

# Hidráulica Básica [2015961]

## Tema # 1: Flujo real y disipación de energía

Luis Alejandro Morales (Ph.D)

Profesor Asistente

Universidad Nacional de Colombia-Bogotá

Facultad de Ingeniería

Departamento de Ingeniería Civil y Agrícola

### Contents

<b>1</b>	<b>Fluido ideal y fluido real</b>	<b>1</b>
1.1	Flujo ideal . . . . .	1
1.2	Flujo real . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Capa limite en flujo a presión</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Esfuerzo de corte y perdidas de cabeza de energía</b>	<b>4</b>
<b>4</b>	<b>Experimentos de Reynolds</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Flujo laminar</b>	<b>7</b>
5.1	Flujo laminar en conductos y coronas . . . . .	9
5.2	Flujo laminar en tuberías circulares: ecuación de Hagen-Poiseuille . . . . .	11
<b>6</b>	<b>Flujo turbulento</b>	<b>13</b>
6.1	Esfuerzo de corte turbulento . . . . .	13
6.2	Longitud de mezcla de Prandtl . . . . .	14
6.3	Distribuciones de velocidad . . . . .	15
6.4	Pérdidas de energía . . . . .	18
6.5	Cálculo del factor de fricción . . . . .	19
6.6	Otras ecuaciones para calcular las pérdidas de energía . . . . .	23
<b>7</b>	<b>Pérdidas menores</b>	<b>24</b>
7.1	Longitud equivalente . . . . .	27

## 1 Fluido ideal y fluido real

### 1.1 Flujo ideal

Un **fluido ideal** es un fluido hipotético en donde se asume que el fluido no tiene viscosidad por lo tanto la *ley de viscosidad de newton*

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1)$$

en donde  $\tau$  es el esfuerzo de corte,  $\mu$  es la viscosidad dinámica y  $u = f(y)$  es la velocidad del flujo, no es aplicable. Esto quiere decir que la fricción en el flujo es despreciable por lo tanto no existen esfuerzos de corte entre capas ni con los contornos, lo que implica que no hay disipación de energía debido a la fricción ni formación de remolinos. En un fluido ideal las partículas se mueven unas sobre otras sin ningún tipo de resistencia, sometidas a fuerzas hidroestáticas aplicadas sobre su superficie. El movimiento y la aceleración de dichas partículas se presenta gracias al desbalance de fuerzas actuantes de acuerdo con la *segunda ley de Newton*. La suposición de fluido ideal es de gran ayuda para el análisis de problemas prácticos en ingeniería en donde las fuerzas viscosas son despreciables dando resultados precisos. Por ejemplo si se quiere determinar la fuerza de levantamiento del ala de un avión es posible asumir un fluido ideal, sin embargo, dicha suposición no sería correcta si se quisiera determinar la fuerza de arrastre sobre el ala de un avión. Asumiendo el flujo de partículas de fluido ideal e *incompresible* (en donde la densidad no cambia) y de acuerdo con la *segunda ley de Newton*, se deduce la *ecuación de Bernoulli*:

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} + z = H = \text{Constante} \quad (2)$$

donde  $p$  es la presión (absoluta o manométrica),  $V$  es la velocidad media del flujo,  $z$  es la altura del sistema con respecto a un nivel de referencia y  $H$  es la cabeza de energía total en una sección del flujo la cual es constante ( $H_1 = H_2$ ) y equivale a la suma de la *cabeza de energía de presión* ( $p/\gamma$ ), *cabeza de energía cinética* ( $V^2/2g$ ) y *cabeza de energía potencial* ( $z$ ). Note que al término  $\frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g}$  se le conoce como *cabeza de presión dinámica* la cual se puede medir usando un *tubo Pitot*. La ecuación de Bernoulli, puede ser expresada gráficamente a través de la *línea de energía* ( $LE=H$ ) y *línea de gradiente hidráulico* ( $LGH = p/\gamma + z$ ).

La inclusión (a través de una *bomba*) o la extracción (a través de una *turbina*) de energía a un flujo de un fluido ideal da lugar a una forma mas completa de la ecuación de Bernoulli conocida también como la *ecuación de trabajo-energía*:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} + z_1 + h_B = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + h_T \quad (3)$$

donde  $h_B$  es la energía suministrada por una bomba y  $h_T$  es la energía sustraída por una turbina. La potencia hidráulica ( $P_H$ ) suministrada (bomba) al flujo o extraída (turbina) del flujo, se calcula como:

$$P_H = \gamma h Q \quad (4)$$

donde  $h$  es la cabeza de energía mecánica ( $h_B$  o  $h_T$ ) y  $Q$  es el caudal. La *potencia nominal* (o *mecánica*) ( $P_n$ ) es:

$$P_n = \frac{P_H}{\eta} \quad (5)$$

donde  $\eta$  es la eficiencia de la bomba.

## 1.2 Flujo real

En un **flujo real** su movimiento es controlado por las *fuerzas de fricción* y las *fuerzas turbulentas*. Esto quiere decir que para mover un flujo real, es necesario realizar trabajo sobre el flujo para vencer estos esfuerzos y dicha energía se convierte en calor. Es por esto que en un *flujo laminar* las capas de fluido adyacentes se mueven a velocidades diferentes en función de la transmisión de esfuerzos de corte en la interface. Lo mismo ocurre en las fronteras solidas en donde la fricción de las paredes son transmitidas a las capas de flujo haciendo que su velocidad aumente a medida que se alejan de las paredes. El grado de "pegajosidad" depende de la viscosidad del fluido. Los fluidos reales también se conocen como *flujos Newtonianos* por que siguen la ley de viscosidad de Newton (ver Ecuación 1).

En el caso de *flujos turbulentos*, flujos a velocidades altas generalmente, los esfuerzos viscosos generan vortices en el flujo. Si a las ecuaciones de *Euler* se le adicionan los términos debido a los esfuerzos de corte,

se obtienen las *ecuaciones de Navier-Stokes* las cuales son un sistema de ecuaciones diferenciales parciales no lineales y de segundo grado que describen el movimiento de flujos reales, compresibles o incompresibles y permanentes o no permanentes. Las ecuaciones de Navier-Stokes para fluidos incompresibles son:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x}(p + \gamma h) + \nu \nabla^2 u = \frac{du}{dt} \quad (6)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y}(p + \gamma h) + \nu \nabla^2 v = \frac{dv}{dt} \quad (7)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z}(p + \gamma h) + \nu \nabla^2 w = \frac{dw}{dt} \quad (8)$$

donde  $\nu$  es la viscosidad cinemática (constante para este caso),  $\frac{d}{dt} = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t}$  es la derivada total y  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  (laplaciano). Para un fluido no viscoso, las ecuaciones de Navier-Stokes se convierten en las *ecuaciones de Euler*.

Los efectos de los esfuerzos viscosos, son mas notorios en cercanías a las fronteras solidas (e.g fondo del canal o paredes de una tubería); dicha región es conocida como *capa límite*.

## 2 Capa limite en flujo a presión

En un flujo real la **capa límite** es una porción de la sección de flujo en donde los esfuerzos debido a la fricción (viscosos) están confinados o cobran gran importancia y en donde el flujo es *rotacional*  $\vec{\nabla} \times \vec{U} \neq 0$ . Esto quiere decir por fuera de la capa límite la viscosidad del fluido es inoperativa y el flujo es *irrotacional*  $\vec{\nabla} \times \vec{U} = 0$ .

Un *flujo a presión* o flujo interno es aquel que viaja por un conducto y ocupa toda su sección transversal (ver figura 1). El movimiento del flujo en el conducto se da por el gradiente de presión entre dos puntos en el conducto separados una distancia  $L$ . Dicho gradiente se presenta gracias a la perdida de energía a lo largo de  $L$  debido a los esfuerzos de fricción y a la separación del flujo.

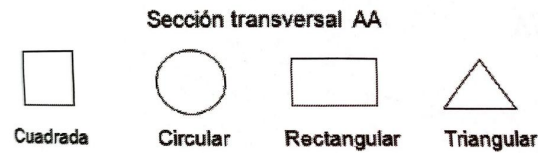


Figure 1: Tipos comunes de secciones transversales de tuberías (tomado de [2]).

Si se tiene un tanque grande del cual se conecta en la parte baja una tubería (ver figura 2), los esfuerzos viscosos empiezan a crecer una vez el fluido ingresa a la tubería y por tanto la capa límite ( $\delta$ ) también empieza a crecer a lo largo de la tubería. La zona inicial es una zona de flujo ideal en donde los esfuerzos viscosos son despreciables y por lo tanto la velocidades son uniformes. Una vez, el flujo sale de zona inicial, la capa límite crece en una zona de *flujo no establecido* en donde se desarrollan los esfuerzos de corte. Es posible que cuando la entrada a la tubería no se hace a través de una transición suave, se presente separación del flujo de las paredes de la tubería generandose remolinos que viajan y desaparecen a lo largo de la zona de flujo no establecido y *presiones negativas* a velocidades muy altas. Una vez las capas límites alrededor y crecientes en dirección del flujo se encuentran es cuando se tiene un *flujo establecido* o flujo real gobernado por los esfuerzos de corte con una distribución no uniforme de velocidades.

El mecanismo de crecimiento de la capa límite se puede describir como sigue. Cuando el fluido entra a la tubería se desarrollan altos valores de  $dv/dy$ , donde  $y$  es el eje vertical. Estos altos gradientes ocurren dentro de la capa límite y son debido a los esfuerzos debido a la fricción los cuales tratan de frenar el flujo.

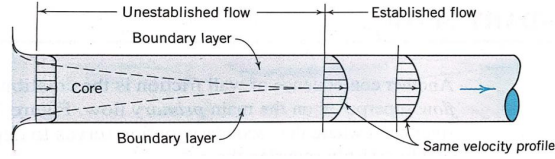


Figure 2: Desarrollo de la capa límite a lo largo de una tubería (tomado de [4]).

Dicha capa crece en la dirección del flujo hasta el punto en el que se encuentran. A partir de este punto de encuentro la acción de las fuerzas de fricción influyen en el flujo y toda la sección es rotacional.

El flujo dentro de la capa límite puede ser laminar o turbulento. Si el número de Reynolds  $Re = \frac{Vd}{\nu}$ , donde  $V$  es la velocidad media del flujo,  $d$  es el diámetro de la tubería y  $\nu$  es la viscosidad cinemática, es  $Re < 2100$ , se puede inferir que el *flujo laminar establecido* resulta del crecimiento de la capa límite laminar. En este caso la longitud que toma el establecimiento de este flujo es  $\frac{x}{d} \approx \frac{Re}{20}$ . Si el  $Re$  aumenta levemente el flujo será laminar a lo largo de  $\frac{x}{d} \approx \frac{Re}{20}$  y luego será transicional antes de que el flujo esté establecido. Si  $Re \gg 2100$  la capa límite será turbulenta. Para  $Re$  altos, en casos prácticos se puede decir que la longitud  $x$  de la zona de flujo puede ser hasta  $x \approx 100d$ . Sin embargo, el flujo es establecido para valores mayores a  $\frac{x}{d} \approx 20$ . De acuerdo con esto, es posible notar que la energía en un flujo establecido disminuye a lo largo de la tubería. Note que la energía debido a la cabeza de presión disminuye a lo largo de la tubería debido a los esfuerzos de corte generados por la fricción dentro del flujo establecido (ver figura 3).

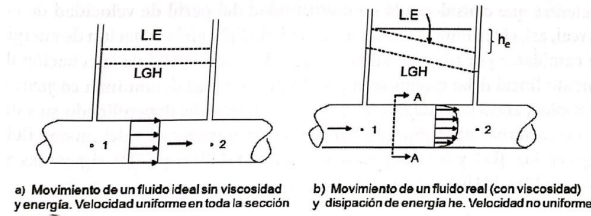


Figure 3: Línea de gradiente hidráulico (LGH) y de energía (LE) en un a) fluido ideal y en un b) fluido real (tomado de [2]).

### 3 Esfuerzo de corte y pérdidas de cabeza de energía

Los esfuerzos de corte son producidos debido a la turbulencia del flujo o la viscosidad del fluido lo que con lleva a una resistencia al flujo que se traduce en pérdidas de energía. Una pregunta clave, que se derivaría es ¿Cuáles son los efectos de las fuerzas de fricción sobre la superficie de un volumen de control, por ejemplo, en una tubería?. Para esto, analizaremos los esfuerzos de corte ( $\tau$ ) en un flujo 1D compresible y permanente a través de la tubería inclinada de la figura 4.

Aplicando la *ecuación de conservación de cantidad de movimiento lineal* para las fuerzas actuantes en la dirección del flujo sobre el volumen de control entre las secciones 1 y 2 en la figura 4, tenemos que las fuerzas fundamentales que actúan son las *fuerzas de presión*, las *fuerzas gravitacionales* y las *fuerzas viscosas*. Por esto se tiene:

$$pA - (p + dp)A - \tau_o P dl - \left( \gamma + \frac{d\gamma}{2} \right) A dl \frac{dz}{dl} = (V + dV)^2 A (\rho + d\rho) - V^2 A \rho \quad (9)$$

donde  $V$  es la velocidad del flujo,  $p$  es la presión en la sección,  $P$  es el perímetro de la sección,  $A$  es el área de la sección transversal,  $\tau_o$  es el esfuerzo de corte en la superficie de control,  $dl$  es la longitud del volumen de control,  $dV$  es un cambio en la velocidad a través de  $dl$ ,  $dz$  es la diferencia de alturas entre las

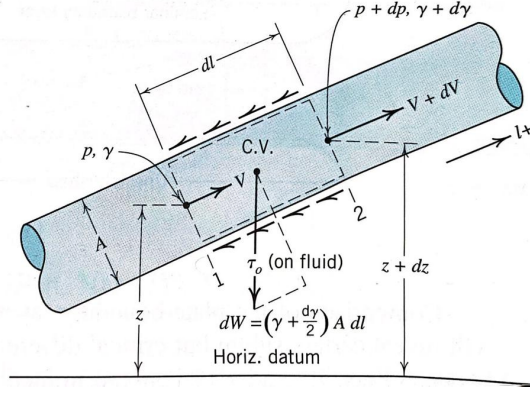


Figure 4: Fuerzas actuantes sobre el volumen de control en la tubería inclinada (tomado de [4]).

secciones 1 y 2,  $\rho$  es la densidad del fluido,  $\gamma$  es el peso específico del fluido,  $d\rho$  es un cambio de  $\rho$  a través de  $dl$  y  $d\gamma$  es el cambio del peso específico a lo largo de  $dl$ . Note que  $(\gamma + \frac{d\gamma}{2}) A dl \frac{dz}{dl} = dW \frac{dz}{dl}$ , donde  $dW \frac{dz}{dl}$  es el peso del fluido en el volumen de control en la dirección contraria del flujo, donde  $\frac{dz}{dl} = \sin \theta$  y  $\theta$  es el ángulo de inclinación de la tubería. Teniendo en cuenta que entre 1 y 2 los efectos de turbinas y bombas son despreciables, dividiendo por  $A\gamma$ , donde  $\gamma = \rho g$  y despreciando los terminos que contengan productos de diferenciales, la ecuación 9 queda:

$$\frac{dp}{\gamma} + d \left( \frac{V^2}{2g} \right) + dz = - \frac{\tau_o dl}{\gamma R_h} \quad (10)$$

donde  $R_h = \frac{A}{P}$  es el radio hidráulico de la sección. Para *flujo incompresible* en la tubería de la figura 4 y suponiendo que la tubería es de sección constante, significa que  $\tau_o$  no es función de  $l$  y que  $\gamma$  es constante por lo que  $d \left( \frac{1}{\gamma} \right) = 0$ . Por lo tanto la ecuación 10 queda:

$$d \left( \frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} + z \right) = - \frac{\tau_o dl}{\gamma R_h} \quad (11)$$

Integrando la ecuación 11 entre las secciones 1 y 2 (note que al integrar de esa manera el signo de la función cambia), queda:

$$\left( \frac{p_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} + z_1 \right) - \left( \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 \right) = \frac{\tau_o (l_2 - l_1)}{\gamma R_h} \quad (12)$$

Note que la diferencia de energía entre las secciones 1 y 2 (termino izquierdo de la ecuación 12) es la caída de energía entre las dos secciones, por lo que la ecuación 12 se expresa como:

$$\left( \frac{p_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} + z_1 \right) - \left( \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 \right) = \Delta(EL) = h_{L_{1-2}} \quad (13)$$

donde  $\Delta(LE)$  es la caída de la línea de energía o la pérdida de energía entre 1 y 2 ( $h_{L_{1-2}}$ ). Las pérdidas de energía se pueden expresar como:

$$h_{L_{1-2}} = \frac{\tau_o (l_2 - l_1)}{\gamma R_h} \quad (14)$$

Note que en la ecuación 14 quiere decir que las pérdidas de energía en el volumen de control son directamente proporcionales a la longitud del volumen de control y a los esfuerzos cortantes ejercidos por las paredes de la tubería sobre las paredes del volumen de control. Las pérdidas de energía son además

inversamente proporcionales al radio hidráulico del volumen de control. Si la tubería es de sección circular de radio  $R$ ,  $R_h = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2}$ , la ecuación 14 quedaría:

$$h_{L1-2} = \frac{2\tau_o(l_2 - l_1)}{\gamma r} \quad (15)$$

En términos generales,  $\tau$  se puede expresar a partir de la ecuación 15:

$$\tau = \left( \frac{\gamma h_L}{2l} \right) r \quad (16)$$

donde  $r$  es una distancia radial y  $l$  es la longitud de la tubería. Note que  $\tau$  varia linealmente con  $r$  (ver figura 5) donde  $\tau_{max} = \tau_o$  se logra cuando  $r = R$  (paredes de la tubería). Note que las ecuaciones anteriores fueron deducidas independiente si el flujo es laminar o turbulento.

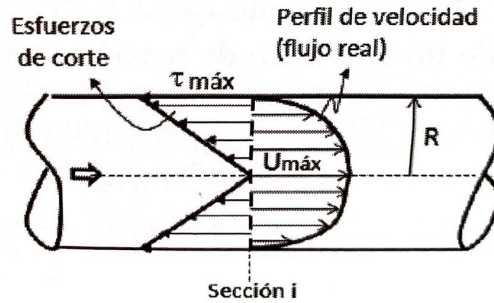


Figure 5: Perfil de velocidades y esfuerzos de corte (tomado de [2]).

**Example 1.** Agua fluye en un conducto rectangular de sección 0.9 m de ancho por 0.6 m de alto. La pérdida de cabeza de energía en este conducto de 60 m de longitud fue determinada experimentalmente e igual 10 m. a) Calcular el esfuerzo de corte en las paredes del conducto. Si el conducto es de sección circular de diámetro  $D = 0.6m$ , b) ¿cual es el esfuerzo cortante en las paredes? y c) ¿dentro del flujo en un punto a 200 mm de las paredes?

## 4 Experimentos de Reynolds

Osborne Reynolds en 1883 mediante un experimento el cual consistió en establecer un flujo de agua a través de una tubería de vidrio en el que la velocidad era controlada por una valvula a la salida de la tubería (ver figura 6). A la entrada de la tubeía se inyecta una tinta que tiene un peso específico igual al del agua. Reynolds encontró que cuando la válvula está ligeramente abierta, las partículas de tinta se mueven de forma ordenada formando un filamento y a manera de capas que se deslizan una sobre otra sin mezclarse. Sin embargo, a medida que la válvula se va abriendo, se alcanza una condición en la cual la tinta presenta un movimiento fluctuante a medida que avanza en la tubería, en donde las partículas de la tinta se mueven caóticamente mezclandose. Al primer tipo de flujo se le llamo *laminar* y al segundo *turbulento*.

Reynolds encontró que el comportamiento de flujo se podía correlacionar con un parametro adimensional que relacionaba las fuerzas de inercia y las fuerzas viscosas, el cual es conocido como el *numero de Reynolds* ( $Re$ ):

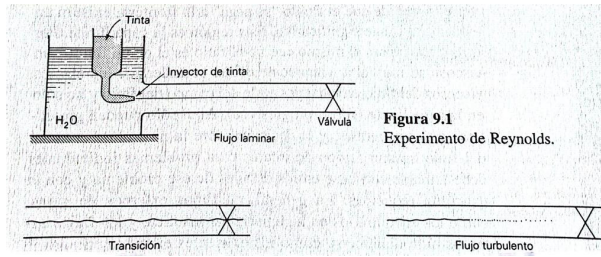


Figure 6: Experimento de Reynolds (tomado de [3]).

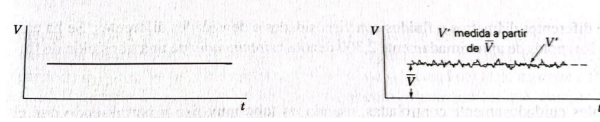


Figure 7: Velocidad para flujo laminar y flujo turbulento (tomado de [3]).

$$Re = \frac{VD}{\nu} = \frac{1.273Q}{\nu D} \quad (17)$$

donde  $D$  es el diámetro de la tubería.

Reynolds encontró que flujo laminar se obtenía para valores de  $Re < 12000$ , mientras que el flujo turbulento se lograba con  $Re > 50000$ . Sin embargo estos valores encontrados por Reynolds se obtuvieron para condiciones alejadas de lo que es un sistema de conducción real y que ocurren comunmente en ingeniería. Para propósitos prácticos en tuberías comerciales se ha encontrado que:

$$Re < 2100 \rightarrow \text{flujo laminar}$$

$$2100 < Re < 4000 \rightarrow \text{flujo de transición}$$

$$Re > 4000 \rightarrow \text{flujo de turbulento}$$

## 5 Flujo laminar

Se analiza primero el caso general de flujo permanente e incompresible entre placas paralelas e inclinadas a un ángulo  $\theta$ , en donde la placa superior se mueve con una velocidad constante  $U$  (ver figura 8) y la velocidad del flujo es  $u = f(y)$ . Si analizamos las fuerzas actuantes sobre el elemento diferencial de fluido de ancho unitario, espesor  $\delta y$  y longitud  $\delta l$  de la figura 8, tenemos:

$$p\delta y - \left( p\delta y + \frac{\partial p}{\partial l} \delta l \delta y \right) - \tau \delta l + \left( \tau \delta l + \frac{\partial \tau}{\partial y} \delta y \delta l \right) + \gamma \delta l \delta y \sin \theta = 0 \quad (18)$$

donde  $p$  es la presión,  $\gamma$  es el peso específico del fluido y  $\tau$  es el esfuerzo de corte. Simplificando la ecuación 18, dividiendo por el diferencial de volumen  $\delta l \delta y$  y reemplazando  $\sin \theta = -\frac{\partial h}{\partial l}$ , se tiene:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial l} (p + \gamma h) \quad (19)$$

donde  $h$  es una distancia vertical positiva. Teniendo en cuenta que  $u$  y por lo tanto  $\tau$  varían con respecto a  $y$  únicamente,  $\frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{d\tau}{dy}$ . De manera similar, si  $(p + \gamma h)$  no cambia en  $y$  (no hay aceleración en  $y$ ), esta cambia en dirección de  $l$ , por lo tanto  $\frac{\partial(p+\gamma h)}{\partial l} = \frac{d(p+\gamma h)}{dl}$ . La ecuación queda:



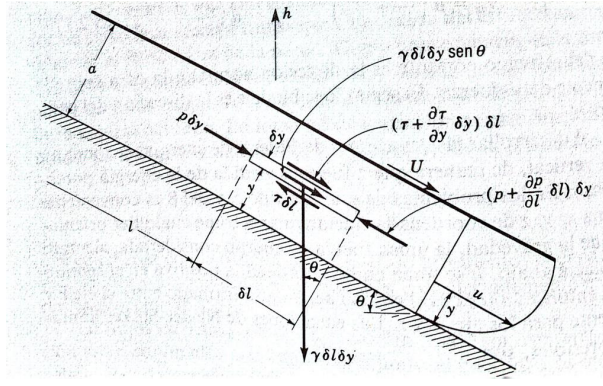


Figure 8: Flujo en movimiento entre placas paralelas con placa superior en movimiento (tomado de [5]).

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (20)$$

De la *ley de viscosidad de Newton*, derivando  $\tau$  con respecto a  $y$ , tenemos  $\frac{d\tau}{dy} = \mu \frac{d^2 u}{dy^2}$ , e igualando con la ecuación 20, se tiene:

$$\frac{d\tau}{dy} = \mu \frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (21)$$

Integrando la ecuación 21 con respecto a  $y$ , se tiene:

$$\mu \frac{du}{dy} = y \frac{d}{dl}(p + \gamma h) + A \quad (22)$$

Integrando la ecuación 22, queda:

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)y^2 + \frac{A}{\mu}y + B \quad (23)$$

donde  $A$  y  $B$  son constantes de integración. Si  $u = 0$  (velocidad en la placa fija) para  $y = 0$  y  $u = U$  (velocidad de la placa móvil) para  $y = a$ , las constantes pueden ser encontradas resultando que  $B = 0$  y que:

$$A = U \frac{\mu}{a} - \frac{a}{2} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (24)$$

Reemplazando las constantes en la ecuación 23:

$$u = \frac{Uy}{a} - \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)(ay - y^2) \quad (25)$$

Para el caso de placas horizontales, el gradiente debido a la presión o altura es constante  $p + \gamma h = C$ , por lo que, de la ecuación 26, la distribución de velocidades es  $u = \frac{Uy}{a}$  (lineal). Para el caso en el que la placa superior es fija ( $U = 0$ ),  $u = -\frac{1}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)(ay - y^2)$ . Notese que la velocidad máxima es cuando  $y = \frac{a}{2} - \frac{\mu U}{a \frac{d}{dl}(p + \gamma h)}$ .

El caudal ( $Q$ ) que pasa a través de una sección transversal, se obtiene como:

$$Q = \int_0^a u dy = \left( U \frac{y^2}{2a} - \frac{1}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)y^2 a + \frac{1}{6\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)y^3 \right) \Big|_0^a = \frac{Ua}{2} - \frac{1}{12\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)a^3 \quad (26)$$



## 5.1 Flujo laminar en conductos y coronas

Supongamos que consideramos una tubería circular inclinada con flujo permanente (ver figura 9). Si se toma un anillo de flujo de espesor infinitesimal  $\delta r$ , las fuerzas actuantes en la dirección de flujo son:

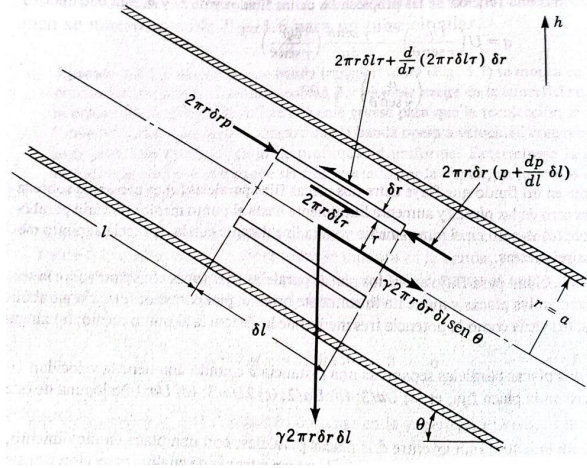


Figure 9: Diagrama de cuerpo de libre de un elemento cilíndrico para flujo laminar en un tubo circular inclinado (tomado de [5]).

$$2\pi r \delta l p - \left( 2\pi r \delta l p + 2\pi r \delta r \frac{dp}{dl} \delta l \right) + 2\pi r \delta l \tau - \left[ 2\pi r \delta l \tau + \frac{d}{dr}(2\pi r \delta l \tau) \delta r \right] + \gamma 2\pi r \delta r \delta l \sin \theta = 0 \quad (27)$$

Teniendo en cuenta que  $\sin \theta = -\frac{dh}{dl}$  y simplificando la ecuación 27, se tiene:

$$-2\pi r \delta r \frac{dp}{dl} \delta l - \frac{d}{dr}(2\pi r \delta l \tau) \delta r - \gamma 2\pi r \delta r \delta l \frac{dh}{dl} = 0 \quad (28)$$

dividiendo por el volumen del anillo  $2\pi r \delta r \delta l$ , se tiene que:

$$\frac{d}{dl}(p + \gamma h) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(\tau r) = 0 \quad (29)$$

Teniendo en cuenta que  $d(p + \gamma h)/dl$  no es una función de  $r$  y separando términos en la ecuación 29 para integrar con respecto a  $r$ :

$$\frac{d}{dl}(p + \gamma h) r dr + d(\tau r) = 0 \quad (30)$$

Integrando la ecuación 30, tenemos:

$$\frac{r^2}{2} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) + \tau r = A \quad (31)$$

donde  $A$  es una constante de integración. De la ley de viscosidad de Newton,  $\tau = -\mu \frac{du}{dr}$ , reemplazando en la ecuación 31 tenemos:

$$\frac{r^2}{2} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) - \mu \frac{du}{dr} r = A \quad (32)$$

Separando términos para integración en la ecuación 32, se tiene:

$$du = \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) r dr - \frac{A}{\mu} \frac{dr}{r} \quad (33)$$

integrando la ecuación 33, tenemos:

$$u = \frac{r^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) - \frac{A}{\mu} \ln r + B \quad (34)$$

donde  $B$  es una constante de integración. Si se tiene una corona circular como la que se muestra en la figura 10, en donde la velocidad para el radio interior  $r = b$  es  $u = 0$  y donde la velocidad para el radio exterior  $r = a$  es  $u = 0$ , las constantes de integración  $A$  y  $B$  en la ecuación 34 quedarían:

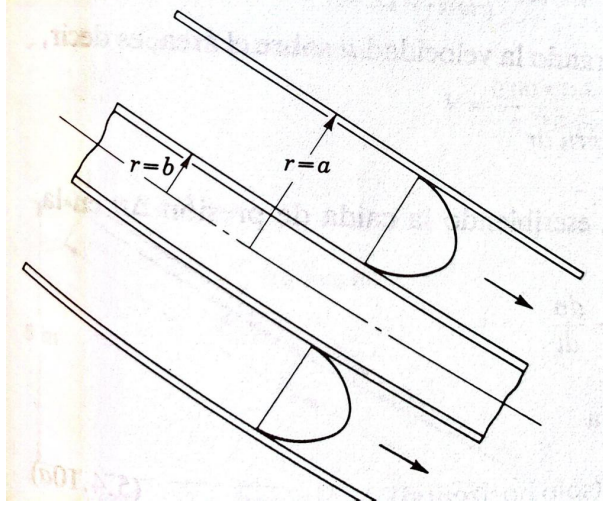


Figure 10: Flujo a través de un cilindro concéntrico (tomado de [5]).

$$B = \frac{A}{\mu} \ln a - \frac{a^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (35)$$

$$A = \frac{1}{4 \ln(a/b)} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)(a^2 - b^2) \quad (36)$$

Reemplazando las constantes en la ecuación 34, se tiene una expresión para el perfil de velocidades en una corona circular:

$$u = -\frac{1}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \left[ a^2 - r^2 + \frac{a^2 - b^2}{\ln(b/a)} \ln \frac{a}{r} \right] \quad (37)$$

El caudal  $Q$  se calcula como:

$$\begin{aligned} Q &= \int_b^a 2\pi r u dr = \int_b^a -\frac{\pi r}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \left[ a^2 - r^2 + \frac{a^2 - b^2}{\ln(b/a)} \ln \frac{a}{r} \right] dr \\ &= -\frac{\pi}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \int_b^a \left[ ra^2 - r^3 + \frac{(a^2 - b^2)r}{\ln(b/a)} \ln \frac{a}{r} \right] dr \\ &= -\frac{\pi}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \int_b^a \left[ ra^2 - r^3 + \frac{(a^2 - b^2)}{\ln(b/a)} (r \ln a - r \ln r) \right] dr \end{aligned} \quad (38)$$

Integrando la ecuación 38 y simplificando, se tiene:

$$Q = -\frac{\pi}{8\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \left[ a^4 - b^4 - \frac{(a^2 - b^2)^2}{\ln(a/b)} \right] \quad (39)$$

## 5.2 Flujo laminar en tuberías circulares: ecuación de Hagen-Poiseuille

En un tubo circular, en la ecuación 32,  $A = 0$  cuando  $r = 0$ . Por lo tanto, la ecuación 34 queda:

$$u = \frac{r^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) + B \quad (40)$$

Si  $u = 0$  cuando  $r = a$ , se tiene que  $B = -\frac{a^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h)$ , reemplazando en la ecuación 40, se tiene:

$$u = \frac{r^2 - a^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (41)$$

La ecuación 41 representa la distribución de velocidades en una tubería circular, cuya forma es un paraboloides de revolución (ver figura 11).

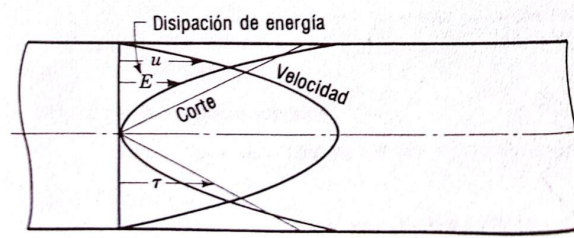


Figure 11: Distribución de velocidades y esfuerzos de corte en una tubería circular (tomado de [5]).

La velocidad máxima  $u_{max}$  ocurre cuando  $r = 0$ , por lo tanto de la ecuación 41 se tiene:

$$u_{max} = -\frac{a^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (42)$$

El caudal  $Q$  se calcula como:

$$Q = \int_0^a 2\pi r u dr = \frac{\pi}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \int_0^a (r^3 - r a^2) dr \quad (43)$$

Integrando la ecuación 43

$$Q = -\frac{\pi a^4}{8\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (44)$$

La *velocidad media* se define como  $V = \frac{Q}{\pi a^2}$ , que además es la mitad del paraboloides de revolución de velocidades (mitad de la velocidad máxima), de acuerdo con esto:

$$V = -\frac{a^2}{8\mu} \frac{d}{dl}(p + \gamma h) \quad (45)$$

Para un tubo horizontal de longitud  $L$ ,  $h$  es constante, por lo tanto:

$$\frac{\Delta p}{L} = -\frac{dp}{dl} \quad (46)$$

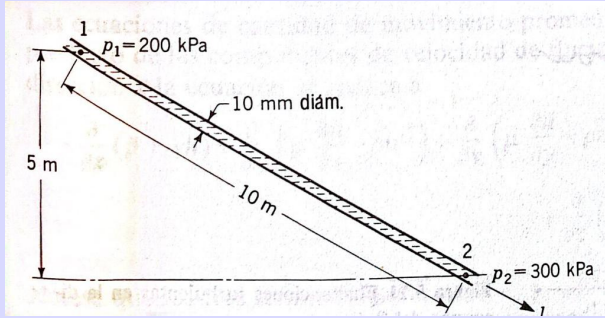
donde  $\Delta p$  es la caída de presión a lo largo de  $L$ . Para el caso de un tubo horizontal,  $Q$  se expresa en términos del diámetro  $D$  como:

$$Q = \frac{\Delta p \pi D^4}{128 \mu L} \quad (47)$$

La ecuación anterior es conocida como la *ecuación de Hagen-Poiseuille*. La velocidad media a partir de la ecuación 47:

$$V = \frac{\Delta p D^2}{32 \mu L} \quad (48)$$

**Example 2.** *Determinese la dirección de flujo del tubo mostrado en la figura en donde  $\gamma = 8000 \text{ N/m}^2$  y  $\mu = 0.04 \text{ kg/m.s}$ . Además, encontrar el caudal en litros por segundo y el número de Froude.*



De la ecuación 47, despejando la caída de presión  $\Delta p$  para una tubería horizontal, la cual representa las *pérdidas por unidad de volumen  $h_e$* , se tiene:

$$\Delta p = h_e = \frac{128 \mu L Q}{\pi D^4} \quad (49)$$

El *factor de corrección de la energía cinética  $\alpha$*  para flujo laminar en una tubería se calcula como:

$$\alpha = \frac{1}{A} \int \left( \frac{u}{V} \right)^3 dA \quad (50)$$

Reemplazando las ecuaciones 41 y 45 en la ecuación 50, tenemos:

$$\alpha = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \left\{ 2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] \right\}^3 2\pi r dr = 2 \quad (51)$$

Notese que la energía cinética es el doble de la energía si se considera una distribución uniforme de velocidades. El *factor de corrección de la cantidad de movimiento  $\beta$* , se expresa como:

$$\beta = \frac{1}{A} \int \left( \frac{u}{V} \right)^2 dA \quad (52)$$

Reemplazando las ecuaciones 41 y 45 en la ecuación 52, tenemos que  $\beta = 4/3$ .

## 6 Flujo turbulento

### 6.1 Esfuerzo de corte turbulento

En un flujo turbulento, las partículas de agua viajan de manera desordenada siguiendo trayectorias caóticas. Esto implica que las velocidades y las presiones fluctuen rápidamente en el tiempo. Esto implica que el análisis de las ecuaciones de Navier-Stokes sea difícil analíticamente, e incluso, numéricamente. Para esto es necesario expresar dichas cantidades en sus valores medios en el tiempo y en sus cantidades fluctuantes. Para la componente de la velocidad en  $x$ ,  $u$ , esta se puede representar:

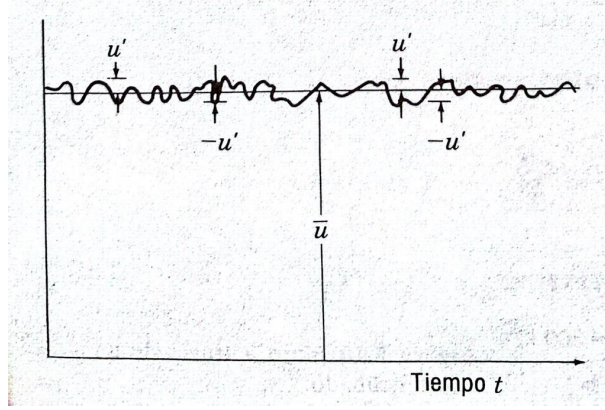


Figure 12: Velocidad en  $x$  para flujo turbulento (tomado de [5]).

$$u = \bar{u} + u' \quad (53)$$

donde  $\bar{u}$  es la velocidad media o promedio y  $u'$  es la fluctuación. Para un tiempo  $T$ ,  $\bar{u}$  se expresa:

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt \quad (54)$$

y el promedio de las fluctuaciones de  $u$  en  $T$ , se expresa como:

$$\overline{u'} = \frac{1}{T} \int_0^T (u - \bar{u}) dt = 0 \quad (55)$$

Nótese que el promedio de  $u'$  es cero para  $T$ . Sin embargo el cuadrado de las fluctuaciones:

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{T} \int_0^T (u - \bar{u})^2 dt \neq 0 \quad (56)$$

es diferente de cero. Reynolds descompuso cada propiedad del flujo en su valor medio y su fluctuación:

$$v = \bar{v} + v' \quad w = \bar{w} + w' \quad p = \bar{p} + p' \quad (57)$$

Note que la raíz cuadrada de  $\overline{u'^2}$  es una medida de la *intensidad de la turbulencia*. Tampoco es cero los productos medios de las fluctuaciones como  $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{u'w'}$ , etc.

De las ecuaciones de Navier-Stokes (ecuaciones 6, 7 y 8), la ecuación de cantidad de movimiento en  $x$  promediada en el tiempo, la cual contiene el producto de las componentes de fluctuación, se expresa como:

$$-\frac{\partial}{\partial x}(\bar{p} + \gamma h) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{u'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{u'w'} \right) = \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (58)$$

Los términos  $-\overline{\rho u'^2}$ ,  $-\overline{\rho u'v'}$  y  $-\overline{\rho u'w'}$ , representan la aceleración convectiva y matemáticamente son análogos al esfuerzo. Estos se denominan los *esfuerzos de Reynolds*. Note que los términos (e.g.  $\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ ) son los esfuerzos cortantes medios viscosos. Los esfuerzos de Reynolds son los responsables del intercambio de cantidad de movimiento y la capacidad de mezcla en un flujo turbulento. En un flujo turbulento los esfuerzos de Reynolds son superiores a los esfuerzos viscosos, mas aun, en la capa límite. Los esfuerzos de Reynolds se calculan empíricamente con ayuda de experimentos.

Para flujo en la dirección  $x$ , el esfuerzo turbulento mas importante es  $-\overline{\rho u'v'}$ , por lo que la ecuación 58 se convierte:

$$-\frac{\partial}{\partial x}(\bar{p} + \gamma h) + \frac{\partial \tau}{\partial y} \approx \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (59)$$

donde  $\tau = \tau_l + \tau_t = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'}$  es el esfuerzo de corte total,  $\tau_l$  es el esfuerzo laminar y  $\tau_t$  es el esfuerzo turbulento.

## 6.2 Longitud de mezcla de Prandtl

El esfuerzo cortante aparente para flujo turbulento, incluyendo los efectos viscosos, se expresa como:

$$\tau = (\mu + \eta) \frac{du}{dy} \quad (60)$$

Prandtl encontró expresiones para determinar  $u'$  y  $v'$  en función de la *longitud de mezcla*  $l$  y el gradiente de velocidad  $\frac{du}{dy}$  en donde  $u$  es la velocidad media temporal en un punto y  $y$  es la distancia normal a  $u$  medida desde la frontera (ver figura 13)

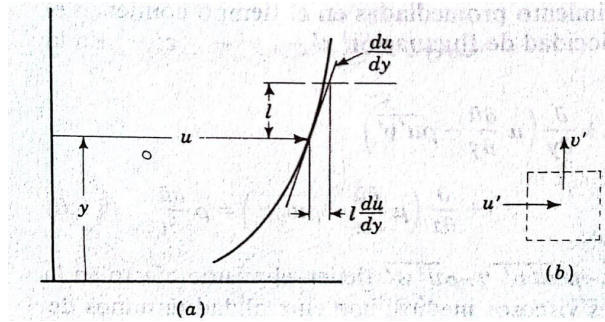


Figure 13: Esquema de la teoría de longitud de mezcla (tomado de [5]).

De la figura 13,  $l$  y  $u'$  se relacionan como:

$$u' \sim l \frac{du}{dy} \quad (61)$$

Esto significa que los cambios de la magnitud de la velocidad dependen de los cambios en la velocidad media temporal en dos punto separados por  $l$ , donde  $l$  es el tamaño promedio de los remolinos responsables de la mezcla. Teniendo en cuenta que  $u'$  y  $v'$  están correlacionados:

$$v' \sim u' \sim l \frac{du}{dy} \quad (62)$$

Reemplazando las expresiones de la ecuación reftur9 en  $\tau_t = -\overline{\rho u'v'}$  (esfuerzo turbulento), se obtiene una ecuación que define la longitud de mezcla  $l$ :

$$\tau_t = \rho l^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (63)$$

Note que  $l$  absorbe el factor de proporcionalidad y el signo.



Para flujo turbulento, se puede encontrar una expresión similar a la ley de viscosidad de Newton como:

$$\tau_t = \eta \frac{du}{dy} \quad (64)$$

donde  $\eta$  es la *viscosidad de remolino* que no es solo una propiedad del fluido ya que depende del movimiento de este y de su densidad, y generalmente es mayor  $\mu$ .  $\eta$  también se considera como un coeficiente de transferencia de cantidad de movimiento. Igualando las ecuaciones 63 y 64, se tiene:

$$\eta = \rho l^2 \frac{du}{dy} \quad (65)$$

Note que  $l$  cambia con respecto a la distancia a la pared  $y$  y se hace cero en la frontera. Von Karman a través del estudio de relaciones de similitud en flujo turbulento, encontró una relación para  $l$  como:

$$l = \kappa \frac{du/dy}{d^2u/dy^2} \quad (66)$$

donde  $\kappa$  es una constante universal (*constante de Von Karman*) en un flujo turbulento sin importar la configuración de la frontera o el número de Reynolds. Se ha encontrado que  $\kappa \approx 0.40$ .

### 6.3 Distribuciones de velocidad

En flujos de turbulentos, la distribución de velocidades en las zonas cercanas a la pared del conducto se puede dividir en tres capas (ver Figura 14): *Capa viscosa (o laminar)*, *capa de traslape* y *zona turbulenta exterior*.

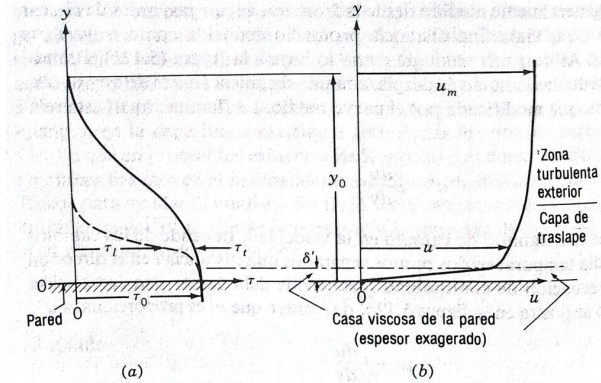


Figure 14: Para flujo turbulento en conductos a) distribución de esfuerzos y b) distribución de velocidades (tomado de [5]).

#### Capa laminar

En la capa viscosa mas cercana a la pared, el esfuerzo cortante es constante e igual al esfuerzo en la pared  $\tau_0$ . La distribución de velocidades en la capa viscosa se relaciona con la viscosidad absoluta y el esfuerzo cortante a partir de la ley de viscosidad de Newton y se expresa como:

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \frac{u}{y} = \nu \frac{u}{y} \quad y \leq \delta' \quad (67)$$

donde  $\delta'$  es el espesor de la capa viscosa de la pared.

Definiendo la *velocidad de esfuerzo de corte* ( $u^*$ ) como  $u^* = \sqrt{\tau_0/\rho}$  y reemplazando en la ecuación 67, se tiene:



$$u^{*2} = \nu \frac{u}{y} \quad (68)$$

multiplicando por  $u$  e invirtiendo los términos en la ecuación 68, se tiene

$$\boxed{\frac{u}{u^*} = \frac{u^* y}{\nu}} \quad y \leq \delta' \quad (69)$$

La ecuación 69 muestra una relación lineal entre  $u$  y  $y$  en la capa viscosa (o laminar) y es conocida como la *ley de pared*. A través de experimentos, se ha encontrado que  $\delta'$ :

$$\boxed{\delta' = 5 \frac{\nu}{u^*}} \quad (70)$$

En la practica, se ha encontrado que una superficie es hidráulicamente lisa si  $\delta' > 6\varepsilon$  e hidráulicamente rugosa si  $\delta' < 3\varepsilon$ , donde  $\varepsilon$  es la rugosidad en unidades de  $L$  del material del conducto.

### Capa de traslape

En la capa de traslape (ver figura 14), los esfuerzos turbulentos son dominantes mientras que el esfuerzo laminar puede ser despreciable. Por lo tanto el esfuerzo cortante turbulento  $\tau_t$  (Ecuación 63) es aproximadamente igual al esfuerzo cortante en la pared  $\tau_0$

$$\tau_0 = \rho l^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (71)$$

Von Karman encontró que la longitud de mezcla  $l$  en cercanía a la pared es proporcional a la distancia desde la pared  $y$  e igual  $l \approx \kappa y$ . Reemplazando  $l$  y  $u^*$  en la ecuación 70, se tiene que:

$$\frac{du}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \frac{dy}{y} \quad (72)$$

integrando la ecuación 72:

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln y + A \quad (73)$$

donde  $A$  es una constante de integración. Si se reemplaza la expresión para  $u$  de la ecuación 73 en la ecuación 66, se tiene que  $l$  es proporcional a  $y$  (note que  $\frac{d^2 u}{dy^2}$  es negativo por que el gradiente de velocidad disminuye en la medida que  $y$  aumenta).

Para  $y = \delta'$  se tiene que  $u = u_w$  que es la velocidad en donde el flujo cambia de laminar a turbulento. Reemplazando en la ecuación 69, se tiene:

$$\frac{u_w}{u^*} = \frac{u^* \delta'}{\nu} = N \quad (74)$$

donde  $N$  es un número de Reynolds crítico cuando el flujo cambia de laminar a turbulento. Sustituyendo  $u = u_w$  y  $y = \delta'$  en la ecuación 73 para determinar el valor de  $A$ , se tiene que:

$$A = \frac{u_w}{u^*} - \frac{1}{\kappa} \ln \delta' = N - \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{N \nu}{u^*} \right) = N - \frac{1}{\kappa} (\ln N + \ln \nu - \ln u^*) \quad (75)$$

Reemplazando la ecuación 75 en la ecuación 74, se tiene:

$$\boxed{\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y u^*}{\nu} \right) + N - \frac{1}{\kappa} \ln N} \quad (76)$$

Nikuradse mediante experimentos de flujo turbulento para conductos con paredes lisas y graficando  $u/u^*$  vs  $\ln(yu^*/\nu)$  encontró que la constante universal adimensional  $\kappa = 0.40$  y  $N - \frac{1}{\kappa} \ln N = 5.5$ .

### Zona turbulenta

En la zona turbulenta de la figura 14 para tuberías de radio  $r_0$  y reemplazando  $y = r_0$ , para el cual la velocidad  $u = u_m$  (en el centro de la tubería), en la ecuación 73, se tiene que la constante es:

$$A = \frac{u_m}{u^*} - \frac{1}{\kappa} \ln r_0 \quad (77)$$

Reemplazando en la ecuación 73:

$$\frac{u_m - u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{r_0}{y} \quad (78)$$

La ecuación 78 es conocida como la *ley del deficit de velocidad* y se aplica a conductos lisos y rugosos.

Para tubos rugosos,  $y_w = m\epsilon'$ , donde  $\epsilon'$  es una altura típica de la rugosidad y  $m$  es un coeficiente de forma que depende de la naturaleza de la rugosidad, y la velocidad es  $u_w$ , determinando el valor de la constante en la ecuación 73, se tiene:

$$A = \frac{u_m}{u^*} - \frac{1}{\kappa} (\ln m - \ln \epsilon') \quad (79)$$

reemplazando la ecuación 79 en la ecuación 73, se tiene:

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\epsilon'} + \frac{u_w}{u^*} - \frac{1}{\kappa} \ln m \quad (80)$$

donde el termino  $\frac{u_w}{u^*} - \frac{1}{\kappa} \ln m$  es una constante que depende del tipo de rugosidad. Nikuradse realizando experimentos con tuberías rugosas (granos de arena adheridos a las paredes de la tubería) y considerando que la rugosidad de la tubería  $\epsilon'$  es igual al diámetro del grano de arena, encontró que  $\kappa = 0.40$  y  $\frac{u_w}{u^*} - \frac{1}{\kappa} \ln m = 8.48$ .

Note que la *ley logarítmica* de la ecuación 76 es la que tiene la aplicación mas amplia. Fíjese que la capa viscosa es muy pequeña en flujos turbulentos.

Prandtl desarrolló una formula sencilla para la distribución exponencial de velocidad para flujo turbulento en tuberías:

$$\frac{u}{u_m} = \left( \frac{y}{r_0} \right)^n \quad (81)$$

donde  $n$  varia con el número de Reynolds. Esta ecuación empírica es valida solo para ciertas distancias de la pared. Para  $R < 100000$ ,  $n = 1/7$ , para valores mayores de  $R$ ,  $n$  decrece. Ambas ecuaciones 81 y 76 tienen la falla de predecir un valor  $du/dy \neq 0$  en el centro de la tubería.

**Example 3.** Encuentrese una expresión aproximada para la distribución de longitud de mezclado en flujo turbulento en un tubo a partir de la ley exponencial de velocidad de Prandtl para  $n = 1/7$ .

**Example 4.** En un tubo circular de 14 cm diámetro fluye aire a una temperatura de  $T = 20^\circ\text{C}$ . Si el flujo esta completamente desarrollado, y la velocidad en el centro de la tubería es 5 m/s, determinar a) la velocidad de fricción  $u^*$  y b) el esfuerzo de corte en la pared. Asumir flujo turbulento y la ocurrencia de la ley logarítmica.

## 6.4 Pérdidas de energía

En flujos incompresibles y turbulentos a regimen permanente y uniforme en conductos cerrados de sección transversal constante, el esfuerzo cortante en la pared  $\tau_0$  se expresa como:

$$\tau_0 = \lambda \frac{\rho}{2} V^2 \quad (82)$$

donde  $\lambda$  es un coeficiente adimensional y  $V$  es la velocidad media. En conductos abiertos o cerrados no circulares, el esfuerzo cortante no es constante sobre la superficie por lo que  $\tau_0$  se calcula como el promedio de los esfuerzos cortantes sobre la pared.

Si se analizan las fuerzas actuantes sobre un volumen de control de flujo en un conducto abierto o cerrado (ver figura 15), la energía del flujo podría proporcionarse por la caída de energía potencial, así como por una caída en la presión  $p_1 - p_2$ .

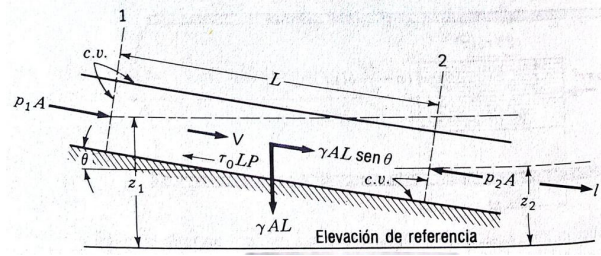


Figure 15: Fuerzas axiales sobre un volumen de control en un conducto (tomado de [5]).

Las pérdidas de energía entre dos secciones 1 y 2 en conductos se puede expresar usando la ecuación de energía a partir de la ecuación de la *ecuación de Bernoulli* (ecuación 2):

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} + z_1 = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + h_{1-2} \quad (83)$$

donde  $h_{1-2}$  son las pérdidas de energía entre 1 y 2. Como la sección transversal en el conducto es constante, el termino  $\frac{V^2}{2g}$  se elimina a ambos lados, por lo que las perdidas se expresan como:

$$h_{1-2} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} + z_1 - z_2 \quad (84)$$

Note que las pérdidas son proporcionales a los cambios en la cabeza de presión y en la energía potencial.

De acuerdo con la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento lineal para el volumen de control de la figura 15 en la dirección del flujo  $l$ , tenemos:

$$\sum F_l = 0 = (p_1 - p_2)A + \gamma AL \sin \theta - \tau_0 LP \quad (85)$$

donde  $L$  es la distancia entre 1 y 2,  $A$  es el área de la sección transversal en 1 y en 2,  $P$  es el *perímetro mojado* de la sección, el cual es la porción de la sección transversal en contacto con el fluido excluyendo la superficie libre. Teniendo en cuenta que  $L \sin \theta = z_1 - z_2$ , se tiene:

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} + z_1 - z_2 = \frac{\tau_0 LP}{\gamma A} \quad (86)$$

Igualando las ecuaciones 84 y 86 y usando la ecuación 82, se tiene:

$$h_{1-2} = \frac{\tau_0 LP}{\gamma A} = \lambda \frac{\rho}{2} V^2 \frac{LP}{\gamma A} = \lambda \frac{L}{R} \frac{V^2}{2g} \quad (87)$$

donde  $R$  es el radio hidráulico del conducto  $R = \frac{A}{P}$ , para una tubería  $R = \frac{D}{4}$  donde  $D$  es el diámetro del tubo. Note que el las perdidas de energía  $h_{1-2}$  tiene unidades de Newton-metro por newton o libras-pie por libra. Teniendo en cuenta que las pérdidas de cabeza de energía son debido a la fricción,  $h_{1-2} = h_f$ . Si se expresan  $h_f$  en términos de longitud, se tiene que la *pendiente de la línea de energía*  $S$  se expresa:

$$S = \frac{h_f}{L} = \frac{\lambda}{R} \frac{V^2}{2g} \quad (88)$$

Despejando la velocidad  $V$  de la ecuación 88:

$$V = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}} \sqrt{RS} = C \sqrt{RS} \quad (89)$$

donde  $C$  es un coeficiente de fricción que depende de la rugosidad del material y del tamaño del conducto y se encuentra de manera experimental. La ecuación 89 es conocida como la *ecuación de Chezy* y  $C$  es el *coeficiente de Chezy*. Existen diferentes formulas para calcular  $C$ , para tuberías se tiene que  $\lambda = f/4$ , reemplazando en la ecuación 87, se tiene:

$$h_f = f \frac{L}{D} \frac{V^2}{2g} \quad (90)$$

donde  $f$  es el *factor de fricción* que se ha determinado experimentalmente para tuberías. Esta ecuación es aplicable a conductos abiertos (canales) de la siguiente forma:

$$V = \sqrt{\frac{8g}{f}} \sqrt{RS} \quad (91)$$

## 6.5 Cálculo del factor de fricción

Al hacer un analisis del flujo turbulento, las variables que influyen en su comportamiento son: la velocidad media del flujo  $V$  [ $LT^{-1}$ ], la viscosidad dinámica  $\mu$  [ $ML^{-1}T^{-1}$ ] o cinemática  $\nu$  [ $L^2T^{-1}$ ], la densidad del fluido  $\rho$  [ $ML^{-3}$ ], el esfuerzo de corte en la pared  $\tau_0$  [ $ML^{-1}T^{-2}$ ], una longitud característica  $L_c$  que para el caso específico de flujo en tuberías de sección transversal circular es igual a  $D$  [ $L$ ] y la rugosidad absoluta del tubo  $\varepsilon$  [ $L$ ]. De acuerdo con esto, podemos decir que en el flujo turbulento intervienen 6 variables y 3 dimensiones fundamentales: masa  $M$ , longitud  $L$  y tiempo  $T$ . Utilizando el *teorema Pi de Buckingham* y el analisis dimensional se puede obtener una ecuación que relacione estas 6 variables:  $f(\tau_0, \rho, \mu, \nu, D, V, \varepsilon) = 0$ . De acuerdo con el teorema, si el numero de variables  $n = 6$  y el numero de dimensiones  $m = 3$ , el número de parametros adimensionales es  $n - m = 3$ . Aplicando el teorema y tomando como variables repetitivas  $\varepsilon$ ,  $\rho$  y  $V$ , los parámetros adimensionales son:

$$\Pi_1 = \frac{\rho V D}{\mu} = Re \quad \Pi_2 = \frac{\rho V^2}{\tau_0} = E \quad \Pi_3 = \frac{\varepsilon}{D} \quad (92)$$

donde  $E$  es el *número de Euler*. De acuerdo con lo anterior,  $f(Re, E, \varepsilon/D) = 0$  o  $\frac{\rho V^2}{\tau_0} = f(Re, \varepsilon/D)$ . Despejando  $\tau_0$ , se tiene:

$$\tau_0 = \rho V^2 \left[ f \left( Re, \frac{\varepsilon}{D} \right) \right] \quad (93)$$

Note que al despejar  $f \left( Re, \frac{\varepsilon}{D} \right)^{-1}$  es equivalente a  $f \left( Re, \frac{\varepsilon}{D} \right)$  ya que  $f$  es función de variables adimensionales. De la ecuación 87,  $\tau_0 = \frac{h_f \gamma R}{L} = \frac{h_f \rho g D}{4L}$  igualando esta expresión a la ecuación 93 y simplificando, se tiene:

$$h_f = \frac{L V^2}{D 2g} \left[ 8f \left( Re, \frac{\varepsilon}{D} \right) \right] \quad (94)$$

Note que el término entre paréntesis en la ecuación 94 es una función de  $Re$  y  $\varepsilon/D$ , es el factor de fricción (ver ecuación 90), por lo que la ecuación 94 se convierte en:

$$h_f = f \frac{L V^2}{D 2g} \quad (95)$$

la cual es conocida como la *ecuación de Darcy-Weisbach*. Esta ecuación se puede aplicar al flujo laminar y al flujo turbulento, sin embargo, el factor de fricción en flujo turbulento depende no solo de  $Re$  si no de la rugosidad  $\varepsilon$  del contorno.

Existen diferentes ecuaciones para definir el valor del coeficiente de fricción dependiendo de si la superficie del conducto es lisa o rugosa. Estas ecuaciones han sido derivadas de análisis experimentales por diferentes investigadores como Blasius, Prandtl, Von Karman, Nikuradse, Jain, etc.

Blasius encontró que, para superficies hidráulicamente lisas y flujo turbulento en el rango  $4000 < Re < 100000$ ,  $f$  se calcula como:

$$f = \frac{0.316}{Re^{0.25}} \quad (96)$$

Nikuradse realizó experimentos usando tres tuberías con diferente diámetro a las cuales les adhería uniformemente granos de arena de diferente diámetro ( $\varepsilon$ ). Nikuradse encontró (ver figura 16) que cuando la rugosidad relativa  $\varepsilon/D$  variaba desde 0.001 hasta 0.033,  $f$  presentaba un comportamiento complejo que dependía del número de Reynolds y de la condición hidrodinámica del contorno. De los experimentos de Nikuradse, se encontró:

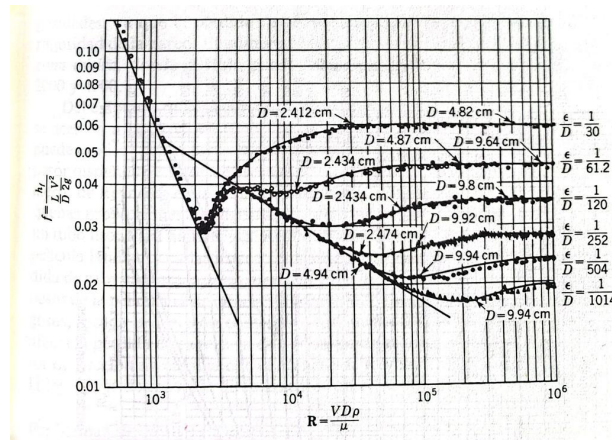


Figure 16: Experimentos de Nikuradse con tubos con rugosidades formadas con diferentes diámetros de arena (tomado de [5]).

- Para flujo laminare ( $Re < 2100$ ) los datos experimentales definen una línea que satisface la ecuación 95, donde:

$$f = \frac{64}{Re} \quad (97)$$

- Para flujo turbulento ( $Re > 4000$ ), los datos experimentales muestran una serie de curvas (ver figura 16) definidas por  $\varepsilon/D$ , por lo que  $f$  es una función de  $Re$  y de la rugosidad del tubo. En esas curvas se pueden definir tres zonas:

1. Una primera zona definida por una curva envolvente para superficies lisas ( $\delta > \varepsilon$ ), por lo que  $f$  es independiente de la rugosidad.
2. Una segunda zona en donde las curvas de  $f$  vs  $Re$  son paralelas para diferentes valores de  $\varepsilon/D$ , lo que evidencia que  $f$  es independiente de  $Re$ ; si  $Re$  aumenta el valor de  $f$  permanece constante. Esta zona define las superficies hidráulicamente rugosas y es conocida como la *zona totalmente rugosa*. El espesor de la capa viscosa  $\delta'$  disminuye a medida que incrementa  $Re$ .
3. Una tercera zona que define las superficies lisas (envolvente inferior). Se conoce como *zona rugosa de transición*.

Teniendo en cuenta el comportamiento de  $f$ , Prandtl y Von Karman presentaron las siguientes ecuaciones las cuales se ajustan muy bien a los datos experimentales obtenidos por Nikuradse:

- Para  $Re > 4000$  y tuberías lisas

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 0.869 \ln \left( Re \sqrt{f} \right) - 0.8 \quad (98)$$

- Para  $Re > 4000$  y tuberías rugosas

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1.14 - 0.869 \ln \left( \frac{\varepsilon}{D} \right) \quad (99)$$

Sin embargo, teniendo en cuenta que los experimentos de Nikuradse se realizaron para tuberías con granos de arena adheridos uniformemente a las paredes de la tubería, dicha condición dista mucho de la realidad en donde ni la rugosidad ni el diámetro son uniformes. Para estudiar el comportamiento en tuberías comerciales en donde la rugosidad es irregular, C.F. Colebrook(1939), realizó experimentos con el propósito de mostrar la aplicabilidad de las ecuaciones 98 y 99. Colebrook obtuvo que en la zona de transición, existe un efecto de la no uniformidad de la rugosidad  $\varepsilon$ . Para tuberías comerciales de sección circular, Colebrook obtuvo una ecuación implícita para  $f$  para la zona de transición:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left( \frac{\varepsilon}{3.7D} + \frac{2.52}{Re \sqrt{f}} \right) \quad (100)$$

En términos de caudal  $Q$ ,  $Re = \frac{QD}{A\nu} = \frac{4Q}{\pi D\nu}$ , la ecuación 100 se expresa como:

$$f = \left[ -2 \log \left( \frac{\varepsilon}{3.7D} + \frac{1.979\nu D}{Q \sqrt{f}} \right) \right]^{-2} \quad (101)$$

L.F. Moody presentó un diagrama (ver figura 17) para determinar el factor de fricción  $f$  en tuberías comerciales para flujos laminares y turbulento con base en las ecuaciones 96, 98, 99 y 100. El *diagrama de Moody* sirve para determinar  $f$  en función de  $Re$  y  $\varepsilon/D$ . EL diagrama presenta una serie de curvas que definen el comportamiento de flujo: laminar ( $Re < 2100$ , línea recta con pendiente -1) de transición y turbulento ( $Re > 4000$ ). La zona de flujo turbulento esta compuesta por tres zonas: superficies hidráulicamente lisas en donde  $f$  depende solamente de  $Re$ , superficies en transición de lisas a rugosas donde  $f$  depende de  $Re$  y de  $\varepsilon/D$  y superficie hidráulicamente rugosa donde  $f$  depende de  $\varepsilon/D$  solamente.

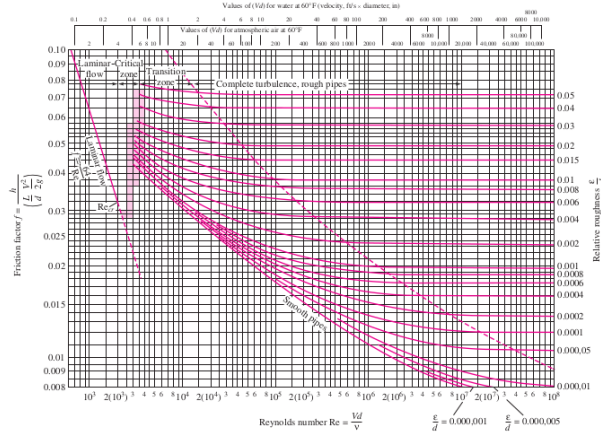


Figure 17: Diagrama de Moody para tuberías comerciales con flujo laminar y turbulento (tomado de [6]).

El diagrama de Moody también puede ser utilizado en flujo a superficie libre (e.g. canales) utilizando el radio hidráulico  $R$  en lugar del diámetro  $D$ .

En 1976, Swamee y Jain presentaron una ecuación explícita para el factor  $f$  como:

$$f = 0.25 \left[ \log \left( \frac{\varepsilon}{3.7D} + \frac{5.74}{Re^{0.9}} \right) \right]^{-2} \quad (102)$$

Esta ecuación es valida para los siguientes rangos de número de Reynolds y de rugosidad relativa  $\varepsilon/D$ :  $4000 < Re < 1 \times 10^8$  y  $0.01 < \varepsilon/D < 1 \times 10^{-4}$ .

**Example 5.** Fluye petróleo ( $S = 0.8$ ,  $\mu = 0.0052 \text{ Pa.s}$ ) a través de una tubería de 10 cm de diámetro y rugosidad  $\varepsilon = 0.85 \text{ mm}$  a razón de 40 l/s. Determinar la disipación de energía por unidad de longitud en la tubería y el esfuerzo de corte en la pared del conducto. Encontrar la magnitud de la velocidad a una distancia radial de 2 cm desde el centro de la tubería. Definir si la superficie se comporta como hidráulicamente lisa, en transición o rugosa.

**Example 6.** Agua a  $60^\circ\text{F}$  ( $\rho = 62.36 \text{ lbm/ft}^3$  y  $\mu = 7.536 \times 10^{-4} \text{ lbm/ft.s}$ ) fluye a través de una tubería de acero ( $\varepsilon = 7 \times 10^{-6} \text{ ft}$ ) horizontal de 2 in de diametro y longitud 200 ft con un caudal  $0.2 \text{ ft}^3/\text{s}$ . Determinar la caída de la cabeza de presión, la pérdida de energía y la potencia requerida para bombear agua a través de la tubería.



## 6.6 Otras ecuaciones para calcular las pérdidas de energía

### Ecuación de Hazen-Williams

Hazen y Williams presentaron la siguiente expresión para la velocidad media del agua en régimen turbulento:

$$V = 0.85 C_H R^{0.63} S_f^{0.54} \quad (103)$$

donde  $V$  es la velocidad media en m/s,  $C_H$  es un coeficiente de rugosidad que depende del material de la tubería (ver tabla 1),  $R$  es el radio hidráulico en m y  $S_f$  es la pendiente de la línea de energía  $S_f = h_f/L$ , donde  $L$  es la longitud en m.

Material del conducto	$C_H$
PVC	150
Fundición asfaltada	140
Eternit - Asbesto - Cemento	140
Acero	130–140
Hierro Forjado	130–140
Fundición	130
Hormigón	120
Acero liso	120
Madera	120
Fibra de vidrio	110

Table 1: Coeficientes de rugosidad de Hazen-Williams,  $C_H$  (tomado de [2]).

Teniendo en cuenta que para tuberías de sección circular donde  $R = D/4$ , la ecuación 103 se puede expresar en términos de  $h_f$  como:

$$h_f = 10.654L \left[ \frac{Q}{C_H D^{2.63}} \right]^{1.85} \quad (104)$$

donde  $Q$  es el caudal a través del conducto en m<sup>3</sup>/s.

### Ecuación de Manning

Robert Manning en 1880 obtuvo una expresión en el sistema Inglés de unidades para determinar la velocidad media del agua en tuberías:

$$V = \frac{1.49}{\eta} R^{\frac{2}{3}} S_f^{\frac{1}{2}} \quad (105)$$

donde  $\eta$  es un coeficiente de rugosidad que depende del material del conducto y de las propiedades hidráulicas del flujo. Despejando de la ecuación 105 las pérdida de energía  $h_f$  y expresandola en sistema internacional, se tiene:

$$h_f = \frac{10.29 L \eta^2 Q^2}{D^{16/3}} \quad (106)$$

Al observar las ecuaciones 104 y 106, se puede afirmar que la disipación o pérdida de energía se puede expresar de manera general como:

$$h_f = C Q^n \quad (107)$$

donde  $C$  es una constante que depende de un sistema de unidades, longitud, diámetro y rugosidad del conducto, y el exponente  $n$  varia entre 1.0 y 2.0 depende del régimen de flujo. La tabla 2 define el valor de  $C$  y de  $n$  en la ecuación 107 para el sistema Internacional y para el sistema Inglés de unidades.

	Sistema Internacional	Sistema Inglés
	L(m), D(m), Q(m <sup>3</sup> /s)	L(pie), D(pie), Q(pie <sup>3</sup> /s)
Ecuación de Darcy-Weisbach (n=2)	$C = 0.0827 f \frac{L}{D^5}$	$C = 0.0252 f \frac{L}{D^5}$
Ecuación de Hazen-Williams (n=1.85)	$C = 10.654 L \left[ \frac{1}{C_H D^{2.63}} \right]^{1.85}$	$C = 4.72 L \left[ \frac{1}{C_H D^{2.63}} \right]^{1.85}$

Table 2: Ecuaciones para la disipación de energía  $h_f = CQ^n$  (tomado de [2]).

## 7 Pérdidas menores

En un sistema de tuberías, el flujo pasa a través de múltiples *entradas, salidas, uniones, válvulas, codos, bifurcaciones, expansiones, contracciones, etc* (ver figura 18) en adición de los tramos rectos de las tuberías. Estos componentes del sistema causan separación y mezcla del flujo induciendo pérdidas de energía adicional. Comparadas con las perdidas por fricción,  $h_f$ , las pérdidas debido a estos accesorios,  $h_e$ , son menores. Sin embargo, en algunos casos en donde existen muchos cambios de dirección y válvulas en un tramo corto de tubería,  $h_e$  llega a ser mayor que  $h_f$ . Cuando una válvula esta totalmente abierta la pérdidas de energía a través de esta son despreciable. Sin embargo cuando la válvula esta parcialmente abierta, existen pérdidas de energía debido a la disminución de caudal a través de la válvula.

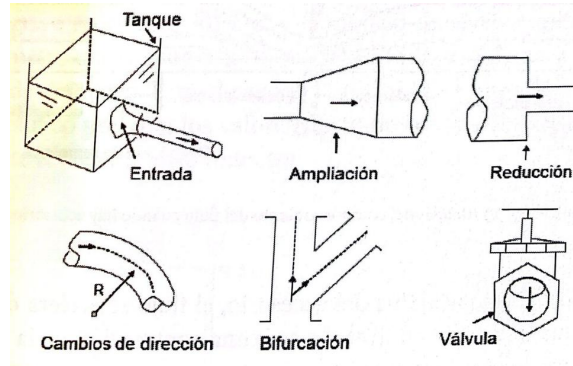


Figure 18: Accesorios de uso común en tuberías (tomado de [2]).

La cuantificación de las pérdidas menores es complejo desde el punto de vista teórico. Por esto, estas pérdidas son determinadas experimentalmente por los fabricantes de los accesorios. Las pérdidas menores,  $h_e$ , son expresadas usualmente como:

$$h_e = K \frac{V^2}{2g} \quad (108)$$

donde  $K$  es el *coeficiente de pérdida o de resistencia* que depende del número de Reynolds, del material del cual esta hecho el accesorio y de la forma como se acopla el accesorio. Sin embargo, para  $Re > 10^5$  se ha demostrado que  $K$  es independiente del número de Reynolds.

Vennard-Street explican físicamente el efecto de un accesorio sobre la energía disponible en el sistema y sobre el flujo. Dichos efectos se analizando mediante la figura 19:

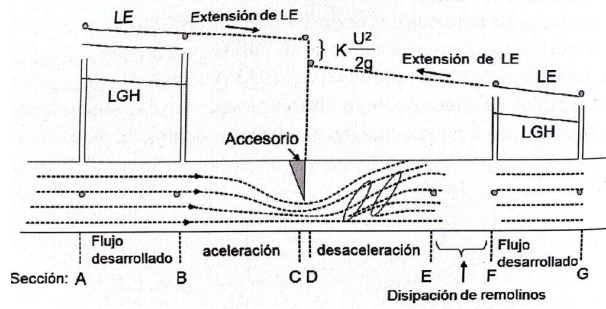


Figure 19: Comportamiento del flujo en una tubería con accesorio (tomado de [2]).

- **Zona BC:** Aguas arriba del accesorio, la vena líquida se contrae y el flujo se acelera. La máxima contracción de la vena líquida se presenta justo en la posición del accesorio o un poco aguas abajo de este. Debido a la contracción, la presión disminuye.
- **Zona DE:** En esta zona la presión del flujo aumenta ya que la velocidad del disminuye. El flujo se desacelera generando la creación de remolinos que ocasionan una turbulencia de gran escala. Por lo tanto una parte de la energía se pierde debido a la creación de remolinos.
- **Zona EF:** En esta zona se disipan (desaparecen) los remolinos. Aguas abajo de esta zona se restablece la condición de flujo desarrollado.

Note que a lo largo de la longitud AG (ver figura 19) también actúan las fuerzas de fricción. Dichas pérdidas debido a la fricción se calculan asumiendo flujo desarrollado a lo largo de AG. Las pérdidas globales a lo largo de AG son entonces la suma de las pérdidas debido al accesorio (pérdidas locales entre C y D) y debido a la fricción (a lo largo de AG). Las *pérdida total* de energía en un sistema puede expresarse como:

$$h_T = \sum_i h_{f_i} + \sum_j h_{e_j} = \sum_i f_i \frac{L_i}{D_i} \frac{V_i^2}{2g} + \sum_j K_j \frac{V_j^2}{2g} \quad (109)$$

donde  $i$  representa cada tubería con diámetro constante y  $j$  representa cada componente que causa una pérdida menor. Si el sistema analizado tiene diámetro constante y del mismo material, la ecuación 109, se convierte en:

$$h_T = \left( f \frac{L}{D} + \sum_j K_j \right) \frac{V^2}{2g} \quad (110)$$

donde  $V$  es la velocidad media en todo el sistema.

Los sistemas de tuberías comunmente contienen *contracciones o expansiones subitas o graduales* de la sección de la tubería con el fin de acomodar cambios de caudal o velocidad o de propiedades del fluido (e.g. densidad). Las pérdidas son usualmente mayores cuando los cambios son súbitos o con un ángulo grande debido a la separación del flujo (ver figura 20).

Aplicando la ley de conservación de cantidad de movimiento para el volumen de control en la figura 20 entre las sección 1 y 2, tenemos:

$$p_1 A_2 - p_2 A_2 = \rho V_2 (V_2 A_2) + \rho V_1 (-V_1 A_1) \quad (111)$$

teniendo en cuenta que de acuerdo con la ley de continuidad  $V_1 A_1 = V_2 A_2$ , y despejando  $\frac{p_1 - p_2}{\gamma}$  de la ecuación 111, se tiene que:

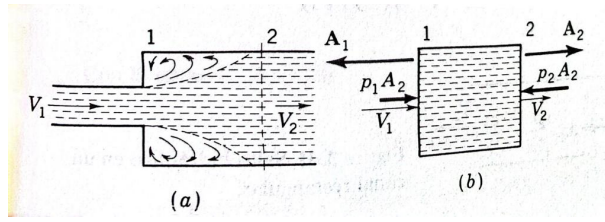


Figure 20: Representación de la pérdida de energía en una expansión subita. (tomado de [5]).

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{V_2^2 - V_2 V_1}{g} \quad (112)$$

Aplicando la ley de conservación de la energía entre las secciones 1 y 2 en la figura 20, se tiene:

$$\frac{V_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \frac{V_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + h_e \quad (113)$$

despejando  $\frac{p_1 - p_2}{\gamma}$  de la ecuación 113 e igualando a la ecuación 112, se tiene:

$$\frac{V_2^2 - V_2 V_1}{g} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} + h_e \quad (114)$$

despejando  $h_e$  de la ecuación 114 y usando la ecuación de continuidad, se tiene:

$$h_e = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g} = \frac{V_1^2}{2g} \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 \quad (115)$$

La ecuación 115 determina la pérdidas locales en una expansión brusca, por lo que:

$$K = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 \quad (116)$$

Note que la ecuación 115 representa la deducción de una expresión para calcular las pérdidas menores en términos generales teniendo en cuenta que afirma que las pérdidas menores varían con el cuadrado de la velocidad afectada por un coeficiente  $K$ , que como lo habíamos afirmado, está dado generalmente por el fabricante.

Analizando la ecuación 116, en el caso en que la tubería descargue a un depósito ( $A_1 \ll A_2$ ),  $K \approx 1$  lo que significa que la energía cinética del flujo se convierte en energía térmica (calor).

Para el caso de la contracción brusca que se muestra en la figura 21, se hace un análisis similar al realizado para el caso de la expansión brusca. Partiendo de la ecuación 115, se tiene:

$$h_e = \frac{(V_0 - V_2)^2}{2g} \quad (117)$$

Teniendo en cuenta la vena líquida contraída en la sección 0, la ecuación de continuidad entre 0 y 2 es  $V_0 C_c A_2 = V_2 A_2$  en donde  $C_c$  es un coeficiente de contracción que fue determinado inicialmente por Weisbach con respecto a la relación  $A_2/A_1$ . Reemplazando en la ecuación 117, se tiene:

$$h_e = \left(\frac{1}{C_c} - 1\right)^2 \frac{V_2^2}{2g} = K \frac{V_2^2}{2g} \quad (118)$$

En las figuras 22 y 23 se presentan valores de  $K$  para diferentes tipos de accesorios.

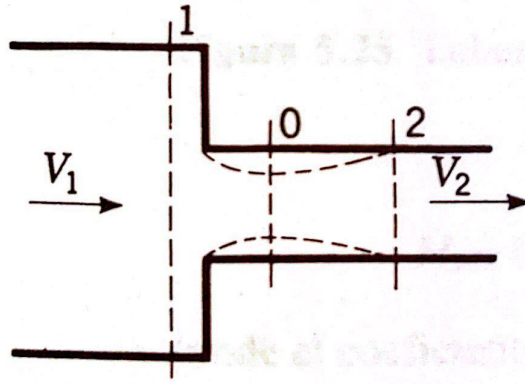


Figure 21: Contracción brusca en una tubería (tomado de [5]).

## 7.1 Longitud equivalente

Las pérdidas menores se pueden expresar en términos de la longitud equivalente  $L_e$  de tubo con la misma pérdida de cabeza para el mismo caudal así:

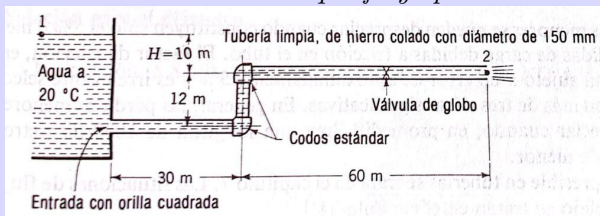
$$f \frac{L_e}{D} \frac{V^2}{2g} = K \frac{V^2}{2g} \quad (119)$$

en donde  $K$  puede referirse a una pérdida de carga menor o a la suma de varias pérdidas. Al despejar  $L_e$ , se tiene:

$$L_e = \frac{KD}{f} \quad (120)$$

Por ejemplo, si las pérdidas menores en una tubería de 12 *pulg* = 1 *ft* se suman y da  $K = 20$ , y si  $f = 0.020$  para la tubería, a la longitud real de la tubería se puede sumar  $20(1/0.020) = 1000\text{ft}$  y esta longitud adicional o equivalente causa la misma resistencia al flujo que las pérdidas menores.

**Example 7.** Encuéntrese el caudal que fluye por la tubería en la figura con  $H = 10\text{ m}$ , y  $H$  para un caudal



de 60 L/s.

**Example 8.** Por un sistema de conducción de un modelo de laboratorio, fluye agua con un caudal de  $0.0014\text{ m}^3/\text{s}$ . El modelo consiste en una tubería de 25 mm de diámetro que se acopla, a través de una reducción brusca, a una tubería de 19 mm de diámetro. Para el caudal ya definido, la línea resultante de gradiente hidráulico presenta los valores ilustrados en la figura. Determinar el coeficiente  $K$  del accesorio



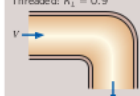
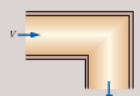
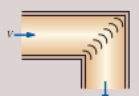
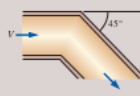
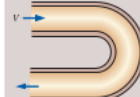
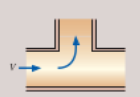
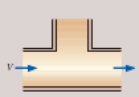
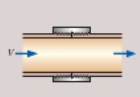
<b>Bends and Branches</b> 90° smooth bend: Flanged: $K_f = 0.3$ Threaded: $K_f = 0.9$ 	90° miter bend (without vanes): $K_f = 1.1$ 	90° miter bend (with vanes): $K_f = 0.2$ 	45° threaded elbow: $K_f = 0.4$ 								
180° return bend: Flanged: $K_L = 0.2$ Threaded: $K_L = 1.5$ 	Tee (branch flow): Flanged: $K_L = 1.0$ Threaded: $K_L = 2.0$ 	Tee (line flow): Flanged: $K_L = 0.2$ Threaded: $K_L = 0.9$ 	Threaded union: $K_L = 0.08$ 								
<b>Valves</b> <table><tr><td>Globe valve, fully open: <math>K_L = 10</math></td><td>Gate valve, fully open: <math>K_L = 0.2</math></td></tr><tr><td>Angle valve, fully open: <math>K_L = 5</math></td><td><math>\frac{1}{2}</math> closed: <math>K_L = 0.3</math></td></tr><tr><td>Ball valve, fully open: <math>K_L = 0.05</math></td><td><math>\frac{1}{2}</math> closed: <math>K_L = 2.1</math></td></tr><tr><td>Swing check valve: <math>K_L = 2</math></td><td><math>\frac{1}{2}</math> closed: <math>K_L = 17</math></td></tr></table>				Globe valve, fully open: $K_L = 10$	Gate valve, fully open: $K_L = 0.2$	Angle valve, fully open: $K_L = 5$	$\frac{1}{2}$ closed: $K_L = 0.3$	Ball valve, fully open: $K_L = 0.05$	$\frac{1}{2}$ closed: $K_L = 2.1$	Swing check valve: $K_L = 2$	$\frac{1}{2}$ closed: $K_L = 17$
Globe valve, fully open: $K_L = 10$	Gate valve, fully open: $K_L = 0.2$										
Angle valve, fully open: $K_L = 5$	$\frac{1}{2}$ closed: $K_L = 0.3$										
Ball valve, fully open: $K_L = 0.05$	$\frac{1}{2}$ closed: $K_L = 2.1$										
Swing check valve: $K_L = 2$	$\frac{1}{2}$ closed: $K_L = 17$										

Figure 23: Valores de  $K$  para diferentes tipos de accesorios para flujo turbulento (tomado de [1]).

[5] Victor L. Streeter and E. Benjamin. Wylie. *Fluid mechanics* /. Tata McGraw-Hill, New Delhi,, c1983.

[6] Frank M White. *Fluid mechanics*. New York, 1990.