

Disipación de energía en régimen transitorio: comprensión y caracterización del fenómeno físico

José Manuel Abreu

IMAR, Departamento de Engenharia Civil da Universidade de Coimbra

jabreu@dec.uc.pt

Enrique Cabrera

ITA, Universidad Politécnica de Valencia

ecabrera@ita.upv.es

1 Introducción

La "correcta" modelación del término de fricción en las ecuaciones 1-D del flujo no estacionario a presión es un problema complejo de notable interés tanto práctico como científico. Así lo evidencia la gran atención que en las últimas décadas, y coincidiendo con el advenimiento de los ordenadores, se le viene prestando. En el análisis de la resistencia interna (rozamiento) y la consiguiente disipación de energía (pérdida de carga) hay dos fenómenos físicos a modelar correctamente. La variabilidad temporal del flujo y la turbulencia. Cual se verá, al contrario que en los flujos estacionarios, en régimen variable los conceptos *resistencia por rozamiento* y *disipación de energía* no son completamente coincidentes.

El análisis del problema comienza con la modelación física del fenómeno. Se parte del modelo clásico de golpe de ariete (modelo unidimensional o 1D), resuelto con las ecuaciones promediadas a la sección transversal de la tubería. Bien conocidas (Chaudhry, 1987; Wylie y Streeter, 1993) se recuerdan seguidamente:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{4 \tau_w}{\rho D} = 0 \quad (2)$$

Ecuaciones que por su simplificación excesiva, ignoran la estructura vertical del flujo y, por ello, son incapaces de reproducir correctamente el campo de velocidades. Este inconveniente acostumbra a soslayarse incorporando a la tensión tangencial en la pared de la tubería, τ_w , la estructura vertical del flujo. Pero modelar mejor el fenómeno no es gratis. Hay que añadir una nueva incógnita a las dos existentes en cada sección de la tubería, la velocidad media referida a la dirección axial $V(x,t)$ y la altura piezométrica instantánea, $H(x,t)$, abriéndose un sistema de ecuaciones antes cerrado. El equilibrio se restituye con una nueva ecuación que relacione el esfuerzo en la pared, τ_w , con la velocidad media, V , y, en ocasiones, con sus derivadas (modelo de fricción concentrada).

En transitorios no muy rápidos (aceleración discreta) es razonable aceptar la *hipótesis cuasi-estacionaria*. Supone admitir en cada sección de la tubería para cada instante y para cada valor de la velocidad media instantánea V , unos valores instantáneos de las tensiones tangenciales y de las pérdidas de carga análogos a los valores de tales magnitudes en un pseudo régimen permanente uniforme de idéntica velocidad media V (régimen uniforme tangente). Para flujos periódicos de alta frecuencia o en flujos transitorios rápidos el mecanismo del flujo provoca que el término de fricción variable difiera de forma significativa del término de fricción permanente (Ramaprian y Tu, 1980). Se ha comprobado que, en general, la resistencia de fricción (disipación de energía) condiciona de forma directa la amortiguación de las fluctuaciones de presión en las tuberías y, de forma indirecta, los valores extremos de las presiones instantáneas (Figura 1). En maniobras muy rápidas el pico máximo de sobrepresión (o el mínimo de depresión) puede llegar a superar el pulso de Allievi-Joukowski, un resultado a priori sorprendente pero justificable, este trabajo lo evidencia, aplicando principios físicos conocidos.

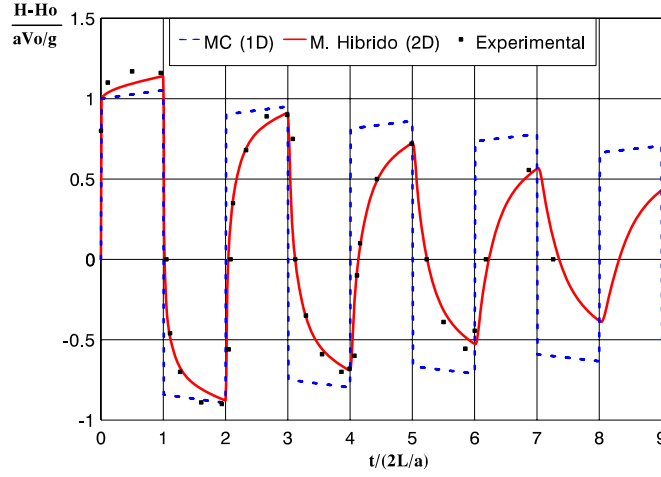


Figura 1 Historiales “típicos” de la variación de alturas piezométricas correspondientes a modelos 1D y 2D. Comparación con los resultados de los experimentos en régimen laminar de Holmboe y Rouleau (1967).

2 Modelo 2D (fricción distribuida)

2.1 Ecuaciones básicas

De acuerdo con el expuesto, cuando las aceleraciones son importantes e invalidan la hipótesis cuasi-estacionaria, el valor instantáneo de la tensión tangencial en la pared, τ_w , requiere un ajuste más fino que contemple los efectos de la variación del campo de velocidades en el tiempo. Y para ello hay que recurrir a modelos 2D o cuasi 2D. Partiendo de las ecuaciones de Navier-Stokes en cilíndricas (x, r, θ), y realizando una serie de hipótesis que simplifiquen el modelo (en concreto suponer que el flujo es isotermo, axisimétrico, con una presión uniforme en la sección de la tubería y que el número de Mach del flujo es muy inferior a la unidad) se obtiene (Abreu, 2004) el sistema de ecuaciones correspondiente al flujo turbulento medio (ecuaciones de Reynolds):

$$\frac{g}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial(r\tau)}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

donde u y v representan las componentes axial y radial de la velocidad, H la altura piezométrica, c la velocidad isoentrópica de propagación del sonido en el fluido, ρ su densidad, g la aceleración de la gravedad y τ esfuerzo tangencial que en régimen turbulento se expresa según:

$$\tau = \rho \nu \frac{\partial u}{\partial r} - \rho \overline{u'v'} \quad (5)$$

siendo ν la viscosidad cinemática y $\overline{u'v'}$ los esfuerzos tangenciales de origen turbulento, promediados en el tiempo (tensiones de Reynolds), a añadir a los esfuerzos viscosos.

La condición de no-deslizamiento (adherencia) exige que en la pared de la tubería las fluctuaciones de velocidad u' y v' sean nulas, lo que supone que también lo sea la tensión de Reynolds. Por todo ello, y de acuerdo con la expresión (5), la tensión tangencial en la pared, τ_w , queda

$$\tau_w = -\frac{1}{R} \int_0^R \frac{\partial}{\partial r} (\tau r) dr = -\rho \nu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (6)$$

que depende de la distribución instantánea de las velocidades medias puntuales.

Integrando (3) y (4) sobre la sección transversal, A , de la tubería, suponiendo que en ella las propiedades del flujo son uniformes y teniendo en cuenta la condición de contorno relación de compatibilidad entre la cinemática del flujo y el movimiento radial de las paredes de la tubería, $v(r=R) = \frac{\partial W_r}{\partial t}$, con W_r desplazamiento radial de las paredes de la tubería, se obtienen las ecuaciones 1D del modelo elástico simplificado (1) y (2), siendo V la velocidad media en cada sección de la tubería referida a la dirección axial, $V = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r u dr$.

Al efectuar la integración en primera aproximación de la ecuación de continuidad (de acuerdo con la teoría clásica del golpe de ariete) se admite que el comportamiento reológico de las paredes de las tuberías es elástico y lineal y, al tiempo, se desprecia la tensión axial ($\sigma_x=0$) así como la inercia de las paredes. Con tales supuestos, es válida la expresión de la velocidad de propagación de Korteweg, a , de las ondas de presión en una tubería elástica:

$a = c \left(1 + \frac{K D}{E e} \right)^{-1/2}$, siendo e el espesor de las paredes de la tubería y E el módulo de elasticidad del material. Los

precedentes supuestos equivalen a admitir que el único efecto de una tubería elástica es aumentar la compresibilidad efectiva del fluido.

De este modo, las ecuaciones 1-D del golpe de ariete (1) y (2) incluirían todos los aspectos de las ecuaciones (3) y (4), siempre que el término de fricción se calcule a partir de una distribución de velocidades que cumpla la ecuación (4). Cuando el flujo es permanente, $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$ mientras el gradiente de presión es $G(t) = g \frac{\partial H}{\partial x} = \text{constante}$.

En tal supuesto para el flujo laminar, la distribución de velocidades, es la conocida expresión de Hagen-Poiseuille y

$$\tau_w = \rho g R_H J = \frac{8 \rho \nu}{D} V$$

Desde el punto de vista físico, hay que tener presente que al producirse un cambio de velocidad, el nuevo estado de equilibrio no se alcanza instantáneamente, sino que requiere un tiempo, con respecto al tiempo característico que origina la transformación. Una magnitud no despreciable. En tal caso, si la variación del gradiente de presión $G(t)$ es muy rápida con relación al tiempo requerido por el proceso de difusión, las variaciones de velocidad con relación al cambio del gradiente de presión se ralentizan. Por otra parte, es fácil comprender que una variación rápida del gradiente de presión afecta antes a una zona de pequeño espesor anexa a la pared donde la condición de adherencia origina fuertes gradientes de velocidad. En consecuencia el esfuerzo en la pared cambia antes que la velocidad media. No en vano las fuerzas viscosas controlan las condiciones de flujo en esa capa estrecha cerca de la pared, una región en la que el fluido, allí las fuerzas inerciales son pequeñas, se mueve lentamente. En definitiva la velocidad próxima a la pared responde casi inmediatamente al gradiente de presión alcanzando casi instantáneamente la condición de equilibrio correspondiente al nuevo estado. Sin embargo, en la región próxima al eje, las fuerzas inerciales son dominantes, el fluido se mueve más rápido y tarda más tiempo en responder a la influencia del gradiente de presión, que en esta zona estará en fase con la aceleración del fluido.

2.2 Resolución numérica: modelo híbrido

Para conseguir una descripción más rigurosa de la disipación de energía en flujos, se propone una estructura computacional, en síntesis constituida por un modelo axisimétrico acoplado a un modelo de turbulencia. Le hemos denominado modelo híbrido. El enfoque adoptado contempla que las ecuaciones de los modelos 1D se han obtenido integrando sobre la sección transversal de las ecuaciones (3) y (4) del modelo axisimétrico. Al tiempo para discretizar esta última ecuación utiliza el concepto del volumen de control. La ecuación de la cantidad de movimiento (4) se integra fácilmente a partir del gradiente espacial de presiones, una función del tiempo, $G(t)$, o función excitación pues no en vano es la que fuerza el flujo (“*forcing function*”). En este caso, para cada tiempo t del proceso de cálculo y en cada sección de la tubería, esta función puede aproximarse utilizando el modelo 1D, según:

$$G(t) = -g \frac{\partial H}{\partial x} \approx \frac{V_{t+\Delta t} - V_t}{\Delta t} + \frac{4 \tau_{w_i}}{\rho D} \quad (7)$$

La metodología “*híbrida*” propuesta (Figura 2) combina de forma articulada un *modelo de turbulencia* y dos modelos de dimensiones diferentes. Son:

- *Modelo 1D*: calcula la altura piezométrica H y la velocidad media V en cada sección, teniendo en cuenta las condiciones de contorno y la tensión tangencial en la pared del modelo axisimétrico.

- *Modelo axisimétrico*: calcula en cada sección de la tubería la distribución radial de las velocidades medias puntuales y de las tensiones tangenciales, incluyendo la tensión tangencial en la pared.

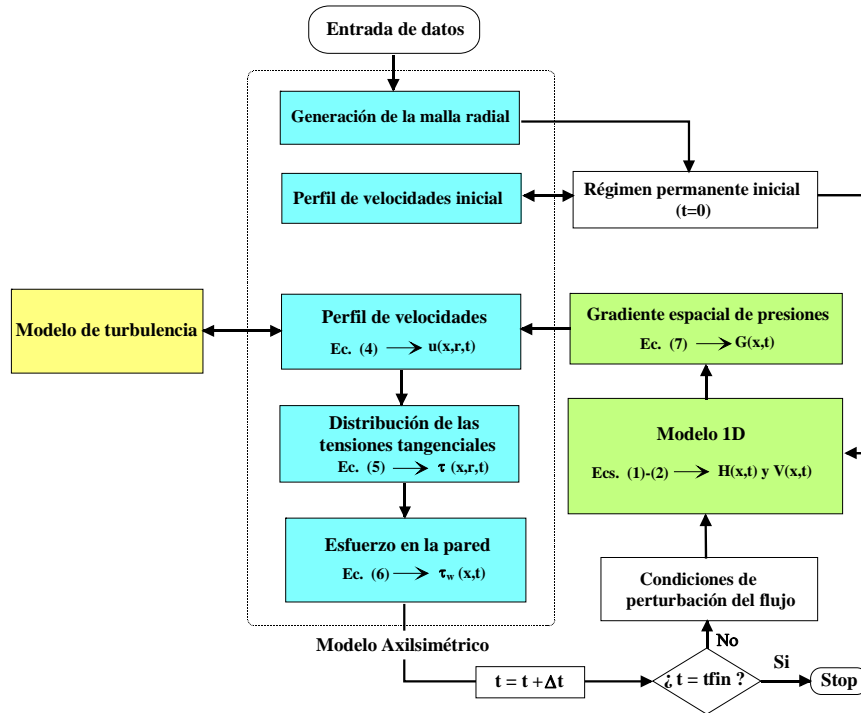


Figura 2 Esquema ilustrativo de la estructura del modelo híbrido.

Los resultados de los experimentos en régimen laminar de Holmboe y Rouleau (1967) ya expuestos (Figura 1) permiten “calibrar” el modelo híbrido propuesto y, cual se aprecia, con resultados satisfactorios. Una comparación que se ha extendido (Abreu, 2004) a buena parte de los trabajos experimentales publicados en la literatura, lo que evidencia su fiabilidad siempre que la hipótesis de la simetría uniaxial sea válida, condición que posiblemente se pierda en determinadas condiciones de turbulencia.

Evidentemente, en aplicaciones prácticas ingenieriles, este tipo de modelos aún no puede competir con el tiempo de cálculo y la versatilidad de los modelos 1D. Sin embargo, reproducen mucho mejor los resultados experimentales y, al tiempo, permiten mejorar la comprensión del proceso físico, el objetivo central de este trabajo.

3 Esfuerzo en la pared y disipación de energía

3.1 Modelo de fricción concentrada para el esfuerzo tangencial en la pared

Cual se ha visto, la solución del problema exige obtener "modelos" específicos que proporcionen expresiones de τ_w en función de las variables medias del fenómeno y de unas derivadas que, a vez, representen adecuadas aproximaciones de (3). Son los modelos *de fricción concentrada*. La primera propuesta, Zielke (1968), válida para flujos laminares, sigue con la modelación unidimensional del régimen transitorio y propone para τ_w la expresión:

$$\tau_w = \tau_{ws} + \tau_{wu} \quad (8)$$

donde τ_{ws} representa la contribución casi-estacionaria y τ_{wu} la contribución adicional debida a la transitoriedad. Para la “unidimensionalidad” del flujo exige el concurso de relaciones que permitan ligar τ_{wu} a los parámetros característicos del flujo medio. Los modelos de mayor simplicidad conceptual, utilizados desde los trabajos

pioneros de Daily et al. (1956) y Carstens y Roller (1959) admiten la proporcionalidad entre τ_{wu} y la aceleración local instantánea del flujo en cada sección, proporcionalidad que en el caso más simple se expresa según:

$$\tau_{wu} = k \frac{\rho D}{4} \frac{dV}{dt} \quad (9)$$

siendo k un coeficiente empírico que, por simplicidad, se considera independiente de x y t . La formulación más exitosa de esta metodología fue propuesta por Brunone y col. (1991).

En flujos transitorios, el perfil de velocidades, sobre todo en las proximidades de la pared, se puede desviar de la uniformidad longitudinal, un efecto que condiciona la disipación de energía en la tubería. En este contexto, para obtener soluciones más realistas, debe recurrirse a modelos que mejoren los resultados del modelo C1D, lo que se consigue incorporando términos (coeficientes de corrección) que contemplen el carácter no-uniforme de la velocidad axial. Se puede realizar con ecuaciones de flujo uniaxial que incorporen esos factores y, al tiempo, incluyan una corrección de primer orden que tenga en cuenta los efectos derivados de una velocidad axial no uniforme. Este enfoque fue propuesto por Almeida (1981,1983) y, posteriormente, validado numéricamente con el modelo híbrido por Abreu y Almeida (2000). Con todo, una comparación entre las ecuaciones de la cantidad de movimiento y de la energía revela que no solo utilizan distintos coeficientes de distribución de velocidad, sino que incluyen también términos disipativos de diferente significado físico. En efecto, en la ecuación de la energía el término disipativo es una medida del trabajo efectuado a través del fluido en una sección dada (incluida la disipación de calor), mientras que en la ecuación de la cantidad de movimiento el término disipativo corresponde a la fuerza de rozamiento en los contornos. Como las dos ecuaciones (cantidad de movimiento y energía) no son independientes, su compatibilidad exige se cumpla la ecuación que relaciona τ_w y J . Es:

$$\tau_w = \frac{\rho g D}{4} \left[J + (\beta - 1) \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{V}{2g} \frac{\partial \beta}{\partial t} \right] \quad (10)$$

con V la velocidad media instantánea en cada sección de la tubería y β el coeficiente de cantidad de movimiento

(coeficiente de Boussinesq) $\beta = \frac{\int u^2 dA}{A V^2} = \frac{8}{D^2 V^2} \int_0^R u^2 r dr$, resultante de la distribución no uniforme de velocidades instantáneas. Es un factor correctivo del flujo de cantidad de movimiento, consecuencia de la hipótesis de no uniformidad de la velocidad en la sección transversal. Contempla las variaciones de u^2 en la sección, y refleja que la velocidad media global no representa el flujo de la cantidad de movimiento total, salvo que este incluya a β .

La ecuación (10) muestra la influencia que tiene la distribución no uniforme de velocidades en cada sección ($\beta \neq 1$) en la relación esfuerzo tangencial-pérdida de carga unitaria. Puede escribirse, como un caso particular de (8), según:

$$\tau_w = \underbrace{\frac{\tau_{ws}}{\frac{\rho g D}{4} J}}_{\text{contribución cuasi-estacionaria}} + \underbrace{\frac{\tau_{wu}}{\frac{\rho g D}{4} J_u + \frac{\rho g D}{4} \left[(\beta - 1) \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{V}{2g} \frac{\partial \beta}{\partial t} \right]}}_{\text{contribución no estacionaria}} \quad (11)$$

$\xrightarrow{\text{contribución disipativa}} \tau_{wD} \quad \xleftarrow{\text{contribución inercial}} \tau_{wI}$

La ecuación (11) evidencia que el esfuerzo tangencial en la pared de la tubería en régimen no estacionario, contiene componentes disipativas e inerciales. Y así los dos últimos sumandos de (11) caracterizan los efectos inerciales (trabajo requerido para acelerar capas de fluido con velocidades y aceleraciones diferentes) debidos a la no uniformidad del perfil de velocidades en cada instante y en cada sección de la tubería ($\beta \neq 1$) y a la redistribución de energía originada por la alteración temporal del perfil de velocidades axiales ($\beta = \beta(t)$). La importancia de esta corrección es tanto mayor cuanto menor sea el número de Reynolds. En efecto, el valor de β en régimen permanente es $4/3 \approx 1.33$ para el flujo laminar, tendiendo a la unidad en flujos con números de Reynolds muy elevados. Conviene observar que suponiendo una distribución pseudo-uniforme ($\beta=1$) la relación $\tau_w = \rho g R_H J$, es válida en régimen variable, en cuyo caso las ecuaciones de cantidad de movimiento y energía coinciden. En otras palabras, la tensión en la pared (aspecto dinámico) es por hipótesis equivalente al valor de la función disipación (aspecto energético) globalmente caracterizado por el coeficiente de pérdida de carga lineal J . Sin embargo, J en la relación anterior es el valor de la pérdida de carga unitaria instantánea (energía disipada por unidad de peso y longitud) que, en el caso general, proporciona la siguiente expresión:

$$J = \frac{I_D}{\rho g V A} = \frac{2\pi \int_0^R \Phi r dr}{\rho g V A} \quad (12)$$

donde el numerador, I_D , es la integral de disipación (Silva-Araya y Chaudhry, 1997), es decir, la potencia disipada por unidad de longitud, mientras Φ representa la *función disipación* generalizada (White, 1991) que, a su vez, es la disipación de energía por unidad de tiempo (potencia disipada) y por unidad de volumen. La función disipación, que incluye las tensiones debidas a la viscosidad y a la turbulencia, en el caso de un flujo turbulento axisimétrico (White, 1991) puede suponerse:

$$\Phi \approx \tau \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial r} \left(\rho \nu \frac{\partial u}{\partial r} - \rho \overline{u'v'} \right) \quad (13)$$

De acuerdo con (12) y (13), el valor instantáneo de J depende del conocimiento de los perfiles radiales de velocidad y de los valores de la tensión de Reynolds. En régimen permanente y uniforme, se demuestra que

$$D_f = \frac{f V^3 \rho A}{2 D}, \text{ con } f \text{ del factor de Darcy-Weisbach, resultando la conocida ecuación } J = f \frac{V^2}{2 g D}.$$

3.2 Ejemplo de aplicación del modelo propuesto

Para simplificar la interpretación física del fenómeno que se analiza así como para sistematizar los resultados obtenidos en una primera aproximación, se aplica la expresión (11) a un régimen transitorio rígido, excluyendo los efectos elásticos propios de la compresibilidad del líquido y de la deformación de la pared de la tubería. La utilización de la ecuación (11) exige conocer el valor de β en cada instante y en cada sección de la tubería lo que es perfectamente posible con el modelo híbrido. El sistema hidráulico simple considerado es el que representa la Figura 3(a). Lo integran una tubería uniforme, alimentada por un depósito de nivel constante, y una válvula reguladora situada en la extremidad aguas abajo, a través del cual fluye el caudal Q_0 (velocidad de flujo V_0) en régimen laminar permanente. En $t=0$, y tal cual detalla la Figura 3(b), se comienza a operar la válvula de manera que en esa sección la velocidad del flujo varía linealmente durante un tiempo T_c . La evolución temporal de la altura piezométrica (cualitativa), -modelos matemáticos híbrido (2D) y cuasi-estacionario (1D)-, se detalla en la Figura 3(c). Conviene subrayar que, al tratar correctamente el término de resistencia hidráulica, el modelo 2D origina un aumento de las sobrepresiones.

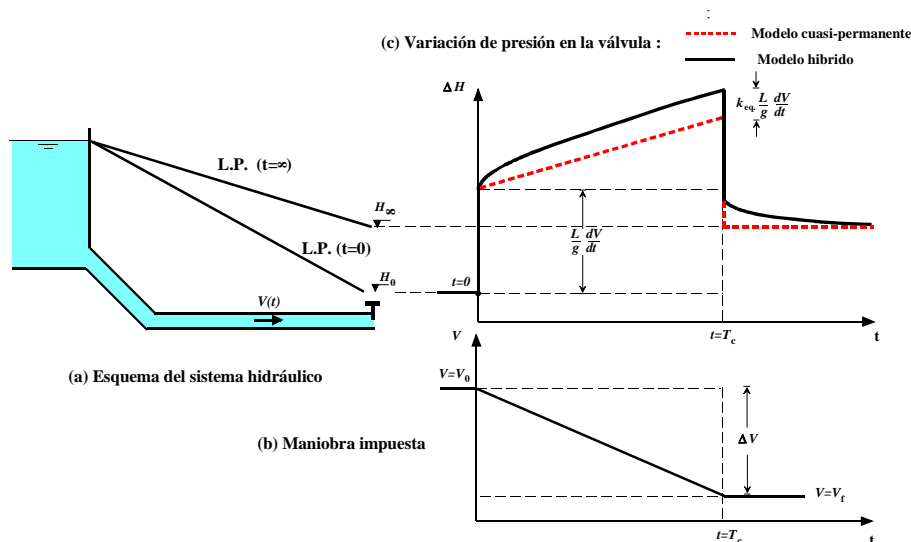


Figura 3 Imposición de una ley de variación lineal a la velocidad del flujo. Respuestas de los modelos cuasi-permanente (de acuerdo con la hipótesis casi-estacionaria) y híbrido (2D), supuesto un régimen laminar transitorio rígido.

El análisis de resultados de simulaciones numéricas sistemáticas ha evidenciado que el parámetro adimensional $\lambda = \frac{D^2/\nu}{T_c}$ es muy significativo. Definido como la relación entre dos tiempos característicos, el propio del proceso

de difusión de la cantidad de movimiento, D^2/ν , (recuérdese el proceso de difusión tiene un tiempo característico cociente entre el cuadrado de la distancia significativa del proceso, L , y la difusividad) y el tiempo propio de la maniobra externa, T_c . El parámetro λ relaciona, pues, los efectos viscosos con los inerciales.

Según los resultados de las simulaciones numéricas realizadas con el modelo híbrido, valores de λ suficientemente grandes comportan, durante el transcurso de la maniobra correspondiente a una disminución lineal de la velocidad, una variación significativa de β (ver Figura 4(a) para $\lambda=800$). Por otra parte, la Figura 4(b) detalla el aumento de las variaciones de altura piezométrica (resultados correspondientes a la simulación de una variación lineal de la velocidad de flujo desde 0.15 hasta 0.05 m/s en un tiempo $T_c=0.5$ y para una tubería con un diámetro $D=0.02$ m). Todo ello dentro del ámbito del régimen laminar toda vez que (para una viscosidad cinemática $\nu=10^{-6}$ m²/s) el número de Reynolds se mueve dentro de la horquilla $Re=3000$ a $Re=1000$.

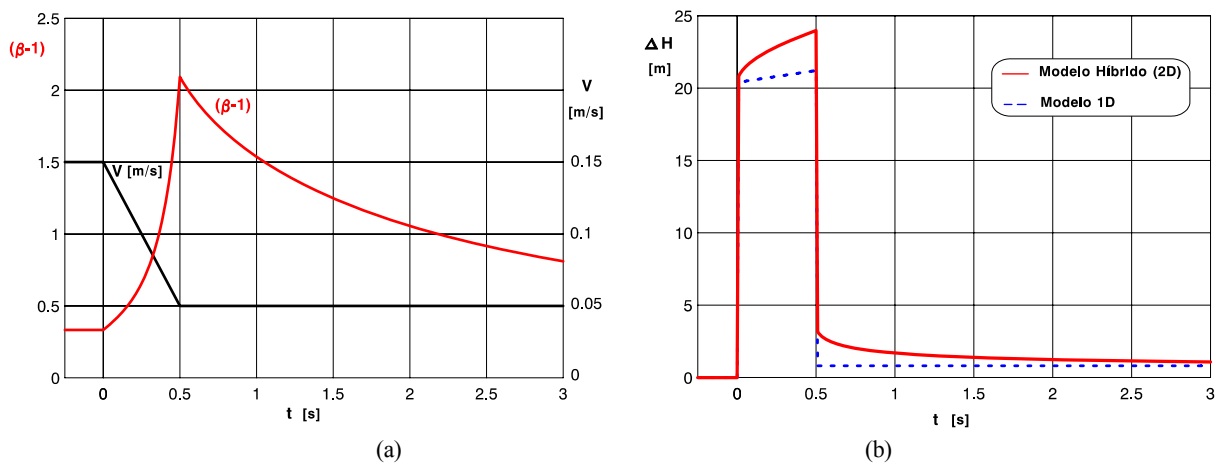


Figura 4 Disminución de la velocidad del flujo desde $V=0.15$ m/s hasta $V=0.05$ m/s en un tiempo $T_c=0.5$ s
 (a) Variación lineal de la velocidad impuesta y correspondiente variación temporal de β (modelo 2D);
 (b) Variación de altura piezométrica obtenida con el modelo híbrido (2D) y cuasi-permanente (1D).

La Figura 5(a) muestra los perfiles radiales de las velocidades instantáneas, u , obtenidos con el modelo híbrido y correspondientes a los instantes de inicio ($t=0$), intermedio ($t=0.25$ s) y final ($t=0.5$ s) de la maniobra de variación de velocidad impuesta. Se presentan, también, los perfiles de velocidad obtenidos con la hipótesis cuasi-estacionaria. Se observa cómo en el transcurso de la maniobra los perfiles de velocidad instantánea, se desvían de manera significativa con relación a la forma típica de la hipótesis casi-estacionaria, incluida una inversión del flujo en la zona del flujo adyacente a la pared (Figura 5(a)). Ello comporta durante el transcurso de la maniobra un aumento notable del valor de β (desde el valor inicial $4/3 \approx 1.33$ hasta un valor máximo superior a 3.0 en su finalización, ver Figura 4(a)). En la Figura 5(b) se aprecia como el esfuerzo tangencial en la pared cambia incluso de signo. De hecho la *componente inercial no-estacionaria* ($\tau_{w,i}$) del esfuerzo tangencial en la pared está asociada a la variación temporal de β , y no a la uniformidad del perfil de velocidades (ver (11)). Una *componente inercial no-estacionaria* que es la responsable (en maniobras muy rápidas) de que el pico máximo de sobrepresión (o el mínimo de depresión) pueda superar el pulso de Allievi-Joukowski, tal cual ocurre en el ejemplo de la Figura 1.

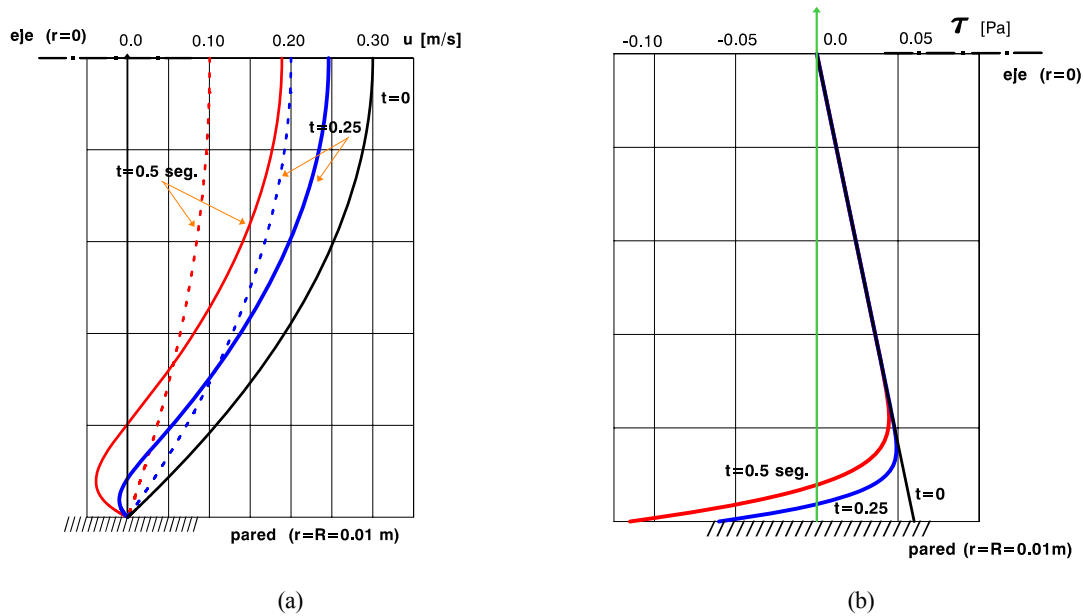


Figura 5 Perfiles radiales de velocidades axiales y de esfuerzos tangenciales en la pared
 (a) Comparación de los perfiles radiales de velocidad obtenidos a través del modelo híbrido en los instantes $t=0.25$ s y $t=0.5$ s y los correspondientes perfiles admitiendo válida la hipótesis cuasi-estacionaria.
 (b) Perfiles de los esfuerzos tangenciales en la pared para $t=0$, $t=0.25$ s y $t=0.5$ s.

La evolución temporal y la importancia relativa de las componentes inerciales y disipativas de la ecuación (11) se aprecian en la Figura 6. Puede constatarse que, para estos valores del parámetro λ , los efectos no-estacionarios son los más significativos, con predominio de los efectos inerciales sobre los disipativos, una tendencia general, independiente del valor de λ .

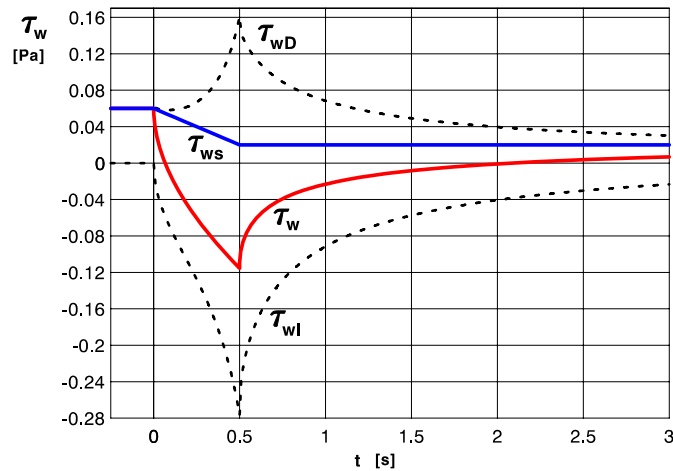


Figura 6 Variación de las diversas componentes de los esfuerzos tangenciales en la pared de la tubería obtenida a través del modelo híbrido (2D), correspondientes a una deceleración uniforme del flujo : Esfuerzos en régimen permanente (τ_{os}), en régimen no estacionario ($\tau_o = \tau_{oD} + \tau_{oi}$) y componente disipativa (τ_{oD}).

Se ha demostrado en Abreu y Almeida (2009) que, la influencia de la disipación de energía en régimen no estacionario, puede ser considerada en el modelo 1D admitiendo la existencia de un valor de k , que pasaremos a designar por k equivalente (k_{eq}), variable con λ , y que se asocia al valor del parámetro k que, sustituido en (9), proporciona una variación de altura piezométrica máxima que coincide con la obtenida por el modelo híbrido. La Figura 7 sintetiza los resultados de simulaciones numéricas sistemáticamente efectuadas con el modelo híbrido. Finalmente comentar que los resultados presentados en la Figura 7 son asimismo válidos en el caso de se imponer una aceleración uniforme del flujo.

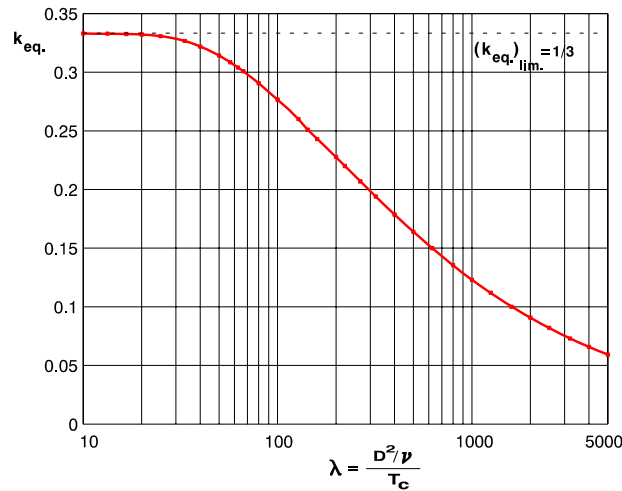


Figura 7 Valores de k_{eq} en función de λ

4 Conclusiones

Se ha visto que como en flujos no estacionarios el perfil de velocidades se puede desviar fuertemente de la uniformidad longitudinal, especialmente en la proximidad de la pared. Un efecto que condiciona de manera notable la disipación de energía en la tubería y cuya principal evidencia es un amortiguamiento más rápido de las fluctuaciones de presión. Desviaciones tan notables justifican que, para obtener soluciones más próximas a la realidad, haya que recurrir a modelos que incorporen términos complementarios y coeficientes de corrección que reflejen el carácter no-uniforme de la velocidad axial, mejorando los resultados del modelo 1D. En este artículo se detallan modelos axisimétricos, eventualmente acoplados a modelos de turbulencia, una práctica poco habitual debido a los elevados costos computacionales tanto en términos de volumen de almacenamiento como en tiempo de cálculo. Por ello son modelos que aún no pueden competir con los modelos 1D, excepción hecha de algunas situaciones en que la simplicidad del sistema hidráulico que se analiza o la precisión de los resultados que se deseen así lo exijan.

El artículo justifica que la componente no estacionaria del esfuerzo viscoso sobre la pared puede asimilarse a la resultante de superponer dos efectos o procesos distintos. El primero tiene un carácter *disipativo* (el trabajo de las fuerzas viscosas convierte energía mecánica en energía interna, no recuperable, propiciando de este modo la transferencia de calor). El segundo representa los *efectos inerciales*, es decir, el trabajo necesario para acelerar capas de fluido a distintas velocidades, una consecuencia de la no uniformidad del perfil de velocidad en cada sección. Esta separación de los efectos de disipación de energía e inercia es, así se ha evidenciado, la estrategia que permite entender mejor el fenómeno físico, el principal objetivo de este trabajo. Explica por qué la formulación semi empírica de la fricción del fluido en la tubería en régimen variable de Brunone, hasta ahora la más utilizada, expresada a través del esfuerzo cortante en la pared, proporciona en la mayoría de los casos buenos resultados.

Referencias

Abreu, J. (2004). *Estudio de Flujos No Estacionarios a Presión con Modelos 1-D y 2-D*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia.

- Abreu, J. y Almeida, A.B. (2000) - "*Pressure transient dissipative effects: a contribution for their computational prediction*". Proc. 8th Int. Conf. on Pressure Surges and Fluid Transients, The Hague, The Netherlands. BHR Group Conf. Series, Publication No.39, pp.499-518.
- Abreu, J. y Betâmio de Almeida, A. (2009) – "Timescale behavior of the wall shear stress in unsteady laminar pipe flows", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 135 (5), pp. 415-424.
- Almeida, A.B. (1981) - *Regimes Hidráulicos Transitórios em Conduitas Elevatórias*. Tesis Doctoral. Instituto Superior Técnico. Lisboa.
- Almeida, A.B. (1983) - "*Efeitos especiais de inércia em regimes hidráulicos transitórios em pressão*". III Congresso Nacional de Mecânica Teórica e Aplicada. Lisboa.
- Brunone, B.; Golia, U.M. y Greco, M. (1991) - "*Some remarks on the momentum equation for fast transients*". Int. Meeting on Hydraulic Transients with Column Separation, 9th Round Table, IAHR, Valencia, España, pp.201-209.
- Carstens, M.R. y Roller, J.E. (1959) - "*Boundary shear stresses in unsteady turbulent pipe flow*". *Journal of the Hydraulics Division*, ASCE, Vol. 85, HY2, pp. 67-81.
- Chaudhry, M.H. (1987) - *Applied Hydraulic Transients*. 2nd Edition, Ed. Van NostrandReinhold Company, New York. U.S.A.
- Daily, J.W.; Hankey, W.L., Olive, R.W. y Jordaan, J.M. (1956) - "*Resistance coefficients for accelerated and decelerated flows through smooth tubes and orifices*". *Trans. ASME*, Vol. 78, No. 5, pp.1071-1077.
- Holmboe, E.L. y Rouleau, W.T. (1967) – "*The effect of viscous shear on transients in liquid lines*". *Journal of Basic Engineering*, ASME, Vol. 68, pp.174-180.
- Ramaprian, B.R. y Tu, S. (1980). "An experimental study of oscillatory pipe flow at transitional Reynolds number". *J. Fluid Mechanics*, Vol.100, Part 3, 513-544.
- Silva-Araya, W.F. y Chaudhry, M.H. (1997) – "*Computation of energy dissipation in transient flow*". *Journal of Hydraulic Engineering*. ASCE. Vol. 123, No.2, pp.108-115.
- White, F.M. (1991) - *Viscous Fluid Flow*, 2rd Ed., McGraw-Hill, New York.
- Wylie E.B. y Streeter V.L. (1993) - *Fluid Transients in Systems*. Ed. Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, U.S.A.