

---

**TRABAJO ESPECIAL DE MECÁNICA DE FLUIDOS**

INTEGRANTES: HENQUÍN, Eduardo R. (ehenquín@fiqus.unl.edu.ar)

MEYER, Camilo I. (cmeyer@fiqus.unl.edu.ar)

TEMA: Golpe de ariete.

**RESUMEN:**

El presente trabajo tiene por objetivo principal presentar en forma teórica el denominado golpe de ariete. El mismo es un fenómeno transiente de transformación de energía de movimiento (cinética) en energía de presión, que se produce cuando hay un cambio brusco en la velocidad de un fluido. Físicamente lo que ocurre es la aparición de una onda de presión, tanto en el fluido como en la cañería, a expensas de la variación brusca de la velocidad del fluido.

En la práctica normalmente se produce por la parada repentina de una bomba impulsora, la apertura ó cierre brusco de una válvula de conducción, en los cambios súbitos de dirección del fluido por ejemplo codos muy pronunciados, etc.

El golpe de ariete se manifiesta como golpes en forma de martilleo, cuando se abre o cierra con rapidez una llave de paso en una tubería que conduzca fluido a velocidad alta. La consecuencia directa de este es el agotamiento ó rotura de los dispositivos de sujeción de las tuberías, el deterioro de las válvulas y accesorios de la línea de conducción e incluso de la misma bomba impulsora.

Dada la importancia de este fenómeno, es significativo modelarlo con profundidad para poder determinar las medidas preventivas que permiten disminuir su intensidad y preparar las tuberías para resistir los esfuerzos que produce.

Para modelar el fenómeno de GOLPE DE ARIETE, se desarrollaran las ecuaciones diferenciales de cantidad de movimiento y de continuidad. El modelo aplicado es de una complejidad intermedia equivalente a la usada en los libros de texto habituales. De esta manera no es necesario considerar todos los esfuerzos e interacciones que aparecen en un sistema real (teoría FSI, Fluid Structure Interaction), evitando así la complejidad matemática que esto significa, y teniendo en cuenta que modelos más sencillos pueden ser deducidos a partir de aquel.

El punto conflictivo de la resolución radica en el acoplamiento de la onda de presión que aparece en el fluido y las tensiones a que se ve sometida la cañería. Para considerar este acoplamiento, sólo consideraremos la deformación radial de esta

Las ecuaciones generales a partir de las que se dará tratamiento al modelo son:

$$\rho \left( \frac{\partial \underline{V}}{\partial t} + \underline{V} \cdot (\nabla \underline{V}) \right) = -\nabla p - \nabla \tau + \rho \cdot \underline{g} \quad (\text{movimiento})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{v} = 0 \quad (\text{continuidad})$$

$$k = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (\text{estado})$$

**DESCRIPCIÓN DEL FENÓMENO DE GOLPE DE ARIETE:**

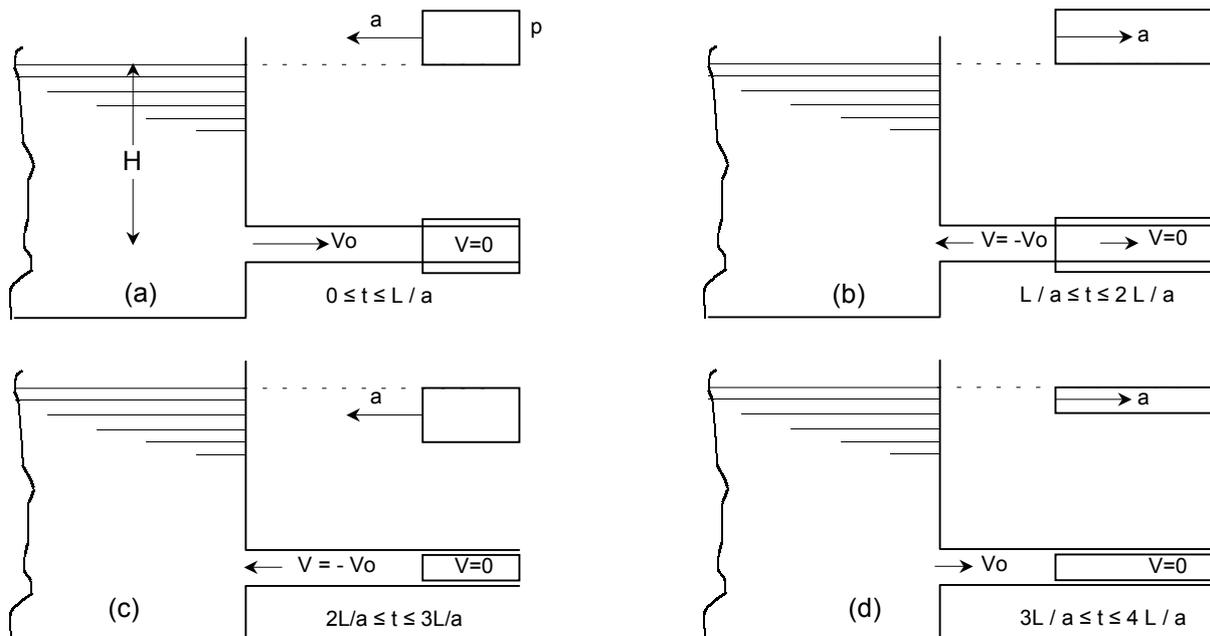
El golpe de ariete se puede presentar en una tubería que conduzca un líquido hasta el tope, cuando se tiene un retardo o una aceleración en el flujo; como por ejemplo el cambio de apertura de una válvula en la línea.

Antes de deducir las ecuaciones que describen el fenómeno de golpe de ariete, se dará una relación cualitativa de la secuencia de eventos que se presentan al cerrar bruscamente una válvula al final de una tubería de descarga de un tanque de almacenamiento.

Al cerrarse rápidamente una válvula en la tubería de **longitud L** durante el flujo, éste se reduce con lo cual se incrementa la **presión** corriente arriba de la válvula, iniciándose así un **pulso** que se propaga a **la velocidad del sonido (a)** en el sistema fluido tubería, en sentido contrario al flujo. Este pulso de presión hace que la velocidad del flujo disminuya. La presión corriente abajo, después la válvula, se reduce y la onda de presión disminuida (depresión) viaja en el sentido del flujo, disminuyendo también la velocidad del flujo.

En el instante en que se cierra la válvula ( $t = 0$ ), el líquido más cercano a ésta se comprime al mismo tiempo que su velocidad  $V_0$  se reduce a cero; en estas condiciones las paredes del conducto sufren una expansión debido al aumento de presión en el fluido. Tan pronto como se comprime la primera capa de líquido, el proceso se repite en la capa siguiente. El fluido, en las partes más alejadas de la válvula, continúa moviéndose sin que su velocidad se vea afectada hasta que es alcanzado por el pulso de presión que se desplaza en dirección contraria (*figura 1-a*).

En resumen, el pulso de presión que se desarrolla, se mueve en dirección corriente arriba como una onda, frenando al fluido, comprimiéndolo y dilatando las paredes de la tubería. En el instante ( $t = L / a$ ) en el que la onda se encuentra con la descarga del tanque, todo el fluido dentro de la tubería, se encuentra a una presión mayor, toda la cantidad de movimiento se ha perdido y se ha convertido en presión.



*Figura 1: Secuencia de eventos para un ciclo después del cierre de una válvula*

En estas condiciones y dado que la presión en el tanque de almacenamiento no ha cambiado, se tiene un desbalance entre el fluido de la cañería y el del tanque. Como consecuencia, el fluido contenido en la tubería expandida comienza a desplazarse hacia el tanque comenzando en la zona de descarga. En ese preciso punto, la presión en el fluido retoma el valor que tenía antes del cierre de la válvula, la pared del tubo recupera sus dimensiones originales y el líquido adquiere una velocidad igual y en sentido contrario al original (*figura 1-b*).

Este proceso de reconversión viaja hacia el extremo donde se encuentra la válvula a la velocidad  $a$ . En el instante ( $t = 2 L / a$ ) la onda llega a la válvula, la presión en toda la tubería retoma su valor original, y la velocidad recupera el valor  $V_0$ , pero hacia el tanque.

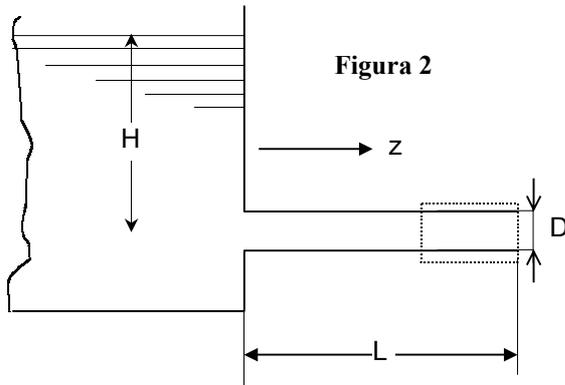
Como la válvula está cerrada, no se dispone de líquido que mantenga el flujo a través de ella y, por lo tanto, se desarrolla una presión negativa tal que el fluido se frena otra vez hasta alcanzar el reposo. Esta onda de presión baja (depresión) se propaga en dirección corriente arriba a una velocidad  $a$ , haciendo que el fluido se frene sucesivamente y logre un estado de reposo al mismo tiempo que se expande debido a la baja presión, ocasionando que las paredes del tubo se contraigan (*figura 1-c*).

En el instante en que la onda de presión negativa llega al extremo superior de la tubería, es decir  $t = 3 L / a$  después del cierre de la válvula, el líquido se encuentra en reposo pero uniforme a una menor presión que la que se tenía antes del cierre. Una vez más se tiene un desbalance en el tanque de almacenamiento, lo cual ocasiona que el fluido comience a moverse desde el depósito hacia la tubería, adquiriendo una velocidad  $V_0$  en dirección a la válvula y haciendo que tanto la tubería como el líquido retornen en forma progresiva a las condiciones normales conforme la onda viaja hacia la válvula con velocidad  $a$ . En el momento en que la onda llega a la válvula, las condiciones en todo el sistema son exactamente las mismas que se tenían en el instante del cierre de la válvula, ocurrido a tiempo  $t = 4 L / a$  antes (*figura 1-a*).

El proceso descrito anteriormente se repite cada  $4 L / a$ . Los efectos de la fricción en el fluido y la elasticidad imperfecta tanto en el fluido como en las paredes de la tubería, despreciadas en la consideración anterior, ocasionan que las oscilaciones se amortigüen y que el fluido alcance finalmente el estado de reposo permanente. Si el cierre de la válvula se realiza en un tiempo menor que  $2 L/a$ , se llama cierre rápido, mientras que si se realiza en un tiempo mayor que  $2 L/a$ , se llama cierre lento.

**HIPÓTESIS Y PLANTEO DE ECUACIONES:**

Se obtendrán las ecuaciones diferenciales que gobiernan el fenómeno, a partir de la ecuación de Navier-Stokes y de la de Continuidad. Adicionalmente usaremos una ecuación de estado que relaciona la densidad de fluido con la presión



Hipótesis de trabajo:

- \* Flujo unidireccional. Perfil de velocidad plano.
- $V_r = V_\theta = 0$
- \* Estado No Estacionario, las variables son función del tiempo.
- \* Flujo compresible y viscoso.
- \* Flujo adiabático e isotérmico, (isoentrópico).
- \* Cañería elástica. Responde a la ley de Hooke.

De esta manera las variables dependientes ven reducida su funcionalidad a las siguientes relaciones

$$V = V(z, t); p = p(z, t); \rho = \rho(z, t)$$

**Balance De Cantidad De Movimiento**

Considerando que las componentes radial y angular de la velocidad son nulas, la ecuación de Navier-Stokes en coordenadas cilíndricas y en la dirección (z) es:

$$\rho \left( \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r\tau_{rz}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + \rho g_z \quad (1)$$

Por simplicidad, y sin quitar rigurosidad al tratamiento, supondremos que el conducto es horizontal con lo que los efectos gravitatorios pueden ser eliminados, de esta manera:

$$\rho \left( \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \left( \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (2)$$

Para la situación en la que centramos nuestro análisis, (líneas de corriente paralelas y aplicable la ecuación de Bernoulli *modificada*), podemos reemplazar el término de disipación viscosa por una ecuación que evalúe las pérdidas por fricción como PÉRDIDAS DE PRESIÓN POR FRICCIÓN (ecuación de DARCY-WEISBASH), aceptando la validez de la misma tanto para régimen transitorio como estacionario. De esta forma

$$-\left( \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) = \frac{\partial p_{fricción}}{\partial z} = -f_D \frac{\rho V|V|}{2D} \quad (3)$$

Dado que la fricción se opone al movimiento, el término que tradicionalmente aparece como  $V^2$  se expresa como  $V|V|$ .  $f_D$  es el **factor de fricción de Darcy**, que para el caso de flujo laminar adopta la forma

$$f_D = \frac{64}{Re} \quad (4)$$

cuando el número de Reynolds ( $Re = DV\rho/\mu$ ) toma valores menores a 2200.

Para altos números de Reynolds, la ecuación (9), puede ser reemplazada por una apropiada ecuación teórica y empírica, tal como la denominada ECUACIÓN DE COLEBROOK

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = -2 \log \left( \frac{2,51}{Re\sqrt{f_D}} + 0,27 \frac{\varepsilon}{D} \right) \quad (5)$$

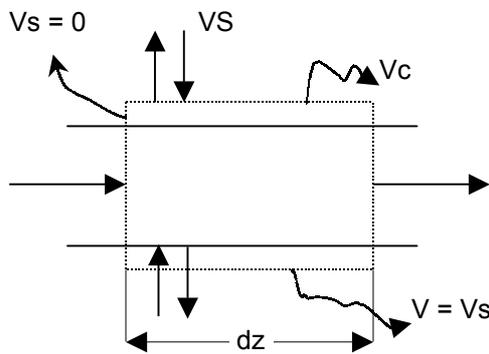
donde  $\varepsilon$  representa la rugosidad del material de la cañería.

Reemplazando la ecuación (3) en (2)

$$\rho \left( \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - f_D \frac{\rho V |V|}{2 D} \quad \text{I}$$

### **Balance de Materia:**

Aplicamos el balance integral de materia al siguiente volumen de control:



$$\int_{V_a(t)} \frac{\partial}{\partial t} \rho dV = - \int_{V_a(t)} \nabla \cdot \rho \underline{V} dV \quad (6)$$

Como no hay flujo de materia a través de las paredes laterales del  $V_c$  ( $V_s - V = 0$ ) y en las áreas de entrada y salida la velocidad de la frontera es cero ( $V_s = 0$ ), se puede intercambiar el orden de integración y diferenciación. Además reemplazando  $dV = A dz$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho A dz = - \int_V \frac{\partial}{\partial z} (\rho V) dV = - \frac{\partial}{\partial z} \int_V \rho V A dz \quad (7)$$

Como  $dz$  no depende de  $t$  ó  $z$ , y al ser un diferencial nos permite decir que las propiedades y variables pueden considerarse constante en el  $dV$ , entonces

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho A] dz = - \frac{\partial}{\partial z} [\rho V A] dz \quad (8)$$

Teniendo en cuenta que el área transversal de flujo varía, diferenciando (8) tenemos:

$$\frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{V}{A} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{V}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad \text{II}$$

### **Ecuación de estado para Fluidos Compresibles:**

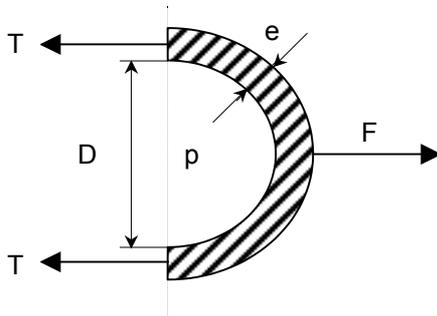
Desde la termodinámica, para un flujo isoentrópico, tenemos que se cumple la siguiente ecuación de estado entre la presión y la densidad del fluido:

$$k = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad \text{III}$$

siendo  $k$ : módulo de elasticidad volumétrico del fluido.

**Balance de Fuerza en la Cañería:**

Aplicando un balance de fuerzas en la sección de la cañería que se expande y contrae como consecuencia de la variación de presión del fluido.



$$\sum F = 0 \Rightarrow \int_A p(t) dA = 2 \cdot T = 2 \sigma(t) e L \quad (10)$$

Siendo  $L$ : longitud de la cañería,  $\sigma(t)$ : tensión en el material que supondremos uniforme,  $p(t)$ : presión uniforme en la sección de flujo

La tensión en el material puede ser calculada por:

$$\sigma = E \varepsilon \quad (11)$$

siendo

$\varepsilon$ : deformación unitaria radial del material.

$E$ : módulo de elasticidad de Young del material.

Integrando la presión sobre el área de la cañería:

$$\int_{Ai} P(t) dA = 2 \int_0^{\pi/2} P L \frac{D}{2} \cos \theta d\theta = P L D \quad (12)$$

Reemplazando (11) y (12) en (10), la tensión en la cañería, resulta

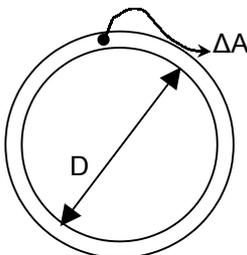
$$\sigma = \frac{P D}{2 e} \quad (13)$$

Trabajando algebraicamente con (11) y (13), tenemos

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} = \frac{P D}{2 e E} \quad (14)$$

El aumento en el área de flujo puede ser calculado a partir de la deformación unitaria radial como:

$$\Delta A = \varepsilon \pi D \frac{D}{2} = \varepsilon A 2 = \frac{A \Delta p D}{e E} \quad (15)$$



Ecuación que relaciona el aumento de área como consecuencia de un aumento de presión para un dado intervalo de tiempo.

Despreciando las variaciones en el diámetro y el espesor del conducto podemos plantear:

$$\boxed{\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{D}{e E} \frac{dp}{dt}}$$

IV

Trabajando algebraicamente con I ; II ; y IV, para eliminar la variación del área con el tiempo, las ecuaciones diferenciales quedan expresadas como:

$\frac{\partial p}{\partial t} + V \frac{\partial p}{\partial z} + \rho a^2 \frac{\partial V}{\partial z} = 0$	<span style="border: 1px solid black; border-radius: 50%; padding: 5px;">V</span>
$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + f_D \frac{V V }{2D} = 0$	<span style="border: 1px solid black; border-radius: 50%; padding: 5px;">VI</span>

La ecuación III, queda convenientemente expresada como

$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{V}{c^2} \frac{\partial p}{\partial z} = 0$	<span style="border: 1px solid black; border-radius: 50%; padding: 5px;">VII</span>
---	---

siendo

$$c^2 = \frac{k}{\rho} \tag{16}$$

$$a^2 = \frac{k}{\rho \left[ 1 + \frac{kD}{eE} \right]} \tag{17}$$

c = Velocidad de una onda sonora en un fluido de densidad  $\rho$  y módulo de elasticidad k

a = velocidad de una onda sonora en el sistema cañería – fluido.

### **ADIMENSIONALIZACIÓN Y ANÁLISIS DE ÓRDENES DE MAGNITUD DE LAS ECUACIONES**

Para realizar la adimensionalización de las ecuaciones se procede a definir las siguientes variables características:

L = Longitud Característica. Longitud de la cañería

$P_{max}$  = Presión Característica. Presión máxima alcanzada en el fluido.

$V_o$  = Velocidad Característica. Velocidad del fluido en estado estacionario. (en la práctica este valor esta en el orden de 3 m/s)

$t_c = 2L / V_p$  = Tiempo Característico. Tiempo que le toma a una onda de presión completar un semiciclo.

$V_p$  = velocidad de la onda de presión. (en la práctica este valor esta en el orden de 1000 m/s)

En función de las anteriores variables características, se arriban a las siguientes variables adimensionales:

$$z^* = \frac{z}{L} \quad V^* = \frac{V}{V_o} \quad P^* = \frac{P}{P_{max}} \quad t^* = \frac{2V_p}{L} t$$

**Adimensionalización de la ecuación de continuidad:**

$$\underbrace{\left[ \frac{P_{max} 2 V_p}{L} \right]}_1 \frac{\partial p^*}{\partial z^*} + \underbrace{\left[ \frac{P_{max} V_o}{L} \right]}_2 \frac{\partial p^*}{\partial z^*} + \underbrace{\left[ \rho a^2 \frac{V_o}{L} \right]}_3 \frac{\partial V^*}{\partial z^*} = 0 \quad (18)$$

A los fines de conocer el orden de magnitud de  $P_{max}$ , se propone considerar que no existen efectos viscosos ni transporte convectivo de cantidad de movimiento, de esta forma se llega a

$$\vartheta[p_{max}] = \vartheta[2 \rho V_o V_p]$$

comparando los términos 1 y 2 de (18)  $\frac{\vartheta[1]}{\vartheta[2]} = \frac{2 V_p}{V_o} \gg \gg 1 \Rightarrow \vartheta[1] \gg \gg \vartheta[2]$

comparando los términos 1 y 3 de (18)

$$\frac{\vartheta[3]}{\vartheta[1]} = \frac{\rho a^2 V_{EE}}{L} \frac{L}{2 V_o P_{max}} = \frac{\rho a^2 V_{EE}}{2 V_o 2 \rho P_{max} V_o} = \frac{a^2}{4 V_o^2} \cong 1, \text{ ya que } \vartheta[a^2] \cong \vartheta[V_o^2]$$

Por lo que podemos concluir que se puede despreciar el término convectivo de transferencia de materia.

**Adimensionalización de la ecuación de cantidad de movimiento:**

$$\underbrace{\left[ \frac{V_o 2 V_p}{L} \right]}_1 \frac{\partial V^*}{\partial t^*} + \underbrace{\left[ \frac{V_o^2}{L} \right]}_2 \frac{\partial V^*}{\partial z^*} + \underbrace{\left[ \frac{P_{max}}{\rho L} \right]}_3 \frac{\partial p^*}{\partial z^*} + \underbrace{\left[ f_D \frac{V_o^2}{2 D} \right]}_4 V^* |V^*| = 0$$

$$\frac{\vartheta[1]}{\vartheta[2]} = \frac{2 V_p}{V_o} \gg \gg 1 \Rightarrow \vartheta[1] \gg \gg \vartheta[2]$$

$$\frac{\vartheta[1]}{\vartheta[3]} = \frac{2 V_p V_o \rho}{P_{max}} = \frac{2 V_p V_o \rho}{2 V_p V_o \rho} = 1 \Rightarrow \vartheta[1] = \vartheta[3]$$

$$\frac{\vartheta[2]}{\vartheta[4]} = \frac{V_o^2 2 D}{L f_D V_o^2} = \frac{2 D}{f_D L} = \text{que es función de la relación } D / L \text{ del sistema que para el caso de}$$

análisis  $\ll 0,01$ .

Por lo que nuevamente podemos despreciar el término convectivo de transferencia de cantidad de movimiento. El término de fricción dependerá del sistema en estudio a través de la relación  $L / D$ .

El sistema de ecuaciones diferenciales que modela el golpe de ariete en una cañería horizontal y elástica, es:

<b>Continuidad</b>	$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho a^2 \frac{\partial V}{\partial z} = 0$	VIII
<b>Cantidad de Movimiento</b>	$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + f_D \frac{V V }{2D} = 0$	IX
<b>Ecuación de Estado</b>	$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0$	X

Para el caso particular planteado en la **figura 2** las condiciones iniciales y de contorno usadas para resolver el sistema anterior, son:

$$\underline{\text{C.I.}}: t = 0 \Rightarrow \text{condiciones de Estado Estacionario} \begin{cases} V = V_o \\ p = p_o \\ \rho = \rho_o \end{cases}$$

$$\underline{\text{C.C.}}: \begin{cases} z = 0 \Rightarrow p = p_o \text{ (carga hidrostática del tanque)} \\ z = L \Rightarrow V = 0 \text{ (condición de impenetrabilidad)} \end{cases}$$

Las ecuaciones VIII, IX y X, son a derivadas parciales y no lineales, por lo que todavía no existe una solución general. Por lo tanto para resolver el sistema se debe recurrir a un método numérico o a simplificaciones adicionales. Dentro de la primera variante de resolución, los más usuales son:

- Métodos de las características.
- Método de los incrementos finitos.

Realizando simplificaciones adicionales, se puede recurrir a los siguientes métodos:

- Linealización del sistema.
- Solución Analítica suponiendo que no existen pérdidas por fricción.

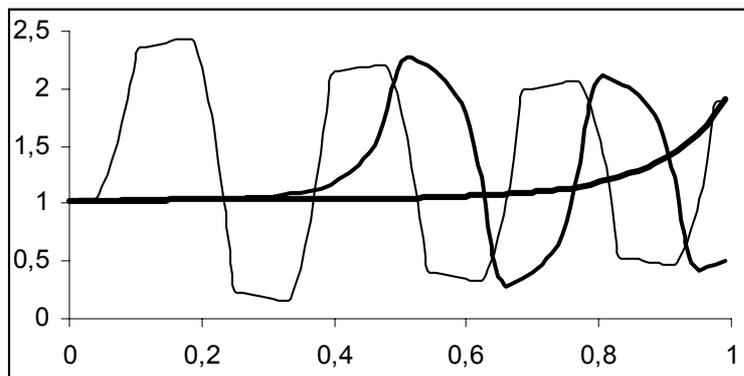
Cabe aclarar que esta última opción genera los mismos resultados que partiendo de la ecuación de EULER para fluido compresible, sin necesidad de hacer ninguna simplificación. Las ecuaciones que representan este caso son:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho a^2 \frac{\partial V}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0 & \text{ó} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \end{cases}$$

**Simulación y Resultados:**

A modo ilustrativo se expresan algunos resultados que muestran perfiles temporales para un sistema como el representado en la *figura 1* parametrizado con diferentes variables. Los mismos fueron resueltos mediante el uso de una versión DEMO de un software comercial (*DEMO IMPULSE AFT – 3.0*), para las siguientes condiciones bases:

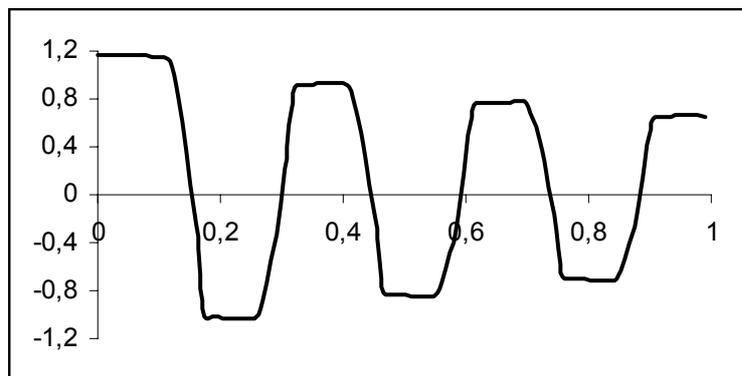
Fluido	Agua				
Temperatura	25 °C				
	Diámetro	Longitud	Altura de líquido en reservorio	Velocidad de cierre	
	1 “	50 m	15 m	CV	Tiempo[seg]
				30	0
				15	0,02
				5	0,04
				1	0,06
				0	0,1



**FIGURA 3:** Presión Estática [atm] - Tiempo [seg]  
 $z = \text{cte}$  paramétrica en velocidades de cierre.

La *figura 3* muestra la evolución temporal de presión sobre la válvula, para distintas velocidades de cierre de la válvula. La más gruesa corresponde a un cierre lento y la más fina a uno rápido. Notamos que para un cierre rápido de la válvula el pico de presión es más grande y se manifiesta más tempranamente, notando para todos

los casos, el período de la onda es constante



**FIGURA 4:**  
 Velocidad de Fluido en boca de tanque [cm/seg] - Tiempo [seg]

La *figura 4* nos muestra como se modifica la velocidad de flujo en la descarga del tanque con el paso del tiempo para el caso de cierre rápido de la válvula. Se observa claramente como se invierte el sentido del flujo en cada semiperíodo acompañando los cambios de presión

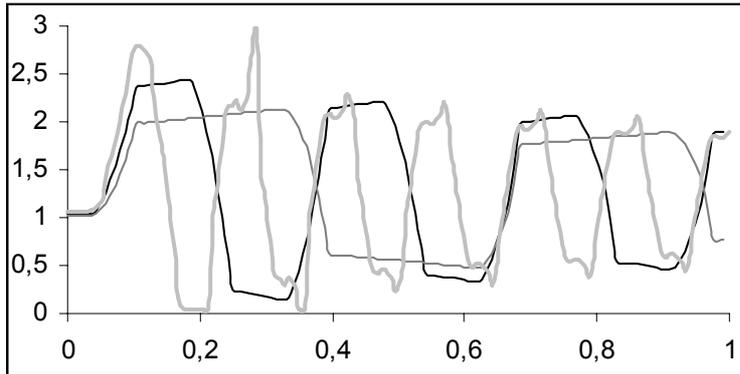


FIGURA 5: Presión Estática [atm] - Tiempo [seg]  
z =cte paramétrica en longitudes de cañería.

La *figura 5* indica las variaciones temporales de presión en un punto fijo de la cañería al modificar la longitud de la misma ( 25 – 50 – 100 metros). Cuanto más larga la cañería mayor período presenta la onda de choque, menor es el valor del pico máximo y se prolonga más tiempo.

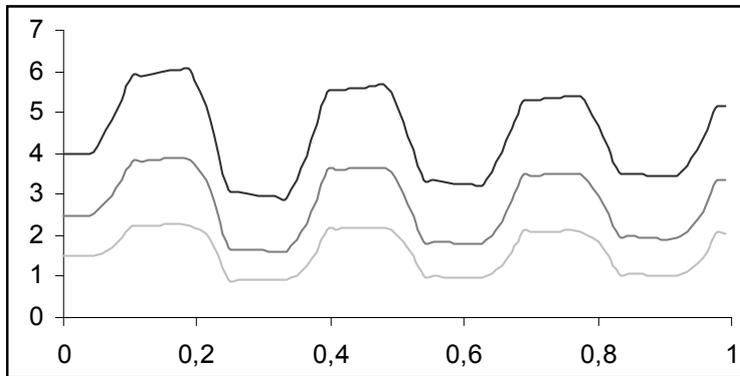


FIGURA 6-a: Presión Estática absoluta [atm] - Tiempo [seg]  
z =cte paramétrica en altura de liq. en tanque

En la *figura 6-a* se muestra la presión manométrica que soporta la cañería sobre la válvula de descarga al variar la altura de líquido del reservorio (5 –15 – 30 metros). Los perfiles temporales únicamente difieren en sus amplitudes.

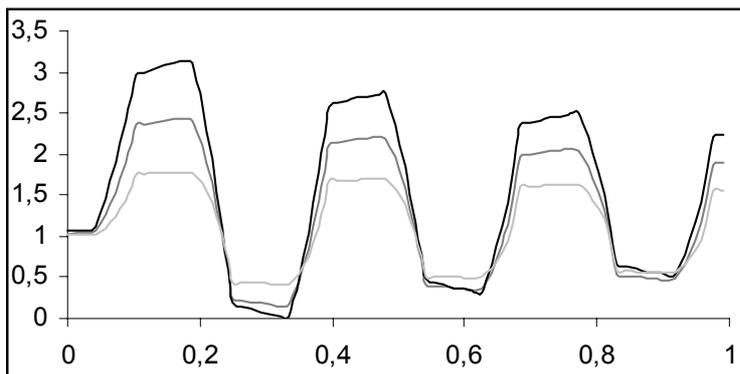


FIGURA 6-b: Presión Estática relativa [atm] - Tiempo [seg]  
z =cte paramétrica en altura de liq. en tanque

La *figura 6-b* indica la diferencia de valores entre la presión absoluta en cada caso y su respectivo valor de estado estacionario.

**REFERENCIAS BIBLIOGRÁFIAS:**

- “Mecánica de los Fluidos”. V.S. STREETER y E.B. WYLIE – Mc Graw Hill. 1988
- “Fluids Transients”. E.B. WYLIE y V.S. STREETER – Mc Graw Hill. 1978
- “Mecánica de los Fluidos”. R.L. DAUGHERTY y A.C. INGERSOLL – Hispanoamericana 1964
- “Simple Model of a multi-batch driven pipeline”. S. BLAZIC, D. MATKO y G. GEIGER – Mathematics and Computers Simulation. 64 (2004) 617 – 630
- “Fluid structure interaction in non-rigid pipeline systems”. Nuclear Engineering and Design. 172 (1997) 123 -135
- “Finite element analysis of fluid–structure interaction in pipeline systems”. B. Sreejith. Nuclear Engineering and Design. 227 (2004) 313 – 322
- <http://www.istec.com.uy/fichas>
- <http://www.chileriego.cl/docs/015-15.doc>
- <http://www.tusoftware.com>