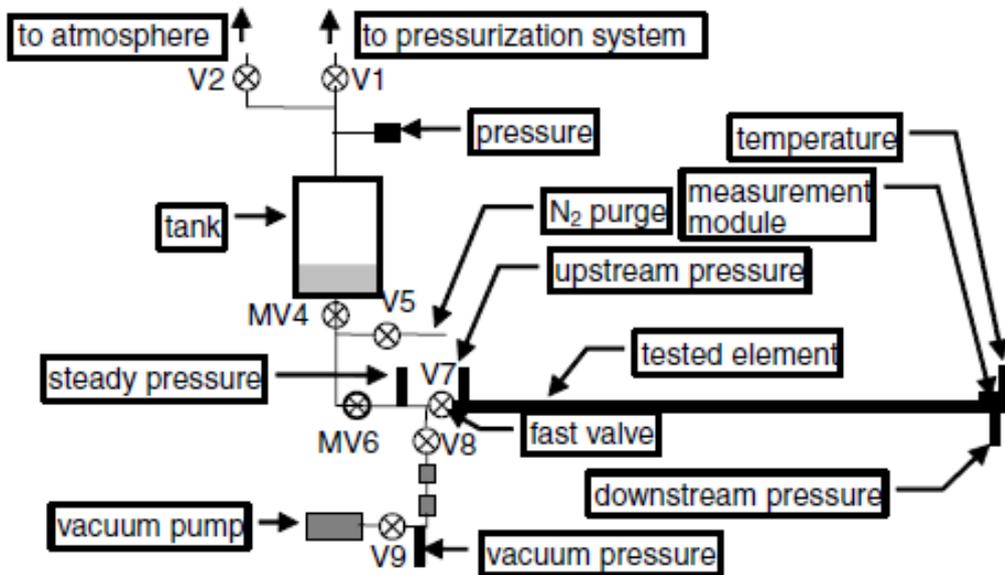


Figura 2.2: Schema dell'apparato sperimentale [13]

2.1.1 Procedura sperimentale

La procedura sperimentale descritta in [13] è la seguente: inizialmente la valvola MV4 è chiusa, e il propellente nel serbatoio viene pressurizzato fino a circa 2MPa tramite gas non condensabili, che possono essere separati dal liquido per mezzo di una membrana elastica. Tramite la pompa a vuoto viene generata nel circuito compreso fra MV4 e V7 una pressione di circa 10kPa . Dopo la chiusura della MV6, viene aperta la MV4 per riempire di liquido il circuito fra MV4, V5 e MV6. La V7 viene aperta e all'interno del condotto viene creato il vuoto (in termini pratici una pressione di circa 1kPa), e successivamente, se necessario, viene inserito dell'azoto gassoso per raggiungere la P_{condotto} desiderata. Viene dunque chiusa la V8 e la V7, e viene aperta la MV6 per far arrivare il liquido fino alla V7.

A questo punto la V7 viene aperta in un tempo molto breve. Ciò causa l'insorgere del colpo d'ariete.

Il propellente scorre lungo il condotto, fino ad arrivare all'estremità finale, dove si trova il trasduttore di pressione e la termocoppia. Qui il fluido in movimento è costretto a fermarsi una volta arrivato alla fine del condotto, e viene compresso dall'ulteriore propellente in arrivo. Ciò genera un'onda di pressione che viaggia alla velocità del suono e che risale il condotto verso monte, proprio come studiato nel Capitolo 1.

Essendo il primo picco quello più critico e dannoso per la struttura, sarà l'unico ad essere analizzato in questo lavoro: i picchi successivi sono smorzati dall'attrito e sono sicuramente di entità minore rispetto al primo.

Le prove sperimentali vengono svolte variando il rapporto fra due parametri fondamentali: la pressione nel serbatoio e la pressione nelle linee di mandata generata dalla pompa a vuoto.

2.1.2 Liquidi utilizzati

Nella pratica corrente, nella propulsione dei satelliti, si utilizzano come propellenti il MMH (monometilidrazina) o il NTO (tetraossido di diazoto) per il loro comportamento altamente ipergolico, che permette loro di iniziare la combustione venendo semplicemente a contatto con altri composti, come per esempio l'idrazina, con cui formano coppie di bipropellenti. L'idrazina può anche essere utilizzata come monopropellente (figura 2.1), vista la facilità con cui si decompone esotermicamente grazie a degli elementi catalitici [5]. Non è dunque necessaria nessuna sorgente di accensione, e ciò aumenta l'affidabilità del sistema. Tuttavia queste sostanze sono altamente tossiche, molto volatili e necessitano di particolari precauzioni. Pertanto, nella pratica sperimentale, si è soliti utilizzare anche altri liquidi (come acqua, etanolo o acetaldeide), che risultano molto più facili da gestire. La seguente tabella mostra le principali caratteristiche dei liquidi menzionati a $T = 293K$. Sono elencati i valori di densità, viscosità dinamica, velocità del suono, pressione di vapore e tensione superficiale.

	MMH	Water	Ethanol	Acetaldehyde	NTO
ρ (kg/m ³)	875	998	789	783	1447
μ (Pa s)	0.000855	0.001	0.00144	0.00023	0.0004
c (m/s)	1568	1487	1176	1141	1004
P_v (Pa)	4908	2300	5950	101,300	90,710
σ (N/m)	33.83×10^{-3a}	72.85×10^{-3}	22.27×10^{-3}	21.2×10^{-3}	27.5×10^{-3}

Figura 2.3: Proprietà dei liquidi utilizzati a $T = 293K$ [9]

L'acqua ha densità, viscosità e velocità del suono simili all' MMH, anche se la sua pressione di vapore è la metà e la tensione superficiale è circa doppia. L'acetaldeide ha valori di viscosità, pressione di vapore, velocità del suono e tensione superficiale molto vicino all' NTO, che tuttavia ha una densità molto più alta. L'etanolo invece ha velocità del suono e tensione superficiale simile all' NTO, mentre le altre proprietà sono più vicine all' MMH. Dunque i tre liquidi generalmente usati in laboratorio possono sostituire bene i propellenti reali altamente tossici, [9].

2.2 Discussione dei risultati ottenuti

Le figure 2.4, 2.5 e 2.6 mostrano l'andamento di pressione immediatamente dopo la FOV, a valle del condotto, e la temperatura registrata dalla termocoppia, nel caso in cui il serbatoio sia pressurizzato a $2MPa$, le linee di mandata a $1kPa$ (condizioni di vuoto), $10kPa$ e $100kPa$ rispettivamente, utilizzando etanolo come fluido di lavoro.

Come riportato in [13], dal confronto dei valori di pressione registrati dalla sonda posta a valle del condotto risulta che, aumentando la pressione nelle linee di mandata, si ottengono picchi di entità minore; tale decrescita del valore massimo di pressione raggiunto è più accentuata se si passa da $10kPa$ a $100kPa$ piuttosto che da $1kPa$ (condizioni di vuoto) a $10kPa$. Dunque se la $P_{condotto} > 100kPa$, il problema del colpo d'ariete è molto meno critico: in figura 2.6 l'aumento della pressione a valle è molto tenue. Ciò significa

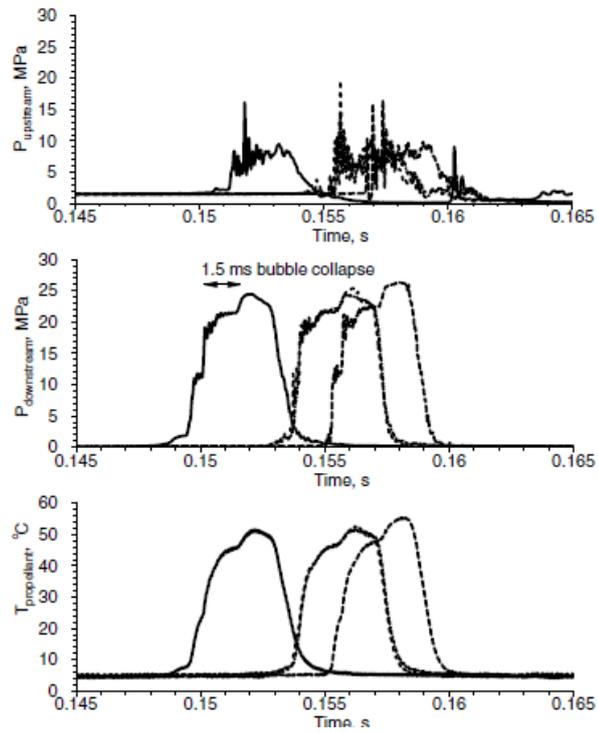


Figura 2.4: Test con etanolo a $P_{condotto} = 1kPa$ [13]

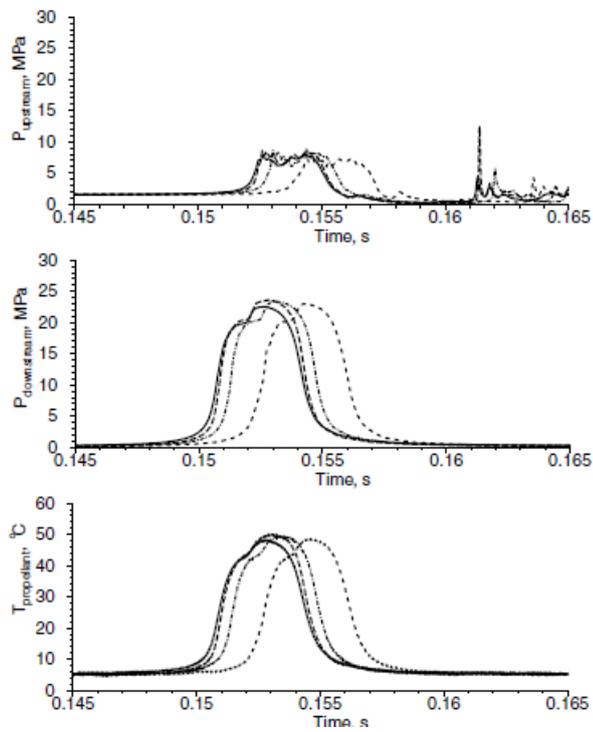


Figura 2.5: Test con etanolo a $P_{condotto} = 10kPa$ [13]

che la quantità di gas presenti all'interno del condotto, che ovviamente aumenta al cre-

2.2. Discussione dei risultati ottenuti

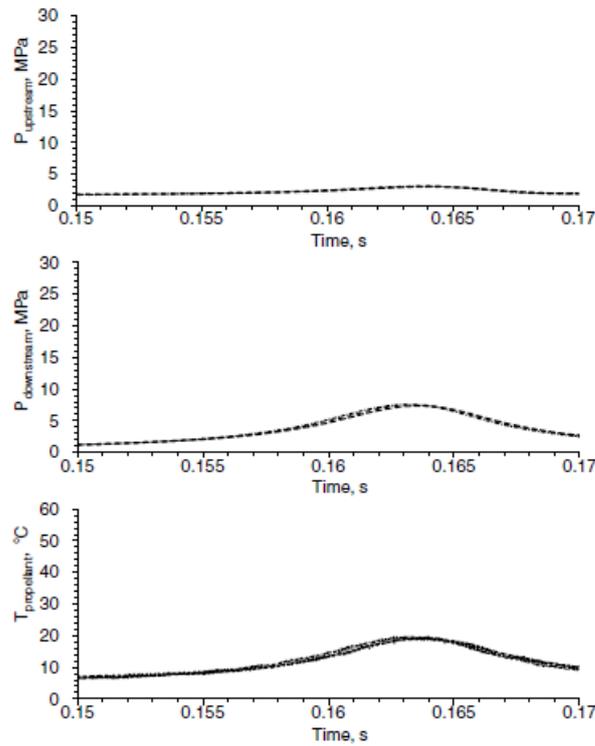


Figura 2.6: Test con etanolo a $P_{condotto} = 100kPa$ [13]

scere della $P_{condotto}$, attenua effettivamente l'impatto del liquido, dando luogo a pressioni meno elevate.

L'aumento di temperatura nei primi istanti del transitorio è causato dalla presenza di gas a valle della FOV: essi sono compressi dal liquido in arrivo, e vista la rapidità con cui avviene il fenomeno, tale compressione potrebbe essere assunta adiabatica.

Dunque, ricavando la velocità del liquido da $\Delta p = \rho c v_l$, e utilizzando la relazione della adiabatica, come in [13]:

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma \quad (2.1)$$

con $V_2 = V_1 - A v_l \Delta t$, potremmo ricavare la temperatura finale raggiunta dal gas nel condotto e registrata dalla termocoppia. Tuttavia, tale velocità risulterebbe eccessivamente elevata (dell'ordine dei 2000K).

Infatti, ipotizzando una semplice trasformazione adiabatica, non si tiene conto dello scambio di calore che avviene fra il gas e il fronte liquido che sta avanzando.

Con tale modello, assumendo che il gas non scambi calore con le pareti del condotto, si ottiene, uguagliando le variazioni di entalpie del gas e del fronte liquido:

$$m_g c_{p,g} (T_g - T_{eq}) = m_l c_l (T_{eq} - T_l) \quad (2.2)$$

Tale espressione fornisce un aumento di temperatura dell'ordine delle decine di K, compatibile con i grafici in figura 2.4, 2.5 e 2.6.

La pressione immediatamente a valle della FOV registra anch'essa dei picchi dovuti all'onda di pressione che viaggia verso monte, i quali sono, però, già molto smorzati dall'attrito; per $P_{condotto} = 100kPa$, il picco di pressione è praticamente assente 2.6.

2.3 Fenomeni multifase

Nello studio del colpo d'ariete vanno tenuti in considerazione due ulteriori fattori legati a fenomeni multifase:

- La cavitazione;
- L'assorbimento/desorbimento dei gas non condensabili usati durante la pressurizzazione del serbatoio, nel caso in cui non venga impiegata una membrana di separazione fra gas e liquido.

2.3.1 La cavitazione

Se la pressione nel condotto si trova al di sotto della pressione di vapore del propellente, il fronte liquido cambia fase. Quando esso raggiunge l'estremità finale del condotto, il colpo d'ariete fa innalzare quasi istantaneamente la pressione nuovamente al di sopra della pressione di vapore: le bolle di gas implodono, tornando alla fase liquida e causando un ulteriore aumento di pressione. Se la $P_{condotto}$ è al di sotto della pressione di vapore, la cavitazione avviene immediatamente dopo l'apertura della FOV; altrimenti, l'aumento di temperatura, dovuto alla compressione dei gas all'interno della linea di mandata, fa innalzare la pressione di vapore che potrebbe superare quella del condotto, facendo sì che la cavitazione avvenga in ritardo rispetto l'apertura della FOV, [13].

In figura 2.7 è riportato l'andamento della pressione di vapore di etanolo, MMH e acetaldeide, e l'andamento della pressione dei gas nel condotto per diverse $P_{condotto}$, in funzione della temperatura.

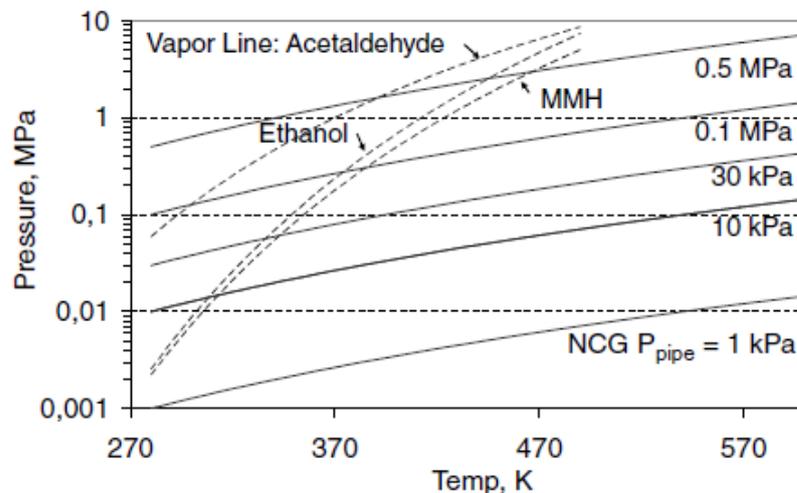


Figura 2.7: Pressione di vapore di etanolo, MMH e acetaldeide e pressione dei gas nel condotto in funzione della temperatura [13]

Quando la $P_{vapore} > P_{condotto}$, il liquido va in cavitazione.

2.3.2 Gas non condensabili

Per studiare l'influenza dell'assorbimento/desorbimento di gas, vengono considerati due casi opposti come in [10]: quello in cui il liquido è saturo, ossia in esso è disciolta la massima quantità di gas possibile a determinate condizioni di pressione e temperatura, e quello in cui nel liquido non sono presenti gas disciolti.

I gas non condensabili utilizzati per la pressurizzazione del liquido vengono assorbiti da quest'ultimo fino alla saturazione, nel caso in cui non sia presente una membrana elastica che separi fisicamente i due fluidi. Il processo di assorbimento è generalmente lento e la quantità di gas disciolti è proporzionale, secondo la legge di Henry, alla pressione parziale del gas in equilibrio con il liquido. All'apertura della FOV si scende generalmente molto al di sotto della pressione di saturazione, e ciò causa un veloce desorbimento dei gas, che possono variare le caratteristiche del fronte liquido.

Nel caso in cui si voglia studiare il comportamento del liquido senza gas disciolti, esso subisce un processo di de-areazione, che consiste nel sottoporlo a pressioni molto basse, le quali diminuiscono, sempre secondo la legge di Henry, la solubilità dei gas. La successiva pressurizzazione fino ai $2MPa$ viene attuata facendo uso di una membrana elastica che impedisce il contatto fra le due fasi.

La presenza di bolle di gas nel fronte liquido che avanza nel condotto dopo l'apertura della FOV abbassa generalmente il valore della velocità del suono, e dunque anche l'entità del picco di pressione registrato, come espresso dalla 1.14.

Come si vede in tabella 2.3, l'acetaldeide ha una pressione di vapore molto alta; ciò è dovuto alla debole interazione dipolo-dipolo che si instaura fra le molecole della fase liquida; al contrario, l'acqua forma forti legami idrogeno che causano una pressione di vapore molto più bassa. Anche le molecole dell'etanolo formano legami idrogeno, ma in maniera meno efficiente rispetto all'acqua. Forze di legame relativamente deboli sono legate a un alto tasso di agitazione molecolare, e quindi a un alto tasso di desorbimento. Dunque l'acetaldeide va incontro a un tasso di desorbimento più elevato rispetto al caso dell'etanolo e dell'acqua, come riportato in [9].

In figura 2.8, 2.9 e 2.10 sono riportati gli andamenti delle pressioni registrate nella sezione finale del condotto, rispettivamente per acqua, etanolo e acetaldeide in funzione del tempo, adimensionalizzati rispetto al valore massimo di pressione e rispetto al ritardo fra il primo e il secondo picco. Tale grafico è detto segnale di attenuazione adimensionalizzato, [9]. Sono riportati i casi in cui $P_{condotto} = 1kPa$ e $P_{condotto} = 10kPa$, entrambi con $P_{serbatoio} = 2MPa$, nelle due condizioni opposte di saturazione e de-areazione.

Nel caso dell'acqua, a causa del basso tasso di desorbimento, il segnale di attenuazione non viene influenzato dalla saturazione del liquido, e segue lo stesso pattern in entrambi i casi. Per l'etanolo e l'acetaldeide, il segnale di attenuazione in caso di saturazione tende a zero molto più velocemente, a causa del più alto rate di desorbimento; i gas inizialmente disciolti che vanno incontro a desorbimento attenuano l'effetto dell'impatto del liquido, causando picchi di pressione meno elevati e un segnale di attenuazione più ripido.

In entrambi i casi, la quantità di gas è tale da superare l'effetto causato dalla differente $P_{condotto}$ iniziale, che non ha quasi più influenza sul segnale di attenuazione, [9].

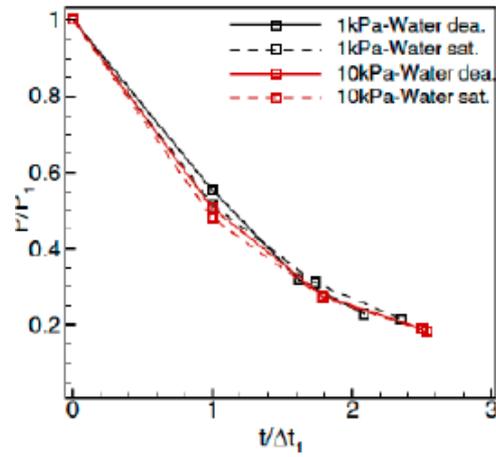


Figura 2.8: Segnale di attenuazione adimensionato dell'acqua [9]

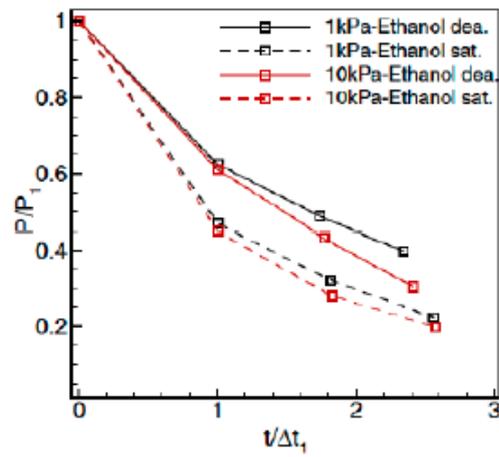


Figura 2.9: Segnale di attenuazione adimensionato dell'etanolo [9]

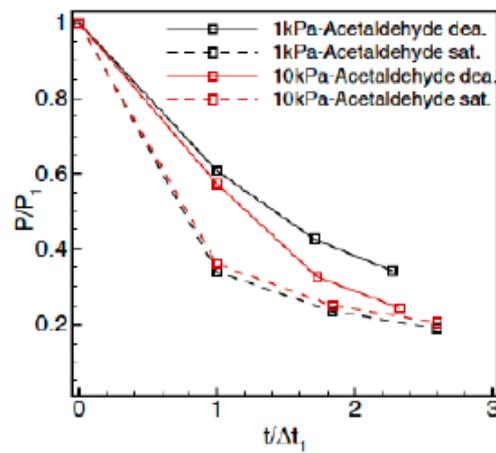


Figura 2.10: Segnale di attenuazione adimensionato dell'acetaldeide [9]

2.3.3 Analisi dei fronti multifase

E' possibile analizzare qualitativamente i vari stadi della cavitazione, come in [5], considerando un condotto lungo $2m$, tramite un diagramma $t - x$ in cui in $x = 0$ si trova la FOV che viene aperta a $t = 0$. Il fronte liquido impiega in totale $3s$ per raggiungere la fine del condotto, cioè la posizione $x = 2m$.

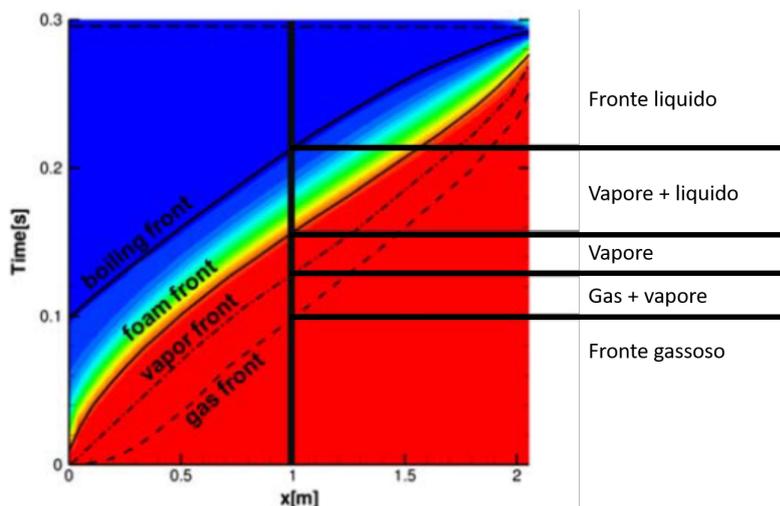


Figura 2.11: Rappresentazione dei fronti multifase [5]

Fissando la nostra attenzione sulla coordinata $x = 1m$, osserviamo che il gas precedentemente presente nel condotto viene investito inizialmente dal vapore del propellente. Successivamente nella posizione considerata si trova una sorta di schiuma formata dal vapore del propellente e dal propellente stesso. Dopo circa $2s$, in $x = 1m$ troviamo unicamente liquido.

E' molto utile visualizzare più in dettaglio in figura 2.12 l'evoluzione temporale del fenomeno attraverso una serie di scatti che raffigurano alcuni stadi notevoli nel caso in cui il liquido con cui si lavora è l'acqua, come in [10].

Lo stadio 1 corrisponde al condotto ancora vuoto: la FOV non è ancora stata aperta e si distinguono chiaramente le pareti interne del tubo.

Lo stadio 2 rappresenta l'istante in cui la valvola è parzialmente aperta; nello stadio 3 essa è già completamente aperta ed è possibile individuare in colore più scuro l'arrivo della miscela composta dai pochi gas precedentemente presenti nel condotto (la pressione iniziale è molto bassa), dal vapore del liquido generato dalla cavitazione e dalle gocce del liquido stesso.

Lo stadio 4 raffigura l'istante dell'impatto del liquido sulla sezione trasversale finale del condotto: a questo punto i gas vengono compressi e le bolle di vapore collassano tornando alla fase liquida. Lo stadio 5 appare interamente chiaro perché l'intero condotto è occupato da acqua unicamente nella fase liquida (tranne per la piccola quantità di gas che si trovano nello stadio di massima compressione).

A questo punto l'onda di pressione riflessa dal serbatoio raggiunge la fine del condotto, la pressione cala bruscamente e i gas possono tornare ad espandersi, formando delle piccole bolle visibili nello stadio 6. Il liquido inizia ad accelerare verso monte, e ciò causa

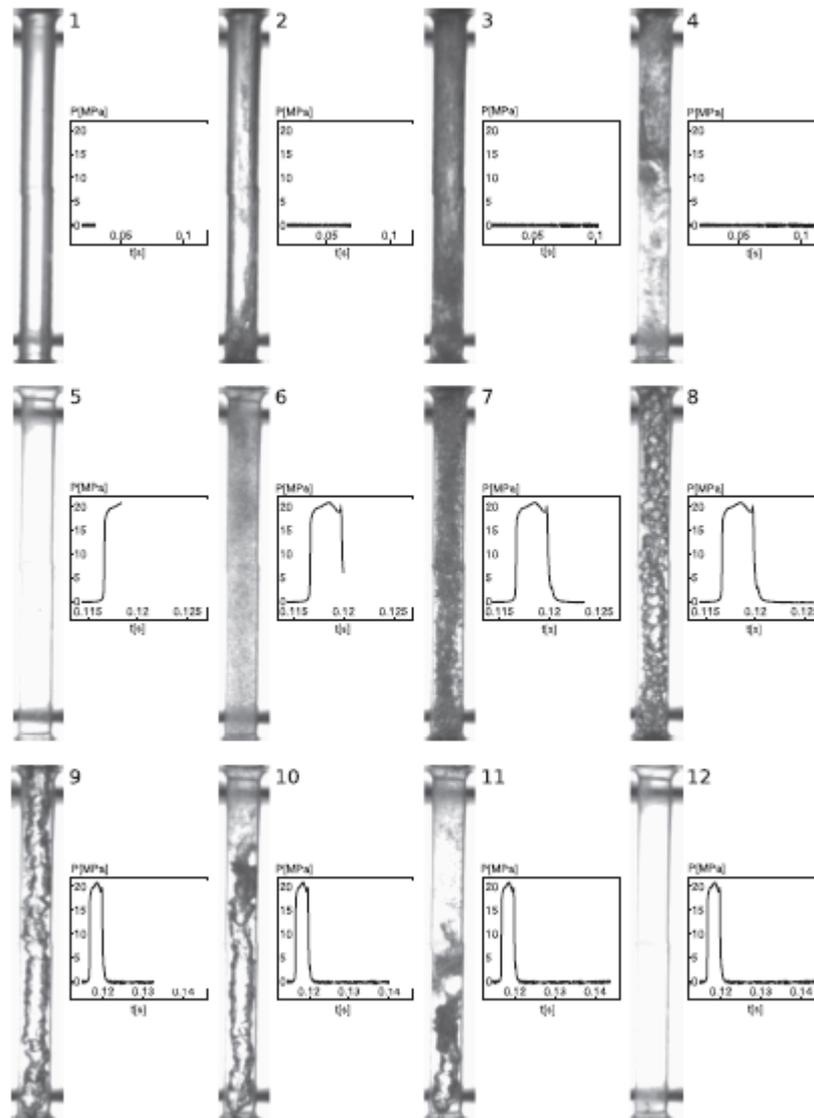


Figura 2.12: Stadi della cavitazione con acqua e $P_{condotto} = 1kPa$ e $P_{serbatoio} = 2MPa$ [10]

la separazione del flusso osservata nello stadio 7. La separazione genera una schiuma di liquido, vapore e gas che occupa sempre più volume grazie alla coalescenza delle bolle di gas e vapore che lasciano uno strato di liquido il quale bagna le pareti interne del condotto (stadi 8 e 9).

Dallo stadio 10 al 12 tale miscela viene nuovamente spinta verso la fine del tubo, fino a quando non si raggiunge una condizione simile allo stadio 5.

Lo stesso sviluppo può essere osservato nel caso in cui la $P_{condotto} = 10kPa$, con una differenza dovuta a due cause: essendo la $P_{condotto}$ più alta, vi è una quantità di gas presenti nel condotto prima dell'apertura della valvola maggiore rispetto al caso precedente; inoltre il picco di pressione raggiunto è più basso. Dunque anche nella fase di massima compressione, in cui il liquido raggiunge la fine del condotto, è possibile osservare in figura 2.13 in scuro una quantità di gas residui non trascurabile, [10].

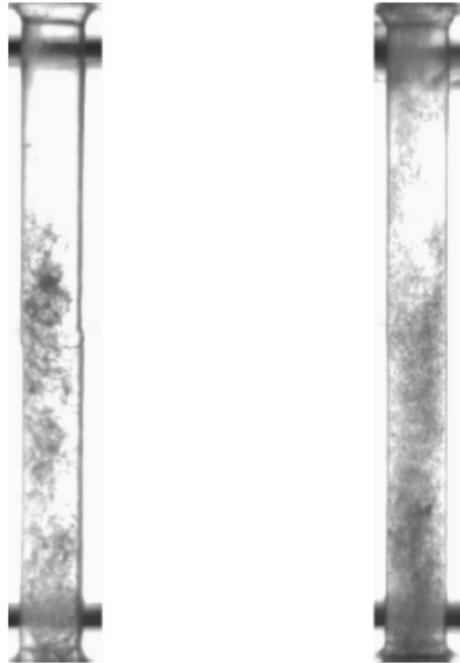


Figura 2.13: Stadi di compressione massima con acqua a sinistra ed etanolo a destra, $P_{condotto} = 10kPa$ e $P_{serbatoio} = 2MPa$ [10]

2.4 Analisi del primo picco di pressione

A questo punto è possibile riportare in dettaglio l'andamento del primo picco di pressione registrato dalla sonda a valle analizzato da [13]; esso presenta una forma caratteristica schematizzata in figura 2.14.

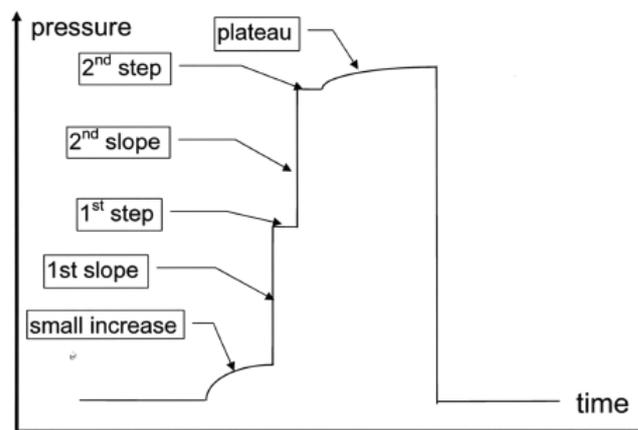


Figura 2.14: Andamento qualitativo del primo picco di pressione [13]

E' possibile notare un primo incremento di pressione abbastanza moderato, dovuto all'arrivo del liquido nella parte finale del condotto, prima che si verifichino effetti dovuti alla compressibilità del fluido.

Successivamente vi è un primo brusco aumento di pressione, che può essere riconducibile alla compressione dei gas presenti nel condotto, e che è seguito da un primo breve gradino.

Il secondo aumento di pressione è dovuto all'effetto di compressibilità, causato dal colpo d'ariete vero e proprio. A questo punto vi è un ultimo incremento dovuto al collasso delle bolle di vapore del propellente, che si erano formate per cavitazione; esse impiegano un tempo finito per implodere e dunque causano un aumento graduale di pressione.

Tale andamento a gradini risulta molto accentuato nel caso in cui la pressione nel condotto sia molto bassa; con l'aumento della $P_{condotto}$, i vari step registrati sono molto meno apparenti.

Conclusioni

Tale lavoro rappresenta un approfondimento compilativo sul colpo d'ariete, redatto sotto diversi punti di vista: un primo approccio qualitativo ha presentato il fenomeno in maniera empirica e intuitiva, anticipando il motivo per cui è necessario tenerne conto durante il dimensionamento del sistema in cui si verifica.

Una seconda analisi teorica più approfondita è stata svolta sulla base delle equazioni di conservazione della massa e della quantità di moto che, tramite delle opportune semplificazioni, portano alla definizione di un metodo grafico chiaro e facilmente utilizzabile, il quale permette di tracciare gli andamenti nel tempo di alcune grandezze caratteristiche del problema in vari casi standard.

La terza parte di questo lavoro tratta una delle principali applicazioni aerospaziali in cui appare il colpo d'ariete, e fornisce una panoramica generale riguardo i risultati sperimentali ottenuti finora da diversi lavori descritti negli articoli riportati in bibliografia.

La complessità di tale fenomeno e la difficoltà nell'ottenere misure sperimentali del tutto accurate fanno sì che alcuni aspetti debbano ancora essere approfonditi: il ruolo dell'attrito fra il fluido e le pareti del condotto, l'interazione fra fluido e struttura, l'influenza della cavitazione su pressione e temperatura, la compressibilità dei gas nel condotto, la visualizzazione del fronte liquido all'impatto.

Elenco delle figure

1.1	Prima fase del colpo d'ariete	5
1.2	Seconda fase del colpo d'ariete	6
1.3	Terza fase del colpo d'ariete	6
1.4	Quarta fase del colpo d'ariete	7
1.5	Tensioni nel condotto	8
1.6	Diagramma $t - x$	12
1.7	Diagramma $t - x$ per la chiusura della valvola	13
1.8	Andamento delle pressioni in $x = L$, con $\Delta p = \rho_0 c v_0$	14
1.9	Andamento della velocità in $x = 0$	15
1.10	Diagramma $t - x$ per l'apertura della valvola	16
1.11	Andamento delle velocità in $x = L$	16
2.1	Rappresentazione del sistema di alimentazione del propellente [5]	18
2.2	Schema dell'apparato sperimentale [13]	19
2.3	Proprietà dei liquidi utilizzati a $T = 293K$ [9]	20
2.4	Test con etanolo a $P_{condotto} = 1kPa$ [13]	21
2.5	Test con etanolo a $P_{condotto} = 10kPa$ [13]	21
2.6	Test con etanolo a $P_{condotto} = 100kPa$ [13]	22
2.7	Pressione di vapore di etanolo, MMH e acetaldeide e pressione dei gas nel condotto in funzione della temperatura [13]	23
2.8	Segnale di attenuazione adimensionato dell'acqua [9]	25
2.9	Segnale di attenuazione adimensionato dell'etanolo [9]	25
2.10	Segnale di attenuazione adimensionato dell'acetaldeide [9]	25
2.11	Rappresentazione dei fronti multifase [5]	26
2.12	Stadi della cavitazione con acqua e $P_{condotto} = 1kPa$ e $P_{serbatoio} = 2MPa$ [10]	27
2.13	Stadi di compressione massima con acqua a sinistra ed etanolo a destra, $P_{condotto} = 10kPa$ e $P_{serbatoio} = 2MPa$ [10]	28
2.14	Andamento qualitativo del primo picco di pressione [13]	28

Bibliografia

- [1] Arris Tijsseling Anton Bergant. Parameters affecting water hammer wave attenuation, shape and timing. Technical report, Technische Universiteit Eindhoven, 2001.
- [2] Fulvio Boano. *Appunti del corso di Meccanica dei Fluidi*. 2016.
- [3] Chiara Manfretti Cristiano Bombardieri, Tobias Traudt. Experimental and numerical analysis of water hammer during the filling process of pipelines. *Space propulsion*, 2014.
- [4] Amable Liñan Francisco Higuera. *Apuntes de Mecanica de Fluidos II*. 2016.
- [5] Steelant J. Multi-phase fluid-hammer in aerospace applications. *Conference Paper*, 2015.
- [6] J. Steelant J. Anthoine, J-Y. Lestrade. Experimental database with real propellants to study multi-phase fluid hammer phenomena. *Space propulsion*, 2014.
- [7] López-Peña F. Rambaud P. J-M. Buchlin Lema M., Steelant J. Experiments on fluid hammer involving cavitation and pressurant gas desorption for aerospace applications. *Joint Propulsion Conference*, 2014.
- [8] Steelant J. López-Peña F. Lema M., Porca-Belío P. and Rambaud P. Multiphase fluid hammer in propellant lines. *Space propulsion*, 2010.
- [9] Jean-Marie Buchlin-Johan Steelant Marcos Lema, Fernando Lopez Peña. Fluid hammer with gas desorption in a liquid-filling tube: experiments with three different liquids. *Experiments in Fluids*, 2015.
- [10] Paul Rambaud Johan Steelant Marcos Lema, Fernando Lopez Peña. Analysis of fluid hammer occurrence with phase change and column separation due to fast valve opening by means of flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2016.
- [11] Duncan A. McInnis David H. Axworthy Mohamed S. Ghidaoui, Ming Zhao. A review of water hammer theory and practice. *ASME*, 2005.
- [12] Christoph P. Pauly. Water hammer. *KSB Know How*, 2006.
- [13] Johan Steelan Renaud Lecourt. Experimental investigation of waterhammer in simplified feed lines of satellite propulsion systems. *Journal of Propulsion and Power*, 2007.

Bibliografia
