



**FACULTAD
DE INGENIERIA**

Universidad de Buenos Aires

**INSTITUTO DE INGENIERÍA SANITARIA
Y AMBIENTAL**

CÁTEDRA DE HIDRÁULICA APLICADA A LA INGENIERÍA SANITARIA

“PROPIEDADES FÍSICAS DE LOS FLUIDOS”

**Ing. Dante DALMATI
Ing. Luis E. PÉREZ FARRÁS**

EJEMPLOS INTERACTIVOS

Inga. Sandra M. PÉREZ

JULIO DE 2007

PRÓLOGO

Como coautor del texto original, agradezco a los Ingenieros Roberto Enrique Pérez, Profesor Adjunto de Hidráulica General de la Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional de la Patagonia "San Juan Bosco" (U.N.S.P.J.B.) y Horacio León, Ayudante de Primera de las misma cátedra, por la tarea realizada con el trabajo de corrección, digitalización y edición del Capítulo 1, "Propiedades Físicas de los Fluidos" de los apuntes oportunamente publicados en 1988, por el Centro de Estudiantes de Ingeniería de la F.I. U.B.A., con lo que el mismo, en esta versión, puede ser difundido a través de la página Web de nuestro Instituto, y resultar valioso para nuestros alumnos de posgrado.

Es de destacar que la entusiasta labor del Ing. Roberto Pérez y su colaborador, seguirá hasta finalizar con la publicación de los 5 capítulos restantes para complementar así el tomo de "Fundamentos de la Hidráulica", publicado en imprenta desde 1986.

También es oportuno agradecer a la Inga. Sandra M. Pérez, ex Profesora del Instituto y docente auxiliar de la Cátedra de Construcciones Hidráulicas de la F.I. U.B.A., autora de los ejemplos interactivos que forman parte de la presente edición digitalizada (los cuales pertenecen a un texto de un curso de extensión) quién gentilmente posibilita incorporar sus trabajos al texto que nos ocupa, enriqueciéndolo en consecuencia.

Ing. Luis E. Pérez Farrás
Director Académico

ÍNDICE

1. PROPIEDADES FÍSICAS DE LOS FLUIDOS.	4
1. 1. SISTEMAS DE UNIDADES.	4
1. 2. CLASIFICACIÓN DE LAS SUSTANCIAS.	5
1. 3. PROPIEDADES GENERALES MÁS COMUNES DE LOS FLUIDOS.	6
1. 4. PARTÍCULA FLUIDA Y MEDIO CONTÍNUO.	6
1. 5. MASA ESPECÍFICA O DENSIDAD.	7
1. 6. PESO ESPECÍFICO.	8
1. 7. VOLUMEN ESPECÍFICO.	8
1. 8. FUERZAS DE MASA Y DE SUPERFICIE.	9
1. 9. VISCOSIDAD.	9
1.10. FLUIDOS NEWTONIANOS Y NO NEWTONIANOS.	12
1.11. COMPRESIBILIDAD DE FLUIDOS.	15
1.12. ECUACIONES DE ESTADO.	16
1.13. COMPARACIÓN ENTRE FLUIDOS Y SÓLIDOS ELÁSTICOS.	18
1.14. FLUIDO PERFECTO E IDEAL.	18
1.15. ENERGÍA SUPERFICIAL.	19
1.15.1. Fuerzas de cohesión y adherencia.	20
1.15.2. Sobrepresión del lado de la concavidad.	21
1.15.3. Variación con la temperatura.	22
1.15.4. Gotas y burbujas.	23
1.16. CAPILARIDAD.	23
1.17. ABSORCIÓN DE GASES EN LIQUIDOS.	26
1.18. TENSIÓN DE VAPOR EN LOS LIQUIDOS.	27
1.19. CAVITACIÓN.	27
1.20. PROBLEMAS INTERACTIVOS.	28

1. PROPIEDADES FÍSICAS DE LOS FLUIDOS.

1.1. SISTEMAS DE UNIDADES.

Como medida de una magnitud se entiende la relación entre esa y otra de la misma especie elegida como unidad. La adopción de un grupo como base para la medición, establece un sistema de unidades

Una magnitud física puede ser definida siempre combinando otras magnitudes, por aplicación de las leyes de la física. Bastará establecer unas pocas magnitudes fundamentales y de ellas derivar el resto de sus magnitudes.

La elección de las magnitudes fundamentales y sus correspondientes unidades, es en alguna forma, arbitraria, y para cada grupo de magnitudes y unidades fundamentales se puede estructurar un sistema de unidades distinto.

Así por ejemplo si se toma como magnitudes fundamentales la longitud (L), la masa (M) y el tiempo (T) y para cada una de ellas se fijan las unidades centímetro, gramo y segundo, el sistema resultante es el *C.G.S.*

En el sistema de unidades gravitacional, las magnitudes fundamentales están dadas por la longitud (L), la fuerza (F) y el tiempo (T) y sus unidades metro, kilogramo fuerza y segundo.

Los sistemas de unidades corrientes están basados en la longitud, la masa y el tiempo. El sistema *M.K.S.*, que ampliado es la base del sistema internacional de unidades, adopta como unidades fundamentales el metro (m), el kilogramo masa (kg) y el segundo (s).

El Sistema Internacional (S.I.) adopta las tres unidades fundamentales del *M.K.S.* y les agrega las unidades de intensidad de la corriente eléctrica (*ampere*), de temperatura termodinámica (*kelvin*), de intensidad luminosa (*candela*) y de cantidad de materia (*mol*). Se añaden a ellas las unidades suplementarias *radián* (es una magnitud adimensional) y *estéreo*.

Cuando en una fórmula se sustituye en sus dos miembros cada uno de sus términos por sus ecuaciones de dimensión y resulta que son iguales, se dice que la expresión es homogénea y por lo tanto, los coeficientes, si es que existen, son números sin dimensión, o sea adimensionales. Esto permite utilizar la fórmula en uno u otro sistema. En cambio si dicha fórmula no es homogénea entonces el coeficiente tiene dimensiones y varía de uno a otro sistema.

1.2. CLASIFICACIÓN DE LAS SUSTANCIAS.

La clasificación está relacionada con la estructura molecular de la sustancia y más precisamente con la relatividad de su mayor ó menor cercanía. En termodinámica cada estado homogéneo de la materia se entiende por fase. Los estados sólido, líquido y gaseoso de una sustancia pura representan otras tantas fases, puesto que ellos por sí mismo son totalmente homogéneos. En el estado sólido las moléculas están colocadas bajo una forma compacta, en un orden determinado. Para el estado líquido, aunque las moléculas se mueven desordenadamente, hay entre ellas relaciones de las cuales depende su posición, mientras que en el estado gaseoso el movimiento es caótico y la interdependencia molecular es débil.

El agua es el único elemento en abundancia sobre la tierra que se puede presentar en los tres estados.

a) Sustancias sólidas.

Posee características de rigidez, tiene una forma definida, límites y volúmenes definidos.

Resulta difícil producir movimiento relativo entre moléculas de un sólido y la resistencia de materiales indica que en el denominado periodo "elástico", existe una relación entre tensiones y deformaciones, de manera que si se lo altera dentro de esos límites por acción de una fuerza exterior, tiende a volver a su forma y tamaño original.

b) Sustancias líquidas.

El líquido difiere del sólido por su falta de rigidez, pero la existencia de cierta cohesión molecular, le permite adoptar la forma del recipiente que lo contiene y además formar una superficie libre. En reposo, puede resistir esfuerzos de compresión en forma similar a como lo hace el sólido, en cambio, no ofrece resistencia a los esfuerzos tangenciales o de corte.

En otras palabras, una vez deformado no tiende a su forma original cuando cesa la fuerza aplicada.

c) Sustancias gaseosas.

Carecen de rigidez y volumen definidos. Una cantidad dada de gas, cualquiera sea el peso ó numero de moléculas presentes, toma exactamente la forma y el volumen del recipiente que lo contiene. Siempre lo llena completo, cualquiera sea el mismo.

Estas tres formas, estados o fases son funciones de la temperatura. Toda sustancia sólida está congelada, si se eleva la temperatura hasta un determinado punto, distinto para cada sustancia, esta se funde convirtiéndose en líquido. Si la temperatura del líquido sigue aumentando, en cierto valor, entrará en ebullición, y más allá de ese punto se encontrará en estado gaseoso.

Además la temperatura a la cual se produce la transición depende directamente de la presión aplicada a la sustancia. Cuanto mayor es la presión, mayor es el calor necesario para el cambio de fase, aunque el efecto de la presión es mucho más grande sobre el punto de ebullición-condensación que sobre el de fusión-congelación.

El agua hierve a 100 °C a la presión atmosférica y a nivel del mar, pero lo hace a temperaturas inferiores a medida que la presión disminuye. El agua es una de las pocas sustancias que flota al transformarse en sólido.

Por regla general toda sustancia, sea líquida, gaseosa o sólida se contrae ó disminuye su volumen al enfriarse, el agua no constituye excepción a esta regla dentro de un amplio rango de temperatura partiendo de los 100 °C, punto en el cual se condensa el vapor, hasta llegar a los 4 °C, el volumen disminuye en forma continua, al llegar a ese punto, el proceso se invierte, comenzando a dilatarse desde los 4 °C hasta los 0 °C, en forma gradual.

Luego de los $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ hasta el punto de congelación la dilatación es abrupta y drástica. Al congelarse para formar hielo, el agua aumenta su volumen en un onceava parte.

Esta dilatación puede tener efectos desastrosos sobre cañerías que conducen agua, ya que las mismas se rompen, pero en general esta peculiaridad es benéfica para la vida sobre la tierra.

Imagine, ¿qué sucedería si el hielo fuese más pesado que el agua líquida a medida que su temperatura descendiera por debajo de los $0\text{ }^{\circ}\text{C}$? Lagos, ríos y mares se congelarían desde el fondo hacia la superficie y la parte principal de estas no llegarían a fundirse durante los meses de verano en los climas templados, y la configuración del clima y del tiempo, tal como la conocemos, sería una desorganización completa.

La evaporación del agua sería mucho menor y por consiguiente serían menores las precipitaciones pluviales, el clima glacial sería mucho más abundante en la superficie del planeta y además disminuiría el efecto moderador del agua líquida y del vapor sobre el clima y el tiempo.

Al conjunto de sustancias líquidas y gaseosas se las denomina “sustancias fluidas”, esto es la capacidad de las moléculas de cambiar sus posiciones relativas con esfuerzos relativamente pequeños. Tal como se indica más adelante, los esfuerzos normales y tangenciales dejan de ser proporcionales a las deformaciones, para pasar a ser proporcionales a las “velocidades de deformación”.

No es sencillo definir en forma exacta el límite entre un sólido y un fluido, la plasticidad de los sólidos existe, en mayor o menor grado, aún antes de haberse alcanzado el límite de fluencia, de manera que una parte de la deformación es siempre permanente. Así como en los fluidos, no se puede asegurar que carezcan en absoluto de elasticidad de deformación (aspecto observado en sustancias gelatinosas).

Si al aplicar una fuerza tangencial capaz de deformar una sustancia y esta deformación desaparece al retirar la fuerza, estamos frente a una sustancia elástica. Si esta deformación se mantiene al retirar la fuerza, entonces la sustancia será plástica. Y si en cambio la sustancia continúa deformándose mientras la fuerza sigue actuando, la sustancia es un fluido.

1.3. PROPIEDADES GENERALES MÁS COMUNES DE LOS FLUIDOS.

- a) Movilidad: no tienen forma propia, la misma depende de la gravedad y del recipiente que lo contiene.
- b) Isotropía: las propiedades remanifiestan en cualquier dirección en forma idéntica.
- c) Los líquidos oponen gran resistencia a los esfuerzos de compresión, no siendo así para los esfuerzos tangenciales. Es decir que presentan una muy elevada resistencia a los esfuerzos que tiendan a disminuir su volumen, pero a su vez, es muy baja su resistencia a los cambios de forma.
- d) Los gases ofrecen poca resistencia tanto al cambio de volumen como de forma.

1.4. PARTÍCULA FLUIDA Y MEDIO CONTÍNUO.

En las aplicaciones comunes de la ingeniería se considera al fluido, no como un conglomerado de moléculas, sino como un “continuo”, esto es una distribución de materia sin espacios vacíos.

Se define “partícula fluida” a aquella porción de fluido que es lo suficientemente grande para que se manifiesten las propiedades físicas de la sustancia, sin que se pierda su identidad, pero lo suficientemente pequeña, como para que se pueda aplicar en ella el cálculo diferencial.

Es preciso recordar que esos valores son medias temporales y espaciales referidas a un intervalo de tiempo Δt y al conjunto de los paquetes de moléculas que constituyen la partícula.

Con este concepto se define en forma más precisa a un “medio continuo” como la sucesión de partículas en contacto mutuo, sin choque entre ellas, que conservan las propiedades del fluido y que siguen las leyes del movimiento del conjunto, las que resultan de las acciones que ejercen las moléculas que las constituyen.

En la Fig. 1, se ve un esquema bidimensional de este concepto.

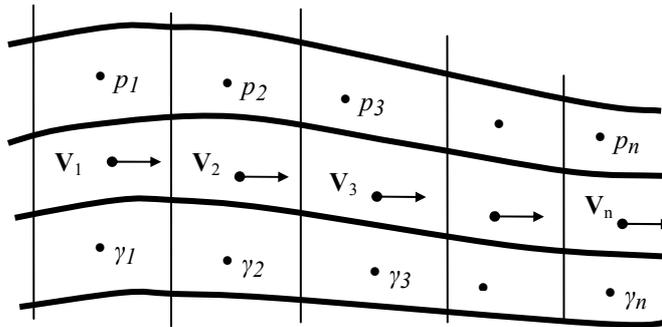


Fig. 1

Las partículas se mueven, deformándose, pero sin separarse; en el baricentro de cada una podemos imaginar concentradas las propiedades físicas que deseamos y que pueden, con toda generalidad, variar de partícula a partícula, y de instante a instante. En la figura se indican las presiones (p) y los pesos específicos (γ), cuyas magnitudes pertenecen a los campos escalares; y además las velocidades (V), perteneciente a los campos vectoriales.

1.5. MASA ESPECÍFICA O DENSIDAD.

Si se considera un volumen $\Delta\tau$ de un medio continuo, ocupado por una masa ΔM , la masa específica o densidad ρ es:

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \rightarrow d^3} \frac{\Delta M}{\Delta\tau} = \frac{dM}{d\tau}$$

Se debe notar que se considera en realidad un concepto físico de derivada, ya que matemáticamente el límite debería tender a cero, pero atendiendo a nuestra definición de partícula, esto no es posible.

El valor “ d ” representa la distancia mínima que asegura el mantenimiento de la identidad de la sustancia. Algunos autores lo interpretan como el valor del recorrido libre medio de las moléculas.

Si la sustancia es homogénea, isotrópica e incompresible, entonces $\rho = \text{constante}$, por consiguiente:

$$M = \int_{\tau} \rho \cdot \Delta\tau = \rho \cdot \tau, \quad \text{finalmente} \quad \rho = \frac{M}{\tau} \tag{1}$$

De (1) se desprende que la densidad es la masa de la unidad de volumen. La densidad varía con la temperatura y en menor medida con la presión.

Densidad relativa (δ) de un líquido o de un sólido es la relación de su densidad específica con la del agua pura, tomada en su máximo valor. La densidad relativa de un gas es la relación con respecto a la densidad del aire, tomado en las mismas condiciones de presión y temperatura.

1.6. PESO ESPECÍFICO.

Si se adopta un volumen $\Delta\tau$ del medio continuo, y considerando el peso de ese volumen ΔG , se tiene el peso específico γ a través de la siguiente relación:

$$\gamma = \lim_{\Delta\tau \rightarrow d^3} \frac{\Delta G}{\Delta\tau}$$

Obviamente "d" cumple las mismas condiciones anteriores. Si ahora se supone un fluido homogéneo, isótropo e incompresible, entonces $\gamma = cte.$, consecuentemente:

$$G = \int_{\tau} \gamma \cdot \Delta\tau = \gamma \cdot \tau \quad \Rightarrow \quad \gamma = \frac{G}{\tau} \quad (2), \quad \text{como } G = M \cdot g \quad (3)$$

$$\Rightarrow \gamma = \frac{M}{\tau} \cdot g = \rho \cdot g \quad (4)$$

Recordando que:

$$g = g_0 (1 + 0,0053 \text{ sen}^2 \varphi) (1 - 3 \times 10^{-7} \cdot h)$$

Donde:

g_0 aceleración de la gravedad en el ecuador terrestre y a nivel del mar.

φ es la latitud del lugar.

h la altitud sobre el nivel del mar.

En general se adopta $g = 9,81 \text{ m/seg}^2$.

Se ve que el peso específico γ es función de la presión p , la temperatura T , la latitud φ y la altura h .

En términos matemáticos: $\gamma = f(p, T, \varphi, h)$.

Además la densidad relativa también es la relación entre el peso específico de la sustancia y el peso específico del agua destilada (a 4 °C y a nivel del mar).

1.7. VOLUMEN ESPECÍFICO.

Se define volumen específico τ_e :

$$\tau_e = \lim_{\Delta M \rightarrow 0} \frac{\Delta\tau}{\Delta M} = \frac{d\tau}{dM}$$

Para un fluido homogéneo, isótropo, e incompresible $\tau_e = cte.$, entonces:

$$\tau = \int_M \tau_e \cdot dM = \tau_e \cdot M \quad \Rightarrow \quad \tau_e = \frac{\tau}{M} \quad (5)$$

Si se compara la expresión (5) con la (1), se tiene que el volumen específico es la inversa de la densidad.

$$\tau_e = \frac{1}{\rho}$$

Con esta propiedad se trabaja en los gases, en cambio en las tareas relacionadas con los líquidos, se suele utilizar la densidad.

1.8. FUERZAS DE MASA Y DE SUPERFICIE.

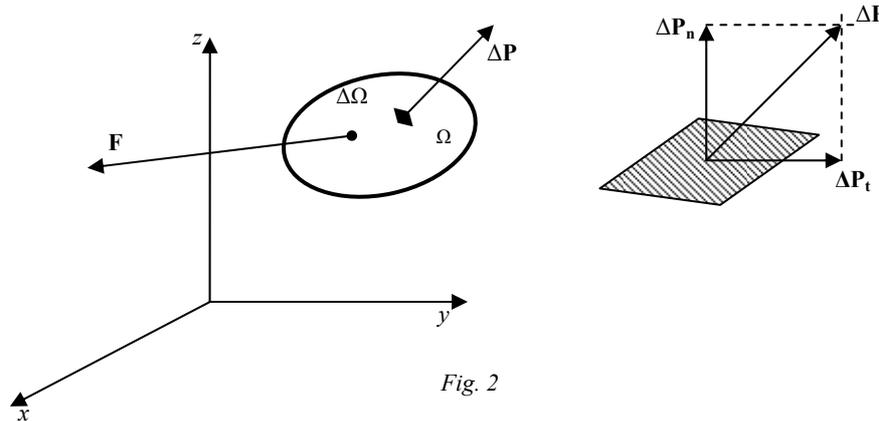
Si se aísla un volumen τ cualquiera dentro de un medio continuo en movimiento, sobre este actuarán fuerzas de masa y de superficie.

- Fuerzas de masa.

Se deben a las acciones exteriores, que se ejercen sobre la masa contenida en su volumen, por ejemplo: acción de las fuerzas gravitatorias. Se define como \mathbf{F} y es por unidad de masa, con sus componentes X, Y, Z , con respecto a los ejes x, y, z .

- Fuerzas de superficie.

Son las que actúan sobre las caras o la superficie Ω del volumen aislado, sometiéndolas a esfuerzos debido al medio circundante.



Se ve, de acuerdo a la figura, que la fuerza $\Delta\mathbf{P}$, tiene dos componentes, una tangencial $\Delta\mathbf{P}_t$ y una normal $\Delta\mathbf{P}_n$.

La distribución de la componente tangencial en la superficie Ω define el esfuerzo de corte (τ):

$$\tau = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\mathbf{P}_t}{\Delta\Omega} = \frac{d\mathbf{P}_t}{d\Omega} \tag{6}$$

La distribución de la componente normal en la superficie define el esfuerzo normal, es decir la presión:

$$p = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\mathbf{P}_n}{\Delta\Omega} = \frac{d\mathbf{P}_n}{d\Omega} \tag{7}$$

En un fluido en reposo no hay acciones tangenciales y actúan solamente las fuerzas normales a la superficie, es decir, las fuerzas de presión.

1.9. VISCOSIDAD.

Es una propiedad de los fluidos que se manifiesta por la resistencia que ofrece al desplazamiento relativo de sus partículas como resultado de la actividad molecular.

Un estrato líquido que se desplaza con respecto a otro contiguo con velocidad distinta, da lugar a una resistencia originada en el intercambio molecular que se establece entre sus partículas; ello determina una masa en movimiento parcialmente transversal, la correspondiente cantidad de movimiento da origen a la fuerza de resistencia denominada viscosidad dinámica o absoluta μ .

La temperatura es una variable que tiene mucha influencia sobre la viscosidad y sus efectos son muy diferentes tanto en los gases y en los líquidos.

A medida que aumenta la temperatura en un gas, también aumenta la viscosidad, ya que hay una mayor actividad del intercambio molecular. La variación de presión tiene poca influencia en dicha fuerza de resistencia, a menos que sea un valor muy alto.

En los líquidos, además del intercambio molecular también interviene el efecto de cohesión debido a la atracción molecular, el aumento de la temperatura además de generar una mayor actividad molecular, disminuye el trabajo unitario de cohesión. En el agua, el trabajo unitario de cohesión prevalece sobre el efecto de actividad molecular entre las partículas próximas, dando como resultado que los valores de viscosidad absoluta aumentan con la disminución de la temperatura.

En las partículas en reposo, el efecto de viscosidad no se manifiesta, en cambio en movimiento, las partículas de los líquidos reales originan fuerzas tangenciales unitarias que sumadas a las presiones dan componentes que son normales al elemento de superficie.

Las comprobaciones experimentales confirman las siguientes hipótesis de Meyer y Newton:

- a) Las partículas de una masa líquida en inmediato contacto con una pared sólida y rígida, no poseen movimiento relativo. Es decir si la pared está en reposo, las partículas también lo están y si la pared está en movimiento con velocidad V , las partículas estarán en movimiento con la misma velocidad.
- b) La fuerza de corte por unidad de superficie τ , es proporcional al gradiente transversal de velocidades. El factor de proporcionalidad es la viscosidad absoluta ó dinámica (μ).

La fuerza que se ejerce tangencialmente, la cual se opone al desplazamiento de los estratos contiguos con distintas velocidades, genera un rozamiento que entorpece el movimiento, por lo tanto una cantidad de energía se transforma en calor que se disipa, lo que es equivalente a una pérdida de energía.

Un conjunto de partículas contenidas en el paralelepípedo $\Delta y, \Delta z$, de ancho Δx unitario (Fig. 3), están animadas de distintas velocidades según el plano z - y , por lo tanto no varían los estratos contiguos tomados según el eje x .

Según la hipótesis de Newton:

$$\tau = \mu \cdot \frac{\Delta V}{\Delta z} ; \quad \text{En el } \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \tau \Rightarrow \tau = \mu \cdot \frac{dV}{dz} \quad (8)$$

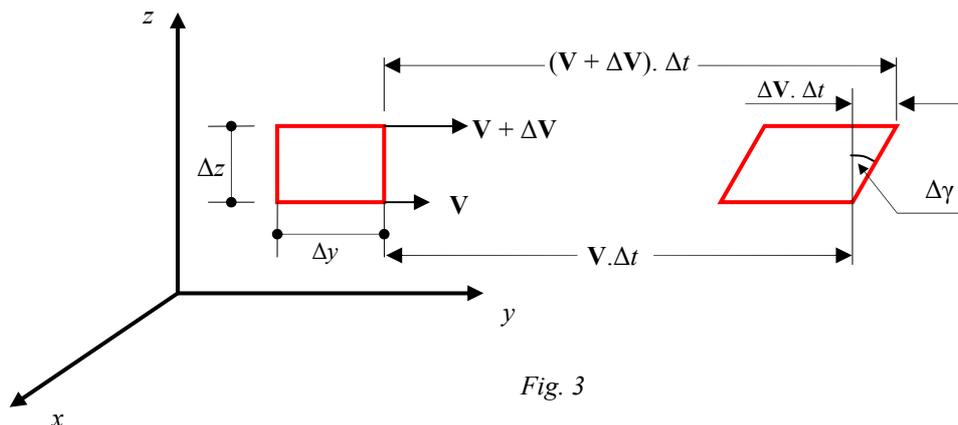


Fig. 3

La medición de τ , en experiencias en que el gradiente de velocidad en dirección normal al movimiento varía entre extremos tan amplios como $0,05(m/s)/m$ hasta $5,00 (m/s)/m$, dieron valores casi constantes de la viscosidad dinámica a igualdad de temperatura.

Las experiencias indican que la viscosidad es una propiedad bien definida de cada fluido y que se cumple con el agua.

En los líquidos reales las velocidades de los estratos contiguos varían gradualmente.

En el tiempo Δt las partículas se trasladan y la sección del plano y - z toma la forma de un paralelogramo cuyo ángulo vale:

$$\operatorname{tg} \Delta\gamma = \frac{\Delta V \cdot \Delta t}{\Delta z}$$

Cuando $\Delta\tau \rightarrow 0 \Rightarrow \operatorname{tg} \Delta\gamma \equiv d\gamma$, de donde $\frac{d\gamma}{dt} = \frac{dV}{dz}$

La fuerza unitaria de corte puede expresarse como:

$$\tau = \mu \cdot d\gamma/dt \quad (9)$$

Siendo $d\gamma/dt$ la velocidad de deformación angular de una línea de partículas fluidas perpendiculares a la velocidad V .

Para que intervengan simultáneamente las hipótesis de Newton y de Meyer, se toman dos placas paralelas de grandes dimensiones, para que el movimiento pueda considerarse plano o bidimensional (Fig. 4). Una placa es fija y la otra es móvil, estando separadas una distancia z muy pequeña

Existe un líquido viscoso que junto a la placa inferior tiene velocidad nula y junto a la placa superior su velocidad es V . El movimiento es plano según los ejes y - z , el líquido es homogéneo, por lo tanto se ejercen iguales influencias entre estratos sucesivos debiendo variar linealmente las velocidades de las partículas en la altura z , siendo:

$$\frac{V}{z} = \frac{V'}{z'}$$

La fuerza de corte unitaria:

$$\tau = \mu \cdot \frac{dV}{dz} = \mu \cdot \frac{dV'}{dz'} = \mu \cdot \frac{V}{z}$$

En la placa móvil, τ es la fuerza de corte unitaria que el líquido opone para resistir su movimiento; y en la placa fija, τ es la fuerza unitaria por la que el líquido tiende a imprimirle un movimiento.

Maxwell señala que si la velocidad $V = 1$ y la separación de las placas $z = 1$, entonces $\tau = \mu$, dando lugar a la siguiente definición: "La viscosidad de una sustancia se mide por la fuerza tangencial que se ejerce sobre la unidad de área de cada una de las dos placas horizontales llenas con una sustancia viscosa, de extensión indefinida y separadas por la unidad, una de las cuales es fija y la otra se mueve con velocidad uniforme".

La viscosidad cinemática (ν) es la relación de la viscosidad dinámica del fluido con su densidad.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (10)$$

La medición de la viscosidad puede hacerse por métodos físicos ó industriales. Los métodos físicos permiten obtener directamente los valores de la viscosidad dinámica, el más común es el viscosímetro torsional ó rotacional (Fig. 5), en general consta de dos cilindros concéntricos de radios contiguos poco diferentes de modo que permita colocar una delgada capa de la sustancia a ensayar. Este ensayo es a temperatura constante.

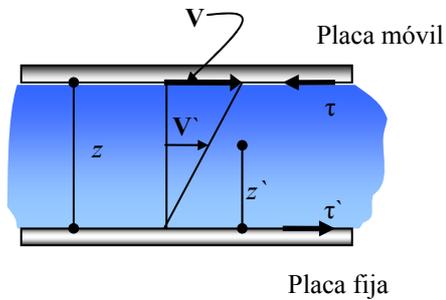


Fig. 4

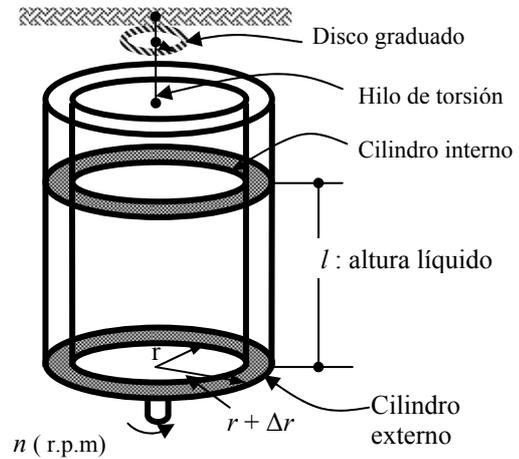


Fig. 5

El cilindro exterior puede girar independientemente, a la velocidad deseada. El cilindro interior se suspende de un resorte ó de un hilo, calibrados a la torsión. Las experiencias realizadas en cada sustancia, manteniendo la temperatura constante y efectuadas con diferentes velocidades de rotación, señalan en el cuadrante los correspondientes momentos de torsión.

La fuerza de corte unitario se obtiene dividiendo cada momento de torsión por el radio y la área de la superficie exterior del cilindro interior.

$$\tau = \frac{M_t / r}{2\pi \cdot r \cdot l} \rightarrow \tau = \mu \cdot \frac{\Delta V}{\Delta r}$$

El gradiente de velocidad se obtiene de la velocidad dada a la superficie interior del cilindro exterior:

$$\omega = \frac{2\pi \cdot n}{60}$$

$$\Delta V = V - 0 = \frac{2\pi \cdot n}{60} (r + \Delta r) \quad (\text{ver Fig. 6})$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta V}{\Delta r} = \frac{2\pi \cdot n}{60} (r + \Delta r) \cdot \frac{1}{\Delta r}$$

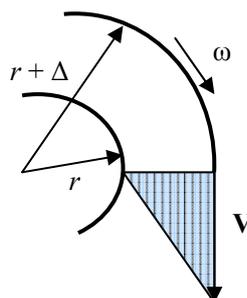


Fig. 6 - Variación de la velocidad.

Luego:

$$\tau = \frac{M_t}{2\pi.l.r^2} = \mu \cdot \frac{2\pi.n}{60}(r + \Delta r) \cdot \frac{1}{\Delta r}$$

$$\Rightarrow \mu = \frac{15.M_t.\Delta r}{\pi^2.r^2.l.n.(r + \Delta r)} \quad (11)$$

La ecuación (11) deja cuantificar el valor de la viscosidad dinámica a partir de la medición de M_t y n en función de las constantes conocidas del aparato r , Δr y l .

Los métodos industriales permiten conocer μ , con solo medir el tiempo. El método consiste en medir el tiempo de pasaje de cierta cantidad de líquido a través de un orificio calibrado; existen aparatos de diversos tipos, en Estados Unidos de Norteamérica se emplea el viscosímetro Saybol, normalizado por la American Society Testing Materials (A.S.T.M.).

En Alemania, como en casi toda Europa, se emplea el viscosímetro Engler, normalizado por la D.I.N. En Inglaterra se emplea el viscosímetro Redwood, normalizado por el I.T.P.

El gran empleo de lubricantes en los automotores llevó a que los institutos especializados propongan, con menor tolerancia, los aceites para los distintos mecanismos. Un ejemplo es el S.A.E (Society of Automotor Engineers) que agrupa los lubricantes empleados en automotores, desde el punto de vista comercial, mediante números, según su viscosidad.

1.10. FLUIDOS NEWTONIANOS Y NO NEWTONIANOS.

Los fluidos como el aire y el agua, de gran aplicación en la ingeniería, cumplen con la ecuación (8). A aquellos fluidos que satisfacen esa ecuación se los denomina "newtonianos", pero también existen en la naturaleza fluidos que no cumplen con esa relación. Ello puede ocurrir por la existencia de una tensión tangencial no nula, o debido a que la relación no es lineal o bien porque aparecen otras variables que hacen más compleja la relación entre τ y dV/dz .

A todos estos líquidos de comportamiento extraño, se los denomina "no newtonianos" (Fig. 7).

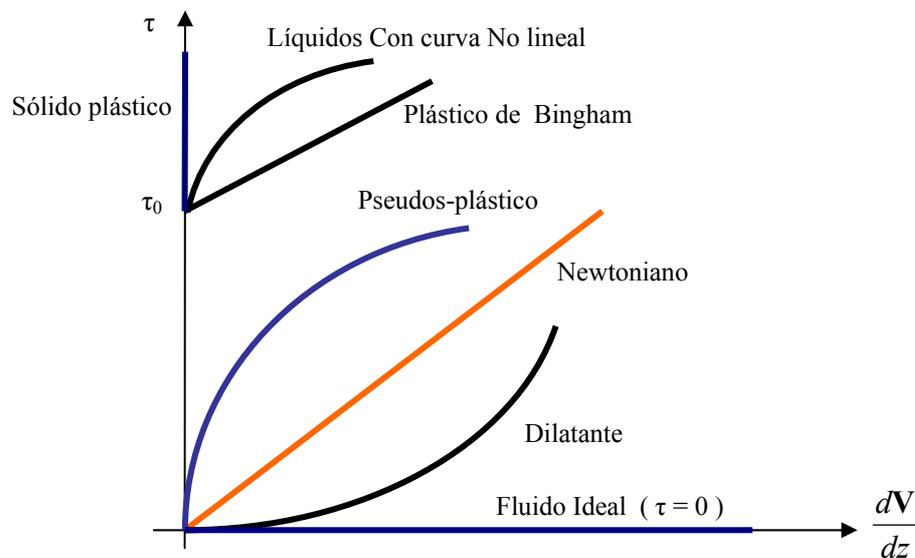


Fig. 7 - Fluidos Newtonianos y No Newtonianos.

Los fluidos no newtonianos se pueden clasificar en tres grandes grupos, aunque se debe aclarar que los límites de la clasificación no son muy claros:

a) Fluidos independientes del tiempo.

Son los que mantienen la relación entre τ y dV/dz , sin variar con el tiempo la aplicación de la tensión τ . Se llaman fluidos no newtonianos puramente viscosos y pueden o no tener una tensión inicial τ_0 , necesaria para desencadenar el movimiento.

Entre los modelos más sencillos está el correspondiente a los llamados plásticos de Bingham, en donde:

$$\tau = \tau_0 + \mu \cdot dV/dz$$

Entre los ejemplos de fluidos con tensión inicial puede mencionarse por ejemplo el cemento, la margarina, mezclas de agua y arena, mezclas de chocolate, jabón, pulpa de papel, etc.

Los fluidos pseudo-plásticos son en la gran mayoría de casos prácticos no newtonianos.

Tienen la particularidad de disminuir la resistencia a medida que aumenta el esfuerzo. Si se usa para interpretar los líquidos no newtonianos, el modelo más sencillo de explicación matemática es la llamada ley de potencia.

$$\tau = \kappa \cdot \left(\frac{dV}{dz} \right)^n$$

Los fluidos pseudo-plásticos tendrán $n < 1$. (κ depende de n y se denomina "consistencia"). Tenemos como ejemplos: adhesivos, soluciones de polímeros en agua, grasas, mayonesas, pinturas, y gran parte de los fluidos biológicos.

Los fluidos dilatantes incrementan su viscosidad aparente con el esfuerzo de corte ($n > 1$), para este caso tenemos: soluciones de goma arábica, suspensiones de dióxido de titanio en bórax, altas concentraciones de sólidos en líquidos poco viscosos.

b) Fluidos dependientes del tiempo.

Son aquellos en los que la duración de la aplicación del esfuerzo influye sobre la relación (8). Estos fluidos pueden ser tixotrópicos, cuando la tensión de corte decrece con el tiempo (*Fig. 8*) para un valor dado de dV/dz , ó reopéticos cuando la tensión crece con el tiempo.

Ejemplos de tixotrópicos: algunas concentraciones de polímeros, tintas de impresión, materiales alimenticios.

Son reopéticos las suspensiones de bentonita, suspensiones de pentóxido de vanadio, algunos suelos.

En ambos casos: $\tau = f(dV/dz, t)$.

c) Fluidos viscoelásticos.

Estos muestran una recuperación elástica parcial cuando se retira la tensión de corte.

Poseen las características elásticas de los sólidos y viscosas de los fluidos. Un ejemplo típico son los asfaltos y ceras de pisos.

Estos fluidos requieren de una teoría diferente y no es posible encuadrarlos dentro de alguna ley como las anunciadas anteriormente.

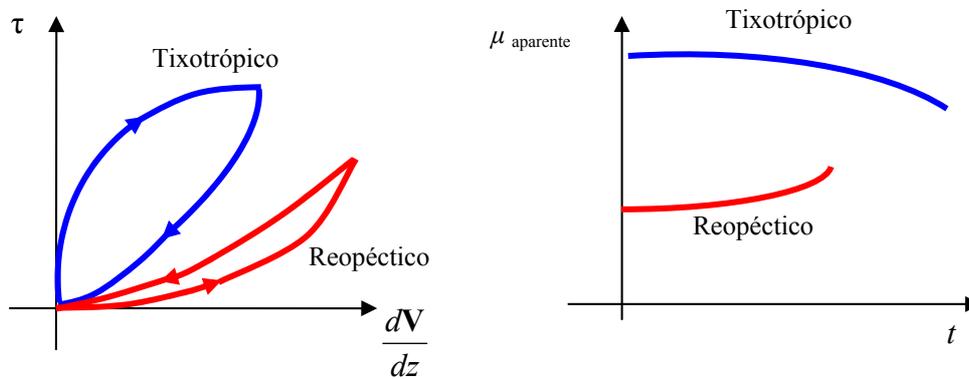


Fig. 8- Fluidos Dependientes del tiempo.

1.11. COMPRESIBILIDAD DE FLUIDOS.

Experimentalmente se demuestra que al aplicar un aumento de presión Δp a un volumen inicial τ_i de un fluido, este disminuye a una cantidad $\Delta\tau = \tau_i - \tau_f$, que resulta proporcional al aumento de presión de referencia, en símbolos:

$$\Delta\tau \sim - \tau_i . \Delta p \tag{12}$$

En la misma, el signo negativo indica que al aumentar la presión provoca la disminución del volumen y viceversa.

Si se considera el coeficiente de compresibilidad volumétrica (α), la (12) se transforma en:

$$\Delta\tau = - \alpha . \tau_i . \Delta p \tag{13}$$

O en su forma diferencial:

$$d\tau = - \alpha . \tau . dp$$

En donde τ sigue siendo el volumen inicial.

Despejando dp , se tiene:

$$dp = - \frac{1}{\alpha} . \frac{d\tau}{\tau},$$

Haciendo $\varepsilon = \frac{1}{\alpha}$ (Módulo de compresibilidad volumétrico)

$$dp = - \varepsilon . \frac{d\tau}{\tau} \tag{14}$$

Teniendo en cuenta que: $m = \rho . \tau = cte. \rightarrow dm = \rho . d\tau + d\rho . \tau = 0 \rightarrow \frac{d\rho}{\rho} = - \frac{d\tau}{\tau}$

Reemplazando en (14):

$$dp = \varepsilon \cdot \frac{d\rho}{\rho} \quad (15)$$

Nótese que el signo negativo ha desaparecido, puesto que, lógicamente, a un aumento de presión le corresponde un aumento de la densidad.

Tanto ε como α varían, para el agua, con la presión y la temperatura. Con la primera la variación es sumamente pequeña. De este hecho surge que, los líquidos en general y el agua en particular, pueden ser considerados como incompresibles en el rango de presiones de las aplicaciones prácticas.

1.12. ECUACIONES DE ESTADO.

Con el propósito de comparar el comportamiento de líquidos y gases frente a las sollicitaciones de las presiones, se determina a continuación el módulo de compresibilidad volumétrico ε para un gas perfecto en condiciones isotérmicas y adiabáticas, y luego las ecuaciones de estado para un líquido.

a) Módulo de compresibilidad volumétrico para un gas perfecto.

a₁) En evolución isotérmica.

La ecuación de estado para un gas perfecto en evolución isotérmica es:

$$p \cdot \tau = R \cdot T = cte.$$

Diferenciando:

$$dp \cdot \tau + d\tau \cdot p = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{dp}{p} = -\frac{d\tau}{\tau}$$

Comparando con (14) surge que:

$$\varepsilon = p \quad (16)$$

Esto indica que el gas resulta tan compresible que para cada presión, el valor de ε coincide con el de esa misma presión.

a₂) En evolución adiabática.

La ecuación de estado resulta:

$$p \cdot \tau^k = cte.$$

Diferenciando:

$$dp \cdot \tau^k + p \cdot k \cdot \tau^{k-1} d\tau = 0$$

Dividiendo por τ^{k-1}

$$dp \cdot \tau + p \cdot k \cdot d\tau = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{dp}{p} = -p \cdot k \cdot \frac{d\tau}{\tau}$$

Comparando con la expresión (14):

$$\varepsilon = p \cdot k \quad (17)$$

También, en este caso, resulta que el gas es tan compresible que para cada presión el módulo es igual al producto de la presión por el coeficiente k de la adiabática.

b) Ecuación de estado de un líquido en función del volumen.

b₁) Por diferencias finitas.

De la ecuación (13), despejando el volumen final:

$$\begin{aligned}\tau_f &= \tau_i (1 - \alpha \cdot \Delta p) \\ \tau_f &= \tau_i [1 - \alpha(p_f - p_i)]\end{aligned}\quad (18)$$

b₂) Por integración.

Integrando la ecuación (14) y considerando $\varepsilon = cte.$, se tiene:

$$\tau_f = \tau_i \cdot e^{-\alpha(p_f - p_i)} \quad (19)$$

Es de destacar que en los rangos de presiones de la práctica, la (18) y (19) dan resultados concordantes.

c) Ecuación de estado de un líquido en función de la densidad.

c₁) Por diferencias finitas.

Expresando la ecuación (15) en diferencias finitas, se tiene:

$$\rho_f = \rho_i \cdot [1 + \alpha(p_f - p_i)] \quad (20)$$

Da la densidad final en función de la densidad inicial y las presiones inicial y final

c₂) Por integración.

Integrando la ecuación (15):

$$\rho_f = \rho_i e^{-\alpha(p_f - p_i)} \quad (21)$$

Al igual que en el caso anterior, los valores dados por (20) y (21), para el rango de presiones de la práctica, da valores concordantes.

d) Compresibilidad en función de la celeridad de la onda elástica.

Se sabe que la velocidad de propagación de una perturbación debida a una diferencia de presión, en un medio elástico (con la velocidad del sonido como referencia), responde a la ecuación:

$$c = \sqrt{\varepsilon/\rho}.$$

Donde c es la celeridad de la onda, ε y ρ propiedades físicas conocidas.

De la (15) y la anterior, se tiene:

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{\varepsilon}{\rho} = c^2$$

y

$$dp = c^2 \cdot d\rho \quad (22)$$

Esta expresión permite dar la interpretación física de considerar incompresible a un fluido.

Para cualquier $dp \neq 0$, dp es *cte.*, por lo que la celeridad resulta infinita. Es decir cualquier perturbación en el medio incompresible, se transmite instantáneamente.

Este hecho acota la simplificación de $\rho = cte.$ a los casos en que la masa de la sustancia en consideración sea lo suficientemente pequeña para que se pueda considerar que las perturbaciones se transmitan instantáneamente.

1.13. COMPARACIÓN ENTRE FLUIDOS Y SÓLIDOS ELÁSTICOS.

En los sólidos elásticos, los esfuerzos normales y tangenciales están dados por:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad \tau = \gamma \cdot G$$

Los esfuerzos son proporcionales a las deformaciones.

En los líquidos en reposo: $\Delta p = - \frac{\Delta \tau}{\tau} \cdot \varepsilon$, y el esfuerzo de corte $\tau = 0$

Si se considera una cierta similitud entre $\varepsilon = \Delta l / \Delta t$ y $\Delta \tau / \tau$, y también entre E y ε , resulta que desde el punto de vista de los esfuerzos normales, el comportamiento de un sólido y un líquido es similar.

En cambio cuando existe movimiento, en el líquido se tiene: $\tau = \mu \cdot \frac{dV}{dz} = \mu \cdot \frac{d\gamma}{dt}$.

Es decir el esfuerzo cortante es proporcional a la velocidad de deformación angular.

Análogamente, la experiencia prueba que una ley similar existe para las presiones y que puede sintetizarse en la siguiente expresión:

$$p = \phi \cdot \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Con lo que resulta que, las presiones (esfuerzos normales para los líquidos) son proporcionales a la velocidad de deformación longitudinal. En resumen para un líquido en movimiento:

$$\tau = \mu \cdot \frac{d\gamma}{dt} \quad p = \phi \cdot \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Cuando se ensayan metales y se sobrepasa el período elástico, el material comienza a fluir y pasa al período de fluencia, o sea que se comporta como un fluido.

1.14. FLUIDO PERFECTO E IDEAL.

En muchas aplicaciones teóricas y prácticas, es conveniente la idealización de un fluido hipotético, al que se identifica como un medio continuo de viscosidad nula, al que se llama **fluido ideal**.

En el caso de los **líquidos perfectos** se debe, además de la consideración de $\mu = 0$, agregar la condición de incompresibilidad, es decir $\rho = cte.$

En los gases perfectos, se fija la ecuación de estado: $p \cdot \tau_e = R \cdot T$

1.15. ENERGÍA SUPERFICIAL.

En la Fig. 10 se analiza un líquido en reposo en un recipiente, y en particular, las acciones que la atracción de las partículas ejerce entre sí.

Para una partícula tal como la A, inmersa en el seno de un líquido, la atracción de todas las moléculas que componen el medio circundante dará lugar a una esfera de atracción.

El radio de dicha esfera estará dado por la distancia a partir de la cual el resto de las moléculas no ejercen su influencia.

Lo mismo ocurre para una partícula B, más cercana a la superficie y la partícula C se encuentra con el hecho de que su esfera de atracción está interrumpida por la superficie libre.

En especial la partícula D, ubicada en la superficie libre, sólo será atraída por las partículas del líquido (según la semiesfera dibujada), con lo que existirá una resultante R que tiende a llevar a la partícula hacia el seno del fluido.

Este hecho implica que para formar la superficie libre en un líquido, es necesario realizar un trabajo contra las fuerzas R, que son fuerzas de cohesión, propiedad que implica la atracción recíproca entre partículas de una misma sustancia.

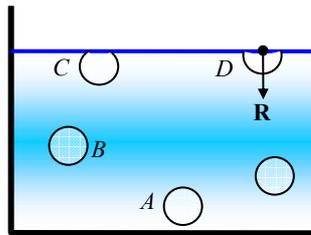


Fig 10 – Esferas de Atracción.

Suponiendo que se puede separar la columna líquida, tal como se ilustra en la Fig. 11., y haciendo caso omiso en esta abstracción de las fuerzas de gravedad, el trabajo a realizar para la formación de dos superficies libres, resultará proporcional a esas superficies, es decir:

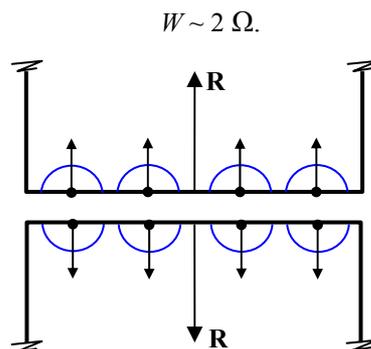


Fig. 11- Separación de dos superficies.

El coeficiente que convierte esta proporcionalidad en esta igualdad, será en consecuencia una propiedad física de la sustancia que definiremos como energía superficial σ , tal que:

$$W = 2. \Omega .\sigma \tag{23}$$

En el estudio dimensional de la expresión (23) se tiene:

$$F. L = | \sigma | .L^2$$

De donde:

$$|\sigma| = \frac{F}{L}$$

Dimensionalmente σ es una energía por unidad de superficie, de allí el nombre que se le asigna de “energía superficial”.

Para los líquidos en contacto con el aire a temperatura normal, se obtienen los valores de energía superficial, resumidos en el siguiente cuadro:

LÍQUIDO	ENERGÍA SUPERFICIAL (N/m)
Agua.	0.075
Bencina.	0.030
Mercurio.	0.450
Alcohol etílico.	0.022
Sulfuro de carbono.	0.033
Aceite de oliva.	0.032
Agua con jabón.	0.030

1.15.1. Fuerzas de cohesión y adherencia.

Las fuerzas de atracción entre partículas de distintas sustancias se denominan “de adherencia”.

Cuando en las Figuras 10 y 11 se describen las fuerzas de cohesión, tácitamente se han despreciado las fuerzas de la atracción aire-agua. En efecto, en la Fig. 12, se esquematiza lo que en realidad sucede.

La molécula A de la superficie está sometida a una resultante R_1 debido a las fuerzas de cohesión y a una fuerza R_2 , por la atracción agua-aire. Obviamente $R_1 \gg R_2$, resultando despreciable R_2 .

En general, puede ocurrir que las fuerzas de adherencia (fuerzas A) puedan ser mayores, menores o iguales que las fuerzas de cohesión (fuerzas C en adelante). En las Figuras 13 a, b, c, consideramos esta circunstancia, componiendo las fuerzas de atracción y de cohesión para la molécula de la superficie libre en contacto con un contorno sólido. Las fuerzas A, resultan lógicamente perpendiculares a la pared sólida.

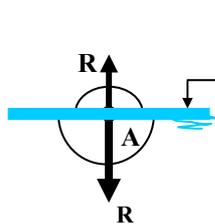


Fig 12

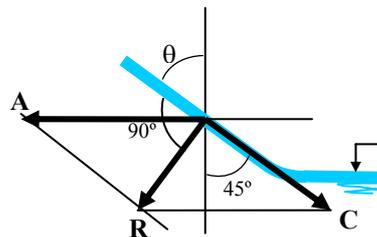


Fig 13 a - $|A| > |C|$. $\cos 45^\circ$

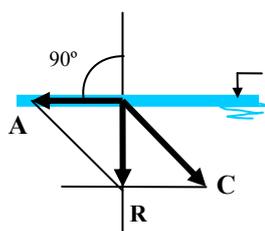


Fig 13 b - $|A| = |C|$. $\cos 45^\circ$

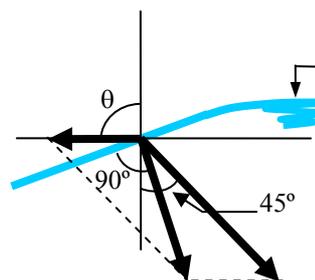


Fig 13 c - $|A| < |C|$. $\cos 45^\circ$

La fuerza de cohesión C , por la simetría del líquido, será una resultante a 45° con respecto a la pared vertical del contorno.

En el caso de la *Fig.13.a*, donde $|A| > |C| \cdot \cos 45^\circ$ se aprecia que cuanto mayor es la relación $|A| / |C|$ menor será el ángulo θ , al que se lo llama “ángulo de contacto”. El mismo se obtiene de considerar la perpendicular a la resultante R entre las fuerzas A y C , éste es el caso típico en el líquido “moja” las paredes, es decir que las fuerzas de adherencia superan a las de cohesión.

El agua, en general, presenta con los distintos sólidos, ángulos de contacto muy pequeños ($\sim 3^\circ$), por lo que invariablemente moja las paredes, es decir se adhiere a ellas.

En la *Fig. 13.c*, cuando $|A| < |C| \cdot \cos 45^\circ$, de la composición vectorial surge R , el ángulo de contacto θ supera los 90° .

En este caso el líquido no moja las paredes, como por ejemplo el mercurio en contacto con el vidrio.

Finalmente en la *Fig. 13.b*, con $|A| = |C| \cdot \cos 45^\circ$, la resultante R , está contenida en la dirección vertical de la pared, el líquido hipotético presenta una superficie libre horizontal, sin perturbación alguna ocasionada por $|A|$ y $|C|$.

Nótese que en los casos reales de los líquidos que mojan y no mojan, se forman meniscos en los encuentros de la superficie libre con las paredes del recipiente.

Además si la distancia entre paredes verticales es muy pequeña, las fuerzas de gravedad pueden llegar a ser despreciables frente a $|A|$ y $|C|$, adoptando la superficie libre una forma curva con concavidad en uno ú otro sentido.

1.15.2 Sobrepresión del lado de la concavidad.

A continuación se demuestra que del lado de la concavidad, por efecto de la resultante de las fuerzas de cohesión, existe una sobre presión, cuya magnitud se evalúa a continuación.

Para ello, en la *Fig. 14*, se representa un cierto elemento de superficie inicial, delimitada por dos curvas, de longitudes Δl_{i1} (con radio de curvatura r_1) y Δl_{i2} (radio de curvatura r_2).

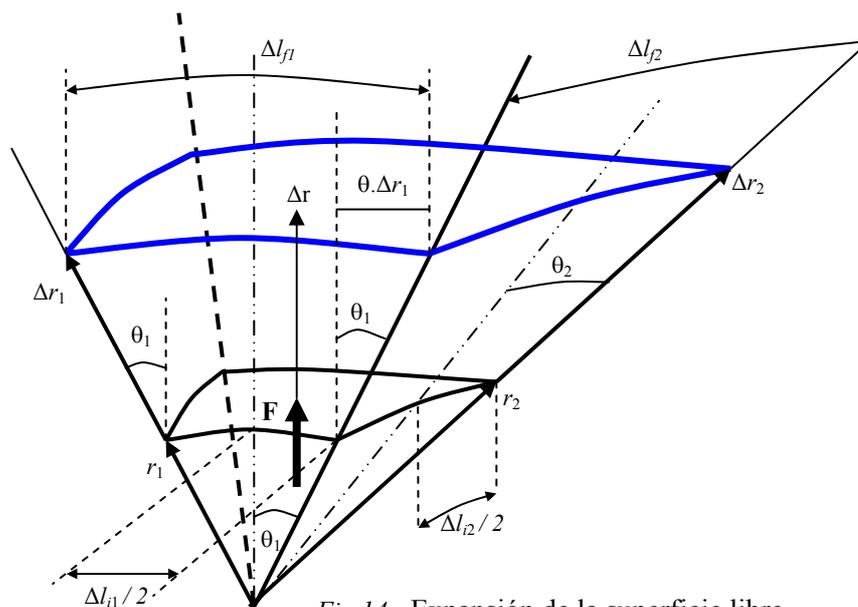


Fig 14 - Expansión de la superficie libre.

Si se incrementan las dimensiones de los radios en Δr_1 y en Δr_2 , respectivamente, se habrá realizado un trabajo contra las fuerzas de cohesión para posibilitar una nueva superficie de lados Δl_{f1} (de radio $r_1 + \Delta r_1$) y Δl_{f2} (de radio $r_2 + \Delta r_2$).

La resultante contraria a las fuerzas de cohesión, será **F**, la cual debe cumplir con:

$$\mathbf{F} = \Delta p \cdot \Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2}$$

El trabajo que realiza **F** al recorrer un camino Δr , es:

$$\mathbf{F} \cdot \Delta r = \Delta p \cdot \Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2} \cdot \Delta r$$

Igualando el trabajo de **F**, con la energía absorbida para pasar de una superficie inicial a otra final, se tiene:

$$\Delta p \cdot \Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2} \cdot \Delta r = \sigma (\Delta l_{f1} \cdot \Delta l_{f2} - \Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2}) \quad (24)$$

De la figura surge:

$$\Delta l_{f1} = \Delta l_{i1} + 2\theta_1 \cdot \Delta r_1$$

Pero:

$$\theta_1 = \frac{\Delta l_{i1}}{2 \cdot r_1} \rightarrow \Delta l_{f1} = \Delta l_{i1} + \frac{\Delta l_{i1}}{r_1} \cdot \Delta r_1$$

En forma análoga:

$$\Delta l_{f2} = \Delta l_{i2} + \frac{\Delta l_{i2}}{r_2} \cdot \Delta r_2$$

Entonces:

$$\Delta l_{f1} \cdot \Delta l_{f2} = \left(\Delta l_{i1} + \frac{\Delta l_{i1}}{r_1} \cdot \Delta r_1 \right) \cdot \left(\Delta l_{i2} + \frac{\Delta l_{i2}}{r_2} \cdot \Delta r_2 \right)$$

Trabajando algebraicamente esta expresión y considerando despreciables los productos $\Delta r_1 \cdot \Delta r_2$ y reemplazando en la (24), se obtiene:

$$\Delta p \cdot \Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2} \cdot \Delta r = \sigma \left(\Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2} \cdot \frac{\Delta r_2}{r_2} + \Delta l_{i1} \cdot \Delta l_{i2} \cdot \frac{\Delta r_1}{r_1} \right)$$

Aceptando que $\Delta r \equiv \Delta r_1 \equiv \Delta r_2$ y que además sus dimensiones son muy pequeñas, se obtiene la ecuación de Laplace:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (25)$$

Para un casquete esférico, donde:

$$r = r_1 = r_2 \rightarrow \Delta p = 2 \sigma \frac{1}{r} \quad (26)$$

Donde Δp , es la sobrepresión que existe del lado de la concavidad, en función de la energía superficial σ y de los radios de curvatura.

1.15.3. Variación con la temperatura.

La energía superficial varía notablemente con la temperatura, la mayor parte de los líquidos (respecto del aire) decrece casi linealmente con la temperatura.

1.15.4. Gotas y burbujas.

Cuando una masa líquida es muy pequeña, la energía potencial debida a su peso es despreciable con respecto a la energía superficial por cuanto su relación superficie/volumen, aumenta cuando las dimensiones disminuyen.

Esto explica que las finas gotas de agua en suspensión en la atmósfera (bruma, niebla, etc.) sean esféricas; como en este caso la energía total es prácticamente superficial, la forma que da una energía potencial mínima corresponde a la forma del área mínima.

$$\Omega / \tau = \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3} = 3 / r$$

La energía superficial tiende a hacer que la presión del líquido dentro de la gota sea mayor que la del aire que la rodea.

Según lo demostrado:

$$\Delta p = p_i - p_e = 2 \sigma \cdot \frac{1}{r}$$

Siendo r el radio de la gota.

En diversas aplicaciones de la hidráulica, muchas veces y para evitar fenómenos erosivos, se transforma energía potencial en energía superficial, siendo un ejemplo de ello el riego por aspersión.

La pompa de jabón, que se obtiene soplando desde la extremidad de un tubo, es de forma esférica y está constituida con láminas líquidas por una doble membrana. Dado que esta doble membrana está tensa, la presión interior es mayor que la exterior.

La fuerza debida a la presión ejercida es:

$$(p_i - p_e) \cdot \pi \cdot r^2$$

Donde r es el radio de la pompa.

Si se cortase la pompa siguiendo un meridiano, a los efectos de mantener los dos hemisferios en contacto, haría falta ejercer, por cada lado de corte, una fuerza $(\sigma \cdot 2 \pi \cdot r) \cdot 2$, precisamente igual a la fuerza debida a la presión precedente.

Así:

$$(p_i - p_e) \cdot \pi \cdot r^2 = 4 \pi \cdot \sigma \cdot r \rightarrow$$

$$(p_i - p_e) = 4 \frac{\sigma}{r} \quad (28)$$

1.16. CAPILARIDAD.

Toda vez que la superficie de separación de un líquido con otro fluido es intersectada por una superficie sólida, la línea de unión de ambas determina la formación de un ángulo de contacto definido.

Como consecuencia de ello, si un líquido es confinado por un borde sólido de dimensiones suficientemente reducidas, la superficie del líquido tendrá una cierta curvatura, que de acuerdo a la ecuación de Laplace implicará la existencia de una mayor presión en su lado cóncavo.

Estos son, en definitiva, los elementos básicos que permiten explicar el fenómeno de ascensión capilar de los líquidos.

Si un tubo cilíndrico de diámetro muy pequeño se sumerge parcialmente en un líquido que lo "moja", se produce en su interior una intercara curva denominada menisco, que tiende a la forma semiesférica, y que asciende hasta una cierta altura Δh (Fig 15).

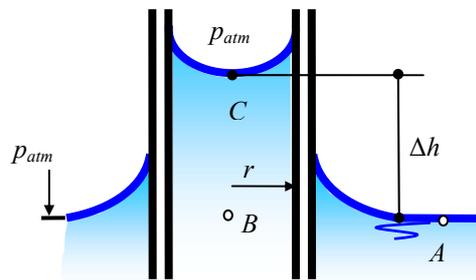


Fig. 15 - Ascensión capilar.

Para calcular el valor de la sobre-elevación del líquido, se procede calculando la presión reinante en dos puntos ubicados en una superficie isobárica. En este caso, los puntos A y B, son isobáricos, porque se hallan en una superficie horizontal, en un fluido en reposo perteneciente al campo gravitacional terrestre.

Para esos puntos se tiene:

$$p_A = p_B$$

$$p_{atm} = p_C + \gamma \cdot \Delta h$$

Como el punto C está ubicado en el lado convexo del menisco, su presión estará disminuida, respecto a la cara cóncava en:

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{r_c}$$

En el lado cóncavo la presión es p_{atm} .

Entonces:

$$p_B = p_{atm} - \frac{2\sigma}{r_c} + \gamma \cdot \Delta h \quad \rightarrow$$

$$\Delta h = \frac{2\sigma}{r_c \cdot \gamma} = \frac{2\sigma}{r_c \cdot \rho \cdot g} \tag{29}$$

Esta expresión se limita al caso de líquidos que mojan por completo al contorno y debe ser modificada para ángulos de contacto mayores que cero. En esta circunstancia, resulta

conveniente establecer una relación geométrica entre el ángulo de contacto y el radio de la intercara. Ver Fig. 16.

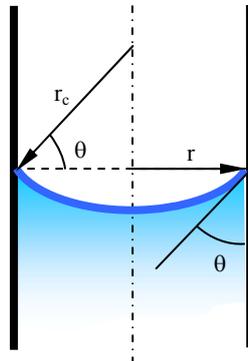


Fig. 16

De la cual surge que:

$$\cos \theta = \frac{r}{r_c}$$

Donde:

$$r_c = r_1 = r_2 : \text{radio de curvatura del menisco.}$$

A partir de la ecuación de Laplace:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

Para este caso:

$$\Delta p = 2\sigma \frac{1}{r_c}$$

O bien:

$$\Delta h = 2\sigma \frac{\cos \theta}{\gamma \cdot r} \quad (30)$$

Las consideraciones hasta aquí realizadas para tubos cilíndricos con meniscos en forma esférica son también válidas para los fenómenos de ascensión capilar entre dos placas planas paralelas que estén lo suficientemente próximas. Su menisco será una superficie cilíndrica ya que:

$$r_1 = r_c = r \quad \text{y} \quad r_2 \rightarrow \infty$$

Resulta entonces:

$$\Delta h = \sigma \frac{\cos \theta}{\gamma \cdot r} \quad (31)$$

Es conveniente destacar que las expresiones (29) y (30) han sido deducidas considerando que el radio del tubo es infinitamente pequeño, pues en esas circunstancias el menisco será esférico.

Aunque el error cometido es despreciable, para radios finitos, lo suficientemente pequeños, al aumentar estos, se producirá una forma superficial diferente a la considerada, aumentando

sensiblemente el radio de curvatura en el centro del tubo con respecto a la periferia. Este fenómeno se produce por la acción de la gravedad sobre una superficie líquida cualquiera, que tiende a nivelarla.

Las mismas consideraciones hechas para (29) y (30), son válidas para la (31), cuando la separación entre placas aumenta considerablemente.

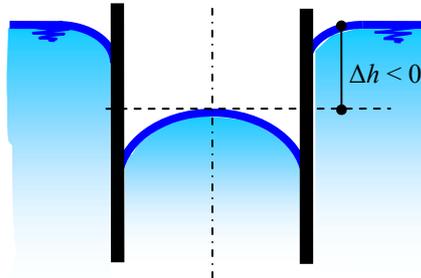


Fig. 17

En el caso en que la fase líquida “no moja” a la sólida (Fig. 17), resulta $\theta > \pi$ y como consecuencia $\cos \theta < 0$.

El valor de Δh dado por (30) es negativo, lo que concuerda con experiencias realizadas en tubos capilares con fluidos “no mojantes”, en la que se advierte un descenso del nivel del líquido dentro del capilar.

A este fenómeno se lo denomina depresión capilar y sobre él valen las mismas consideraciones realizadas para el caso de ascensión capilar.

1.17. ABSORCIÓN DE GASES EN LIQUIDOS.

Los líquidos poseen la propiedad de absorber los gases con los que puede encontrarse en contacto y tener mayor “preferencia” de uno sobre otro, como por ejemplo el agua en contacto con el aire, disuelve mayor cantidad de oxígeno que de nitrógeno.

El coeficiente de solubilidad de un gas es el volumen de dicho gas, medido a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 760 mm de Hg de presión, disuelto en la unidad de volumen de agua.

El aire se comporta como una mezcla de gas, cada uno disuelto proporcionalmente a su presión parcial. A $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ y presión atmosférica normal, 1 litro de agua tiene disuelto $10,19\text{ cm}^3$ de oxígeno, $18,99\text{ cm}^3$ de nitrógeno y el resto por anhídrido carbónico, gases raros, etc.

Las aguas naturales siempre contienen una cierta cantidad de aire disuelto, que a temperatura normal, es del orden del 2% en volumen, dando lugar a un medio en el cual puede existir vida.

a) Influencia de la temperatura.

La solubilidad decrece rápidamente con el aumento de temperatura y se anula en el punto de ebullición. Por excepción el helio y el neón son más solubles en caliente que en frío.

El agua posee a $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ la mitad de aire disuelto en su interior que a $10\text{ }^{\circ}\text{C}$.

b) Influencia de la presión.

La cantidad de gas absorbida por un líquido es proporcional a la presión del gas, o dicho de otro modo la solubilidad de un gas es proporcional a su presión. La ley de Henry permite cuantificar lo anteriormente expresado:

$$\frac{M}{\tau} = k \cdot p \quad (32)$$

Donde M es la masa de gas disuelto en un volumen τ , k es una constante y p , la presión de equilibrio. Esta ley es válida sólo para gases débiles.

1.18. TENSIÓN DE VAPOR EN LOS LÍQUIDOS.

En la superficie de los líquidos existe un movimiento constante de moléculas hacia el exterior de la misma, a pesar de la energía superficial, lo que da lugar al proceso de vaporización.

Si el líquido está confinado, este proceso continuaría indefinidamente, hasta “consumirse” totalmente el líquido.

Como se ha supuesto un recinto hermético, la evaporación continuará hasta la saturación del mismo, y sólo será posible el intercambio de partículas.

Por lo tanto en el estado de saturación, la presión del vapor sobre la masa líquida es igual a la tensión de vapor en la superficie del mismo líquido, dando lugar a un estado de equilibrio.

Cualquier espacio cerrado puede saturarse si existe suficiente cantidad de líquido.

Se llama tensión de vapor, a la presión a la cual, a una temperatura dada, el líquido pasa al estado de vapor.

La tensión de vapor de los líquidos aumenta sustancialmente con la temperatura. Si la presión se mantiene constante al elevar la temperatura, se eleva la presión de vapor p_v , hasta equilibrar la presión externa. En ese punto el líquido se puede evaporar libremente y se llama punto de ebullición del líquido, es decir “la temperatura para la cual la tensión de vapor del líquido está en equilibrio con la presión externa”.

Recíprocamente, el líquido entra en ebullición a temperatura ambiente cuando la presión exterior desciende tanto, que iguala a la tensión de vapor.

1.19. CAVITACIÓN.

Cuando un líquido escurre en una región donde la presión es menor que la tensión de vapor de aquel, a la temperatura del proceso, se forman burbujas de vapor en su seno. Las burbujas de vapor son arrastradas por el líquido en movimiento hacia una zona donde la presión es más elevada, allí se condensan por un proceso mecánico-químico, dando origen a una implosión de las mismas. La formación de esas cavidades en el líquido se ha denominado cavitación.

Si las cavidades se forman en contacto con paredes sólidas, o en sus cercanías, las fuerzas generadas por estas implosiones crean presiones localizadas elevadísimas que provocan la destrucción de la superficie sólida. Este fenómeno está acompañado por sonidos y vibraciones.

En la zona en que la presión absoluta del líquido se reduce a valores pequeños, alrededor de la tensión de vapor a la temperatura correspondiente, el desprendimiento de gases ocurre en forma tumultuosa y acompañado de burbujas de vapor, determinando una región de rotura bien definida entre el medio líquido (casi incompresible) y el fluido compresible.

El ataque al material es de menor importancia en la zona de cavitación que en la región donde ocurre la condensación del vapor, y justamente en los lugares donde aumenta la presión rápidamente es donde deben esperarse mayores deterioros de las piezas y su posterior rotura.

La prevención de la cavitación y sus efectos exige la elevación de la presión absoluta y la correspondiente disminución de la velocidad del movimiento del líquido; cuando por las

características del problema, en especial en maquinarias hidráulicas (rotores y hélices de turbinas y bombas, hélices de propulsión, etc.), no sea posible modificar las condiciones señaladas, los efectos de la cavitación se pueden disminuir mediante el estudio del apropiado diseño de las zonas atacables.

1.20. AYUDA - PROBLEMAS INTERACTIVOS.

[Ayuda – problema N° 1- a.](#)

Sistemas de unidades.

[Ayuda – problema N° 1- b.](#)

Compresibilidad de líquidos.