

ANALISIS DE LA BARRERA NEUMATICA

MARCO FALCON ASCANIO, Ph.D.

Profesor Titular

Instituto de Mecánica de Fluidos

Facultad de Ingeniería

Universidad Central de Venezuela

Noviembre, 1992

RESUMEN

Considérese el flujo bidimensional en un cuerpo de agua de profundidad finita, inducido en el plano transversal a una tubería perforada yacente sobre un fondo rígido, a través de cuyos orificios milimétricos se descarga un caudal unitario constante de aire. La pluma boyante y ascendente así generada, en aguas previamente tranquilas, a su vez da origen a dos flujos bidimensionales y simétricos a ambos lados de ella: en un estrato superior que incluye la superficie libre el flujo se aleja de la tubería con una velocidad máxima, V_m , que ocurre al nivel de la superficie libre; en el estrato subyacente ocurre un flujo de retorno, de signo contrario, para satisfacer el principio de la conservación de la materia. Debido a la fricción que ocurre entre ambos estratos y a un gradiente de presión adverso, la magnitud de la velocidad superficial, V_m , va disminuyendo a medida que el flujo inducido se aleja de la tubería surtidora de aire. Si algún hidrocarburo flotante se viene aproximando hacia la zona en que se encuentra la tubería arriba mencionada, el fluido derramado debe detenerse por la acción del flujo contrario con velocidad local V_m . Es a este efecto de detención al que se denomina **barrera neumática**.

El objeto del presente trabajo es explicar hidrodinámicamente el fenómeno arriba mencionado, hasta ahora conocido empíricamente, mediante la aplicación de los principios de la conservación de la materia, de la cantidad de movimiento, y de un modelo sencillo de flujo turbulento. Adicionalmente se tratará el caso en el cual existe una corriente de aproximación del flujo hacia la barrera neumática. Los resultados teóricos se calibran con los experimentos de Bulson (1968) y algunas tendencias se verifican con las observaciones de Jones (1972).

Palabras Claves:

BARRERA NEUMÁTICA
DERRAMES DE PETRÓLEO
CONTAMINACIÓN

INTRODUCCION

La idea de la barrera neumática surge durante la segunda guerra mundial para hacer romper trenes de olas altas, al dirigir el flujo inducido hacia ellas, ya que al enfrentar la corriente las olas se acortaban y encrespaban, produciéndose su ruptura. El tren de olas restante no ofrecía mayor dificultad para que los lanchones de recalado de costas pudieran cumplir su cometido transportando tropas hasta la playa. La iniciativa se debió al célebre investigador hidráulico C.M. White y la barrera se "colgaba" desde dos embarcaciones equidistantes de la costa. Posteriormente el también célebre Sir. Geoffrey Taylor (1955) hizo consideraciones analítico-mecánicas que aún hoy en día justifican la fórmula utilizada para calcular la velocidad máxima e inicial de la corriente barrera generada.

Bulson (1968) llevó a cabo algunos experimentos en profundidades del orden de 10 metros con los cuales se calibra la teoría de aplicarse subsecuentemente en el caso de aguas tranquilas. Jones (1972) hizo experimentos para evaluar el comportamiento de la barrera bajo el efecto de una corriente de aproximación. Describió los mecanismos desestabilizadores del frente agua-aceite el cual es captado por los vórtices, y sumergido y transportado por las corrientes de retorno subyacentes, propias de toda barrera neumática, de modo que dicho aceite aflora luego aguas abajo de la barrera. Sugirió la idea de orientar la barrera en ángulo respecto a la dirección de avance del derrame contaminante, con lo cual se reduce el paso del aceite a través de la barrera y se lo transfiere a las zonas en calma de donde puede ser recogido eficazmente. Lau y Engel (1980). Derivaron una expresión empírica para la pérdida de aceite a través de las barreras neumáticas y referida a la condición de retención límite que ocurre para diversos tipos

de aceite.

El presente trabajo se propone analizar el fenómeno puramente hidráulico de la barrera, ocurrente en las zonas adyacentes de la cortina ascendente originada por la emisión de aire por los orificios alineados de una tubería subyacente. Se obtienen expresiones para la distribución vertical de la velocidad generada por la barrera y para su variación espacial al alejarse de la tubería, para la pendiente transversa de la superficie libre y la sobre-elevación inducida. Luego de calibrar este modelo para aguas tranquilas con datos de Bulson, se extiende el análisis al caso de barrera en presencia de corriente de aproximación. Se presenta un ejemplo de cálculo.

TEORIA

De acuerdo al esquema en la figura 1, la ecuación dinámica transversa en el estrato de flujo de retorno, ubicado en $0 < \eta < 1 - \frac{d}{D}$, es

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial \tau}{\partial z}$$

Si se considera flujo hidrostático y se utiliza la coordenada η , la ecuación arriba mencionada es.

$$\gamma H' = \frac{\partial \tau}{\partial \eta} \frac{1}{D}, \quad (1)$$

Al integrar verticalmente se tiene

$$\tau = \gamma H' D \eta + C_1. \quad (2)$$

Para poder deducir la distribución de velocidad correspondiente se utilizará el modelo de Boussinesq que relaciona el gradiente de velocidad con el esfuerzo cortante. Para este caso sencillo el modelo turbulento se expresa como

$$\tau = \rho \epsilon \frac{\partial v}{\partial z} = \rho \epsilon \frac{\partial v}{\partial \eta} \frac{1}{D}. \quad (3)$$

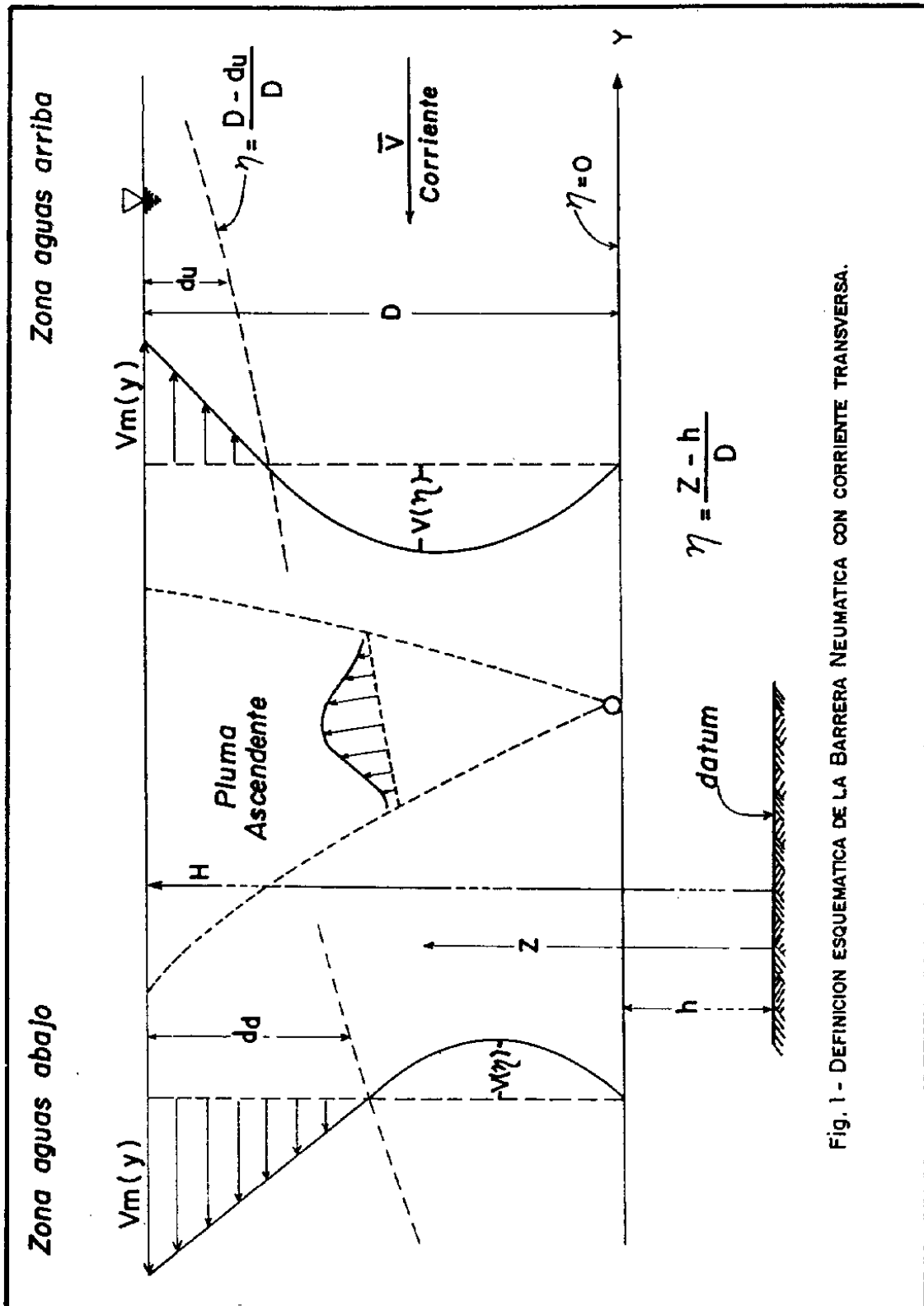


Fig. 1 - DEFINICION ESQUEMATICA DE LA BARRERA NEUMATICA CON CORRIENTE TRANSVERSA.

Suponiendo que ε es constante sobre la vertical (puede variar en la dirección y), introduciendo (3) en (2), despejando $\frac{\partial v}{\partial \eta}$ e integrado respecto a η , resulta

$$v(\eta) = \frac{gH'D^2}{\varepsilon} \frac{\eta^2}{2} + \frac{C_1 D}{\rho\varepsilon} \eta + C_2$$

Las condiciones de contorno son $v(\eta = 0) = 0$ y $v(\eta = 1 - d/D) = 0$, de donde resulta

$$C_1 = - \frac{\gamma H'D}{2} \left(1 - \frac{d}{D}\right), \quad (4)$$

y

$$C_2 = 0$$

Al reinsertar los valores de las constantes en la expresión para la velocidad resulta

$$v(\eta) = \frac{gH'D^2}{2\varepsilon} \left[\eta - \left(1 - \frac{d}{D}\right) \right] \eta, \quad (5)$$

válida en el estrato inferior limitado en $0 < \eta < 1 - d/D$. El esfuerzo cortante actuante sobre el borde superior de dicho estrato es

$$\tau(\eta = 1 - d/D) = \frac{\gamma H'D}{2} \left(1 - \frac{d}{D}\right). \quad (6)$$

En el estrato superior, limitado por $(1 - d/D) < \eta < 1$, se observa experimentalmente (Bulson, 1968; Lo, 1991) que la distribución de velocidad es lineal respecto a la vertical. Por lo tanto esta se puede expresar como

$$v(\eta) = \frac{VmD}{d} \left[\eta - \left(1 - \frac{d}{D}\right) \right]. \quad (7)$$

Suponiendo válido el modelo turbulento de Boussinesq en el borde inferior del estrato superior de flujo se puede calcular el esfuerzo cortante en dicho borde como

$$\tau_{tv} = \rho\varepsilon\alpha \frac{Vm}{d} = \frac{\gamma H'D}{2} \left(1 - \frac{d}{D}\right), \quad (8)$$

donde la segunda igualdad viene de (6). El coeficiente α es un factor de ajuste para corregir la no linealidad que pueda tener $v(\eta)$, dada por (7), en el borde de contacto de ambos estratos. Despejando la pendiente de la superficie libre resulta

$$H' = \frac{2\varepsilon V_m \alpha}{gdD \left(1 - \frac{d}{D}\right)} \quad (9)$$

Si se aproxima un flujo unitario, $q = -\bar{V}D$, en el plano transverso a la tubería, como se indica en la figura 1, debe cumplirse para cualquier valor de la coordenada y que

$$\int_b^H v dz = q = -\bar{V}D, \quad (10)$$

donde \bar{V} es el valor absoluto de la velocidad media de la corriente de aproximación hacia la tubería. Introduciendo (5) y (7) en (10), efectuando las integraciones resultantes entre los límites correspondientes a cada estrato de flujo, y luego de algunas simplificaciones algebraicas, resulta

$$\frac{d}{D} = \frac{-\left(\frac{\alpha}{3} + \frac{\bar{V}}{V_m}\right) + \sqrt{\frac{\alpha}{3} \left(1 + 2\frac{\bar{V}}{V_m}\right) + \left(\frac{\bar{V}}{V_m}\right)^2}}{\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)}, \quad (11)$$

expresión que da el valor del espesor del estrato superior en función del coeficiente α y de la relación \bar{V}/V_m . A objeto de ajustar el coeficiente α , éste se puede despejar de (10) resultando

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{d}{D}\right)^2 + \frac{\bar{V}}{V_m} \frac{d}{D}}{\frac{1}{6} \left(\frac{d}{D}\right)^2 - \frac{1}{3} \frac{d}{D} + \frac{1}{6}}, \quad (12)$$

De acuerdo a los experimentos de Bulson (trabajó con profundidades desde 2.59 m. hasta 10.36 m.) el valor de d/D en ausencia de corrientes transversa ($\bar{V}=0$) es 0.28. El valor correspondiente de α es 0.454. Este valor se supondrá válido para casos en que \bar{V} sea diferente de cero. En la figura 2 se muestra gráficamente la relación dada por (11) con $\alpha = 0.454$. Según Bulson, cuando hay corrientes transversa, hacia aguas arriba la magnitud de V_m va disminuyendo, así como también la magnitud del espesor del estrato superior. Esto es corroborado en la figura 2 sobre el eje positi-

vo de \bar{V}/V_m . Sobre la figura 2 se han inscrito los resultados experimentales de Lo(1991). Sus experimentos se hicieron un canal muy estrecho por lo que la resistencia de las paredes, no considerada en el desarrollo teórico presente, puede ser significativa. Lo que ocurre aguas abajo de la barrera neumática se comentará subsecuentemente. Si se introduce (9) en (5) se completa la descripción matemática de $v(\eta)/V_m$ en $0 < \eta < 1$. Este resultado se señala en la figura 3 para $\alpha = 0.454$ y $\bar{V}=0$.

Para determinar analíticamente la variación espacial de V_m , bien sea hacia aguas arriba o hacia aguas abajo, se aplicará la forma integral de la ecuación de cantidad de movimiento en la dirección de la coordenada y . De acuerdo al esquema de la figura 4 la fuerza neta sobre el volumen de control indicado, debido a las presiones hidrostáticas (sobre las caras verticales del volumen de control) actuantes en la dirección y , es

$$- \gamma dH' \Delta y.$$

Al sumarle a esta fuerza la fuerza de corte correspondiente que actúa sobre la base del volumen de control, y luego de alguna simplificación, resulta una fuerza neta

$$- \gamma H' \left(\frac{D + d}{2} \right) \Delta y. \quad (13)$$

El eflujo neto de momentum que sale del elemento de control indicado en la figura 4 es

$$\frac{d}{dy} \left(\rho \int_{b + (D - d)}^{b + D} v^2 dz \right) \Delta y.$$

Al introducir (7) en el integral arriba indicado y efectuar la integración resultante el eflujo neto de cantidad de movimiento queda como

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{\rho V_m^2}{3} d \right) \Delta y. \quad (14)$$

Al imponer el principio de la cantidad de movimiento, que expresa que la suma de fuerzas que actúan sobre el sistema incluido en el volumen de control, dada por (13), es igual al eflujo neto de cantidad de movimiento del sistema desde el elemento de control antes mencionado, dado por (14), resulta, utilizando (8),

FIGURA 2.

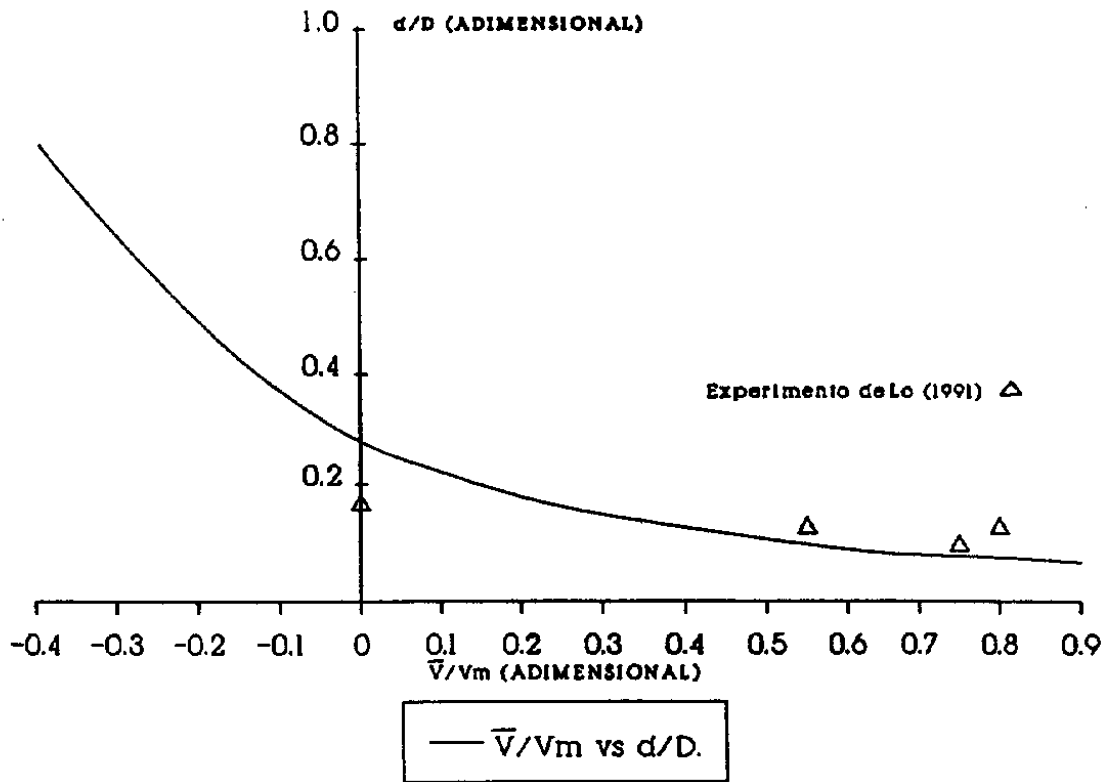
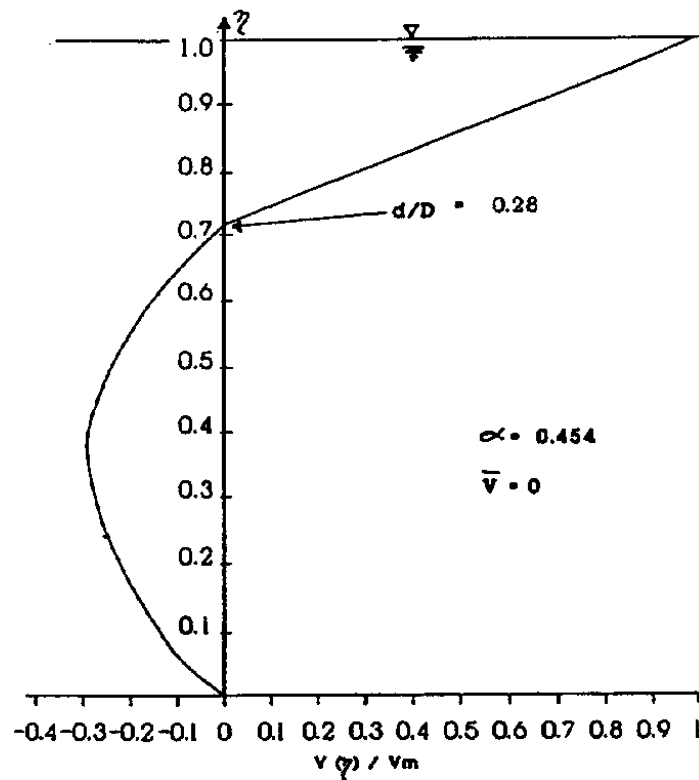


FIGURA 3
 VARIACION DE LA VELOCIDAD INDUCIDA
 EN AGUAS TRANQUILAS ($\bar{V}=0$)

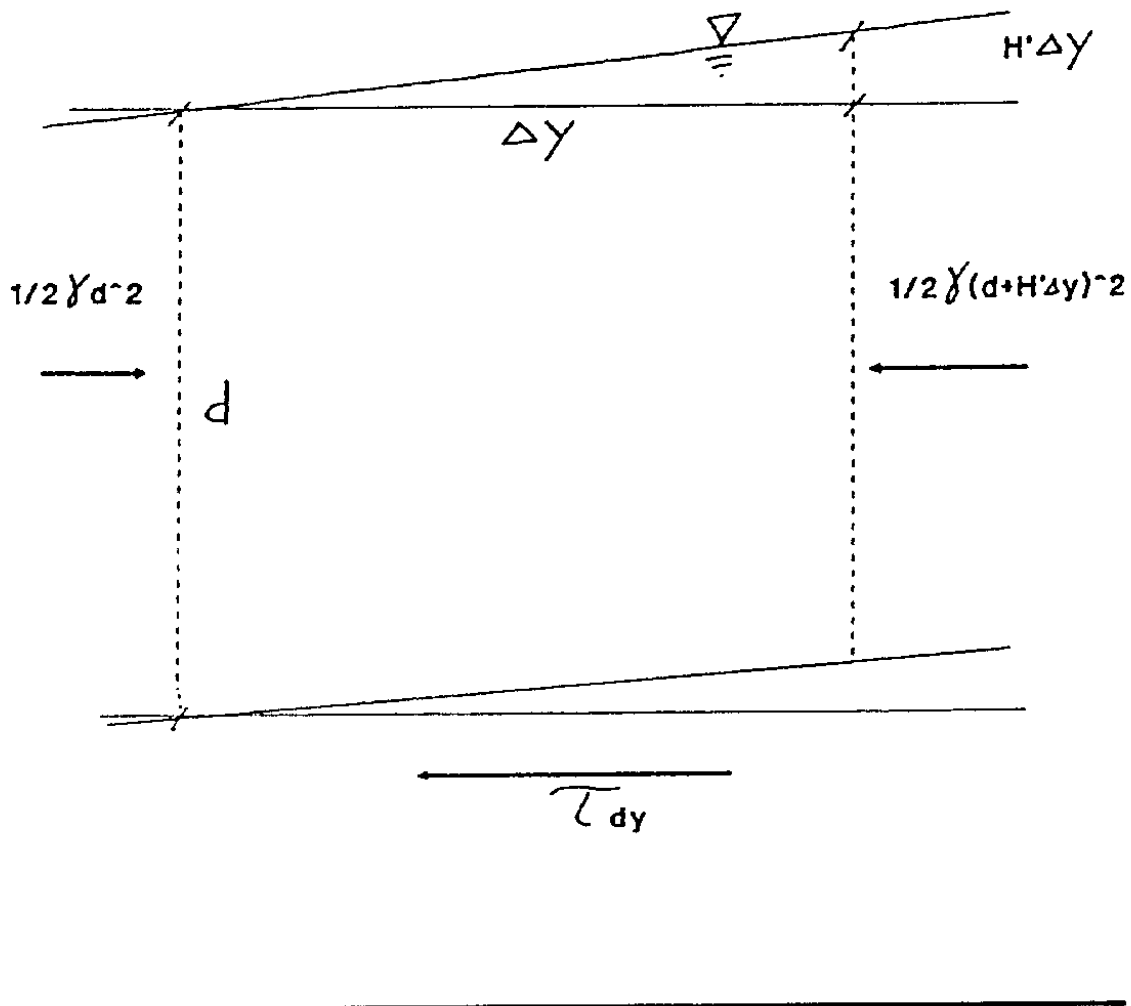


$$\frac{d}{dy} (V_m^2 d) = -\frac{3V_m \alpha \epsilon}{D} \frac{\left(1 + \frac{d}{D}\right)}{\frac{d}{D} \left(1 - \frac{d}{D}\right)}, \quad (15)$$

la cual gobierna la variación longitudinal de $V_m(y)$. Es importante destacar la diferencia de esta ecuación con el caso típico de chorros en fluidos infinitamente extensos, sin superficie libre, para los cuales no se considera un gradiente de presión adverso ni fricción en sus bordes.

FIGURA 4

Volumen de control para el Análisis Integral del Flujo en el Estrato Superior



SOLUCION DE DIVERSOS CASOS

I) Caso de Aguas Tranquilas y Profundidad Constante ($\bar{V} = 0$; $D = \text{constante}$).

En este caso se cumple que $d/D = 0.028$ y $\alpha = 0.454$. Se postulará que el coeficiente de viscosidad del remolino, ϵ , se puede expresar como

$$\epsilon = \beta V_m D. \quad (16)$$

Es importante comentar que aunque en el estrato inferior, ubicado en $0 < \eta < 1 - d/D$, un coeficiente de viscosidad de remolino, ϵ , constante sobre la vertical, conduce a una distribución de velocidad razonable, en el estrato superior el coeficiente no se puede considerar constante. Debido al gradiente de velocidad constante en dicho estrato, un coeficiente ϵ constante conduciría a un esfuerzo cortante finito al nivel de la superficie libre, lo cual sería incorrecto. Kurihara (1965) presenta una estimación del coeficiente de viscosidad de remolino, en el estrato superior, en base a mediciones de campo. En la formulación presente, debido a que se supone valedera la distribución de velocidad lineal en el estrato superior, no se requiere utilizar el coeficiente antes mencionado en dicho estrato. También vale notar que aunque en el estrato inferior el coeficiente ϵ se toma como constante, las integraciones verticales llevadas a cabo no requieren que sea constante longitudinalmente, es decir, en la dirección y . Obsérvese que en (16) el coeficiente varía con y porque $V_m = V_m(y)$.

Introduciendo (16) en (15) y sustituyendo los valores constantes de d/D y α resulta

$$\frac{dV_m^2}{dy} = -30.88 \frac{\beta V_m^2}{D}, \quad (17)$$

la cual gobierna la variación en y de V_m . Integrando e imponiendo la condición $V_m(y = 0.471D) = V_{max}$, donde esta última se calcula con la fórmula de Bulson (1968) con una modificación para el caso con corriente que se presentará subsecuentemente, resulta

$$\frac{V_m(y)}{V_{max}} = e^{-15.44\beta(y/D - 0.471)} \quad (18)$$

El valor $y/D = 0.471$ donde ocurre V_{max} fue obtenido de Bulson. Sustituyendo (18) en (9) y reagrupando resulta

$$H' = 4.50\beta \frac{V_{max}^2}{gD} e^{-15.44\beta(y/D)^{-0.471}} \quad (19)$$

Estas soluciones han sido derivadas para $y > 0$; para $y < 0$ las soluciones son simétricas al caso $y > 0$ respecto al eje vertical que pasa por la tubería surtidora de aire.

El valor de β se determinó por mínimos cuadrados ajustando (18) con datos de Bulson (1968). El valor óptimo obtenido fue

$$\beta = 0.0209$$

En la Tabla I se presenta una comparación entre los valores de V_m/V_{max} experimentales y ajustados.

Si la tubería estuviese alineada con la dirección de un flujo uniforme principal, la solución aquí propuesta sería válida si la tubería es larga en comparación a la profundidad del flujo. Sin embargo, es posible que el coeficiente de viscosidad de remolino, propio del flujo uniforme, sea mayor que el del caso correspondiente a aguas tranquilas, y en este caso debería utilizarse el valor de ϵ del flujo correspondiente. El esfuerzo cortante longitudinal de un flujo uniforme se puede expresar como

$$\tau = \tau_o (1 - \eta)$$

y la distribución de velocidad se puede representar por la ley de la potencia como

$$v(\eta) = \bar{U} \frac{n+1}{n} \eta^{1/n},$$

donde $1/n = \sqrt{f}$, siendo f el factor de fricción de Darcy-Weisbach del flujo. Insertando estas expresiones en (3), despejando ϵ , calculando su valor medio verticalmente integrado, y finalmente expresando el resultado como

$$\epsilon = \beta \bar{U} D$$

resulta

$$\beta(\eta) = \frac{n^2}{8(2n-1)(3n-1)(n+1)}$$

para el caso de flujo uniforme. Por ejemplo, para $n = 5$ corresponde $\beta(n =$

5) = 0.00413; y para $n = 7$ (valor típico) $\beta = 0.00294$. A pesar de que estos coeficientes son menores que el obtenido para la barrera neumática en aguas tranquilas, es muy posible que al multiplicar por el producto $\bar{U}D$ el coeficiente de viscosidad de remolino para el flujo uniforme supere el que originaría la barrera neumática, por lo cual debería utilizarse este último. Si la tubería surtidora está colocada a un ángulo respecto a la dirección del flujo principal, el coeficiente ϵ se calcularía similarmente a como arriba indicado, pero, existiría una componente de flujo perpendicular a la tubería, lo cual constituye un caso que se considerará aparte subsecuentemente.

TABLA I

Comparación de Valores Experimentales y Ajustados de $V_m(y)/V_{max}$ luego de ajustar $\beta = 0.0209$ por Mínimos Cuadrados

Y/D	$(V_m/V_{max})_{EXP.}$	$(V_m/V_{max})_{TEO.}$
0,471	1,000	1,000
2,000	0,667	0,611
4,000	0,356	0,320
6,000	0,178	0,168
8,000	0,078	0,088

Volviendo al caso anterior e integrando la expresión obtenida para H' respecto a y se obtiene la sobre-elevación relativa a H_0 (donde ocurre V_{max} en $y/D = 0.471$). Denominando

$$\Delta H(y) = H(y) - H_0 = \int_{H_0}^{H(y)} H' dy$$

resulta

$$\frac{\Delta H(y)}{D} = 0.291 \frac{V_{max}^2}{gD}, \left[1 - e^{-15.44\beta (y/D - 0.471)} \right] \quad (20)$$

A manera de ejemplo si se tiene una profundidad $D = 10$ m. y una magnitud de $V_{max} = 1$ m/seg., a 30 m. de la tubería ($y/D = 3$) se tendría una sobre-elevación de 1.66 cm. e infinitamente lejos del origen se tendría una máxima sobre-elevación de 3 cm.

II) Caso de Aguas Tranquilas y Profundidad Variable

($\bar{V} = 0$; $D = D(y)$).

Al imponer de nuevo en (15) las condiciones $d/D = 0.28$ y $\alpha = 0.454$ resulta

$$\frac{d(V_m^2 D)}{dy} = -30.88 \frac{\epsilon V_m}{D}$$

Sustituyendo $\epsilon = \beta |V_m| D$ en la ecuación anterior, efectuando la derivada indicada en el miembro izquierdo, simplificando e integrando desde $y = 0.471 D_0$ hasta y variable (en la dirección negativa del eje y se tiene que $|V_m|/V_m = -1$ y la integración se efectúa desde $y = -0.471 D_0$ hasta y variable negativa), donde D_0 es la profundidad local sobre la tubería, resulta.

$$\frac{V_m(y)}{V_{max}} = \sqrt{\frac{D_{max}}{D(y)}} e^{-15.44\beta \frac{|V_m|}{V_m} \int_{0.471 D_0}^y \frac{dy}{D}} \quad (21)$$

Supóngase el caso de una pendiente transversa (a la tubería) del lecho, m. en este caso $D(y) = D_0 - my$; $D_{max} = D_0 - m0.471 D_0$. Calculando el integral en el exponente de (21) resulta, para $y > 0$

$$\frac{V_m(y)}{V_{max}} = \left(\frac{1 - m \frac{y}{D_0}}{1 - m 0.471} \right)^{\frac{0.323}{m} - \frac{1}{2}} \quad (22a)$$

Similarmente para $y < 0$ se tiene que $D_{max} = D_0 + m0.471 D_0$ y con $V_m < 0$ resulta

$$\frac{V_m(y)}{V_{max}} = \left(\frac{1 - m \frac{y}{D_0}}{1 + m 0.471} \right)^{-\frac{0.323}{m} - \frac{1}{2}} \quad (22b)$$

En la Tabla II se presentaban las variaciones de $V_m(y)/V_{max}$ en función

TABLA II

Variación de $V_m(y)/V(\max)$ con Y/D y la pendiente transversa del lecho, m .

Y/D_e	$M = 0,10$	$M = 0,01$	$M = 0$
0,471	1,00	1,00	1,00
1,000	0,86	0,84	0,84
2,000	0,62	0,61	0,61
4,000	0,28	0,32	0,32
6,000	0,09	0,16	0,17
8,000	0,01	0,08	0,09
-0,471	1,00	1,00	1,00
-1,000	0,83	0,84	0,84
-2,000	0,60	0,61	0,61
-4,000	0,34	0,32	0,32
-6,000	0,21	0,17	0,17
-8,000	0,13	0,09	0,09

de la magnitud de la pendiente transversa m y de la coordenada adimensional y/D . Se observa que para una pendiente de $m = 10\%$ la corriente inducida hacia las mayores profundidades ($y < 0$) decae más rápidamente que la del otro lado de la tubería, para pequeños valores de y/D , debido a

un efecto de continuidad (a mayor profundidad menor velocidad): pero para mayores valores de $|y/D|$ domina el efecto de fricción el cual es más intenso del lado de menores profundidades y por lo tanto en esta zona V_m decae más rápidamente. Obsérvese que para una pendiente de 1% el efecto, para $|y/D| < 8$ es prácticamente igual que para el caso $m = 0$. Cualquier variación de $D(y)$ se puede introducir en (21) para calcular la variación correspondiente de V_m . Aquella, sin embargo, debe ser moderada para que no se produzcan aceleraciones convectivas significativas en el estrato inferior de flujo de retorno, ya que en el análisis éstas han sido despreciadas. Sustituyendo (22) en (9) se obtendría la expresión correspondiente a H' para este caso, e integrando de nuevo respecto a la coordenada y (analítica o numéricamente según la complejidad introducida por $D(y)$ en el integrando) se obtendría la sobre-elevación a cualquier distancia desde la tubería surtidora de aire.

III) Caso de Profundidad Variable con Corriente Transversa

Para resolver este caso se mantendrá el valor de $\alpha = 0.454$ y se supondrá conocida la variación de profundidad $D(y)$ para $-\infty < y < +\infty$. La estrategia consiste en introducir (11) en (15) para eliminar $V_m(y)$ y luego resolver la ecuación diferencial resultante numéricamente. Efectuando la derivada indicada en el miembro izquierdo de (15), simplificando por V_m e integrando desde $y = 0.471D_0$ (donde $V_m(y) = V_{max}$ y $d(y) = d_{max}$) hasta y arbitraria resulta

$$\frac{V_m(y)}{V_{max}} \sqrt{\frac{d}{d_{max}}} = e^{-\frac{3\alpha\beta}{2} \frac{|V_m|}{V_m} \int_{0.471D_0}^y \frac{1+d/D}{d(d/D)(1-d/D)} dy} \quad (23)$$

Despejando V_m de (11) ó (12) e insertándola en el miembro izquierdo de 23, sustituyendo \bar{V} por $-q/D$, escribiendo el resultado para y_{i+1} y y_i y dividiendo el resultado $i+1$ por el resultado i queda, luego de alguna simplificación

$$\begin{aligned} & \frac{\left(\frac{d}{D}\right)_{i+1}^{\frac{3}{2}}}{\left[-\frac{1}{6} + \frac{1}{3} \left(\frac{d}{D}\right)_{i+1}\right] \alpha + \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{6}\right) \left(\frac{d}{D}\right)_{i+1}^2} = \\ & \frac{e^{-\frac{3\alpha\beta}{2} \frac{|V_m|}{V_m} \frac{[1-(d/D)_i] (\Delta y/D_i)}{(d/D)_i (1-d/D)_i} \left[\left(\frac{D_{i+1}}{D_i}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{d_i}{D_i}\right)^{\frac{3}{2}}\right]}}{\left[-\frac{1}{6} + \frac{1}{3} \left(\frac{d}{D}\right)_i\right] \alpha + \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{6}\right) \left(\frac{d}{D}\right)_i^2} \end{aligned} \quad (24)$$

Para resolver esta ecuación en $y > 0$ (aguas arriba de la barrera) se determina V_{max} a partir de la fórmula de Bulson (1968) con la modificación por efecto de corriente que se expondrá subsecuentemente. Se supondrá que esta velocidad ocurre en $y = 0.471D_0$ (correspondiente al caso $\bar{V} = 0$). Luego se calcula de (11) la magnitud correspondiente de $d/D = (d/D)_{max}$ en función de \bar{V}/V_{max} , siendo esta última cantidad mayor que cero porque se ha formulado el problema con $|\bar{V}|$. Con estos valores iniciales, conociendo $D(y)$ y seleccionando un valor Δy suficientemente pequeño se puede evaluar el miembro derecho de (24) y luego se puede calcular por iteraciones el valor de $(d/D)_{i+1}$ correspondiente a $y_i + \Delta y$, y así sucesivamente. En este caso $|V_m| V_m = +1$.

Para calcular aguas abajo de la barrera ($y < 0$) se inicia la solución de (24) en $y = -0.471D_0$ y de (11) se calcula con, ahora $\bar{V}/V_{max} < 0$, el valor correspondiente de $(d/D)_{max}$. Este valor de V_{max} aguas abajo será diferente al de aguas arriba y en la próxima sección se indicará como calcularlo. En este caso $|V_m| V_m = -1$. Es de notar que ahora $\Delta y < 0$. Luego se procede a calcular $(d/D)_{i+1}$ correspondiente a $y_i + \Delta y$ y así sucesivamente.

MODIFICACION DE LA VELOCIDAD SUPERFICIAL PREDICHA POR BULSON EN PRESENCIA DE CORRIENTE TRANSVERSA.

Teniendo en cuenta que para el caso de aguas tranquilas las distribuciones de velocidad, en el plano perpendicular a la tubería surtidora de aire, sobre dos verticales (equidistantes a la tubería) a ambos lados de la barrera neumática son simétricas, respecto a una vertical que pasa por la tubería, entonces resulta que el eflujo neto de cantidad de movimiento que sale del volumen de control entre ambas verticales arriba mencionadas es nulo. Por otra parte, para cualquier flujo uniforme también se tiene que el flujo neto de momentum que sale de un volumen de control limitado entre dos verticales cualesquiera es nulo. Por lo tanto en el caso de barrera neumática con corriente transversa se supondrá que el eflujo neto de cantidad de movimiento desde el volumen de control arriba mencionado también es nulo, ya que este caso es una combinación de ambos casos particulares antes citados. Por otra parte, se supondrá que existe una cantidad $\Delta V_B > 0$, tal que del lado aguas arriba de la barra $V_{max} = V_B - \Delta V_B$ y del lado aguas abajo se tendrá que $V_{max} = -V_B - \Delta V_B$.

El flujo de momentum a través de cualquier vertical es

$$\rho V_m^2 \left[\frac{\alpha^2(1-d/D)^3}{30(d/D)^2} + \frac{(d/D)}{3} \right] \quad (25)$$

TABLA III

**MODIFICACION DE LA VELOCIDAD PREDICHA POR BULSON
Y ESPESORES DE ESTRATOS SUPERIORES DEBIDOS A LA CORRIENTE
TRANSVERSA**

\bar{V}/V_B	α	d_u/D	d_d/D	$\Delta V_B/V_B$	$\Delta V_B/\bar{V}$
0.10	0.454	0.219	0.365	0.0115	0.115
0.20	0.454	0.175	0.476	0.030	0.15
0.30	0.454	0.142	0.603	0.065	0.22
0.40	0.454	0.116	0.730	0.120	0.30
0.50	0.454	0.093	0.84	0.198	0.40
0.60	0.454	0.073	0.93	0.295	0.49
0.70	0.454	0.056	0.99	0.41	0.59

V_B = VELOCIDAD SUPERFICIAL DE LA BARRERA (BULSON)
 d_u/D = ESPESOR RELATIVO DE LA BARRERA AGUAS ARRIBA.
 d_d/D = ESPESOR RELATIVO DE LA BARRERA AGUAS ABAJO.
 $\Delta V_B/V_B$ = MODIFICACION RELATIVA DE V_3
 \bar{V} = MAGNITUD DE LA VELOCIDAD MEDIA DE LA CORRIENTE
 TRANSVERSA

Denotando la cantidad entre corchetes en (25) como F, en la zona aguas arriba de la barrera se denominará F_u , y en la zona aguas abajo se denotará F_d . Simplificando por ρ , la nulidad del eflujo neto de cantidad de movimiento requiere que

$$(V_B - \Delta V_B)^2 [F_u] = (-V_B - \Delta V_B)^2 [F_d],$$

de donde se deduce que

$$\frac{\Delta V_B}{V_B} = \frac{1 - \sqrt{F_d/F_u}}{1 + \sqrt{F_d/F_u}} \quad (26)$$

Para calcular F_u es necesario introducir en (25) el valor de d_u/D , el cual se obtiene de (11) sustituyendo V_m por $V_B - \Delta V_m$. Similarmente, para determinar F_d se calcula d_d/D introduciendo en (11) - $(V_B + \Delta V_B)$ en lugar de V_m . El cálculo comienza suponiendo $\Delta V_B = 0$; luego se calculan d_u/D y d_d/D ; con estos valores se calcula una primera aproximación para ΔV_B de (26) la cual se introduce en (11) para así continuar las iteraciones hasta obtener un valor de ΔV_B satisfactoriamente convergente. En la Tabla III se muestran resultados típicos. En ella se observa que a medida que aumenta la intensidad de la corriente transversa el espesor inicial, d_u/D , aguas arriba de la barrera va disminuyendo, mientras que lo contrario ocurre del lado aguas abajo. No se dispone de información experimental acerca de la validez de la distribución lineal de velocidad en el estrato superior, en la zona aguas abajo. Por otra parte los valores de $\Delta V_m/\bar{V}$ no coinciden con el ajuste experimental de Kobus, quien concluye que este valor es constante e igual a 5/3.

EJEMPLO DE CALCULO CON CORRIENTE TRANSVERSA Y PENDIENTE CONSTANTE DEL LECHO

Se selecciona un caso en que $\bar{V}/V_B = 0.20$; $\alpha = 0.454$; y el factor de convergencia se toma como 0.001. De la Tabla III se observa que $d_u/D = 0.175$ y $d_d/D = 0.476$. La modificación de la velocidad de Bulson viene dada por $\Delta V_B/V_B = 0.030$. Por lo tanto se puede deducir que aguas arriba

$$\frac{\bar{V}}{V_{max}} = \frac{0.20}{1 - 0.030} = 0.206$$

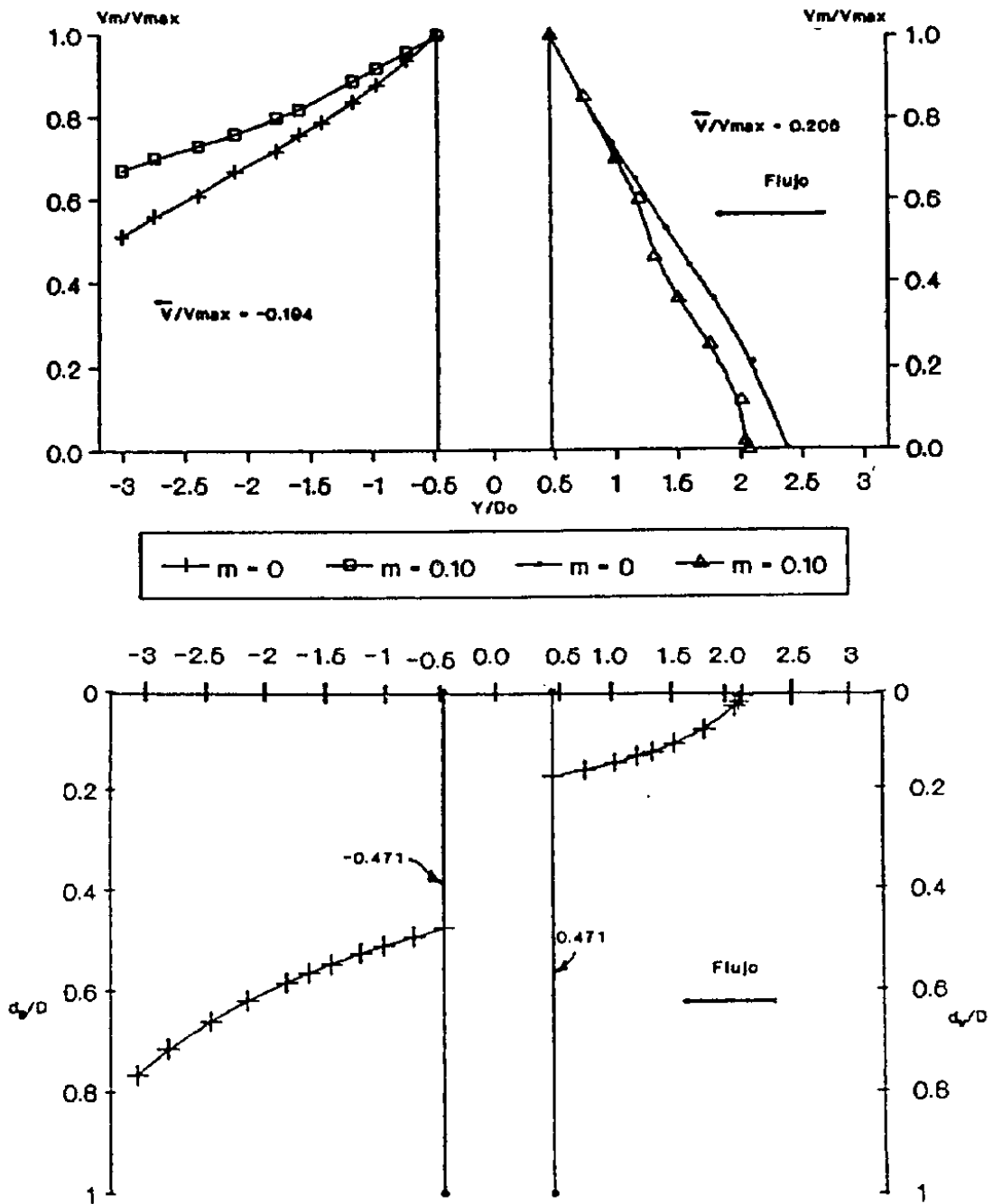
y aguas abajo

$$\frac{\bar{V}}{V_{max}} = \frac{-0.20}{1 - 0.030} = -0.194$$

Con estos resultados se resuelve (24) en dirección hacia aguas arriba y hacia aguas abajo, respectivamente. La variaciones de V_m/V_{max} versus y/D se presentan gráficamente en la figura 5 para pendiente del lecho nula y para una pendiente de 10%. De inmediato se observa que hacia aguas arriba, el efecto de la pendiente del lecho, que hace que la corriente barrera se mueva hacia profundidades cada vez menores, es el de hacer decaer la co-

FIGURA 5

VARIACION DE V_m/V_{max} EN FUNCION
 DE Y/D_0 y m .
 $\alpha = 0.454; \bar{V}/V_B = 0.20$



VARIACION DE d/D EN FUNCION
 DE Y/D_0 y m .
 $\alpha = 0.454; \bar{V}/V_B = 0.20$

riente en menor distancia en comparación al caso de pendiente del lecho nula. Lo contrario ocurre hacia aguas abajo, presumiblemente porque la corriente transversa va en la misma dirección que la corriente barrera, y también porque las mayores profundidades implican efectos de fricción menores. Sin embargo, aunque aguas abajo va aumentando el espesor relativo de la barrera, d_d/D , la velocidad correspondiente disminuye. De prolongar la solución hasta $d_d/D = 1$ se obtendría la impresión incorrecta de que la corriente transversa fluye hacia aguas abajo (luego de haber desaparecido el efecto barrera) con una distribución lineal de velocidad en η . Las soluciones obtenidas no se deben aplicar para valores demasiado grandes de $|y/D|$ porque su función no incluye la transición adecuada hacia la corriente de aproximación.

Jones (1972) da suficiente información para probar la teoría desarrollada hasta este punto. Para un experimento en que $V_B = 2.7$ fps, $\bar{V} = 0.75$ fps y $Do = 7$ ft. se calculó una $V_{max} = 2.55$ fps mientras que Jones dice que la velocidad no sufrió modificación. Al aumentar \bar{V} a 1.50 fps dice que la velocidad de barrera prácticamente desapareció, aunque indica una medición de $V_{max} = 0.8$ fps. Por la presente teoría se calculó $V_{max} = 2.03$ fps. Es de notar que para valores relativamente grandes de \bar{V}/V_{max} la teoría no puede predecir bien porque la pluma es desviada excesivamente hacia aguas abajo y/o porque la hipótesis de eflujo neto de momentum, nulo, se invalida. Sin embargo, volviendo al caso de menor corriente transversa y modificando la posición donde ocurre V_{max} al valor experimental de $0.2Do$ se predice un decaimiento del 77% de V_{max} versus un decaimiento máximo medido de aproximadamente 86%, lo cual parecería razonable si se toma en cuenta que no se ha mejorado el ajuste del coeficiente de viscosidad de remolino.

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

1) Se ha desarrollado una formulación basada en principios hidrodinámicos que explica las características principales del flujo inducido por una barrera neumática en aguas tranquilas, para profundidad constante o variable.

2) Los datos de Bulson (1968) permiten calibrar el coeficiente de viscosidad de remolino de flujo inducido en el estrato inferior de retorno. Para el estrato superior de flujo (que constituye la barrera) el conocimiento a priori de la distribución de velocidad aunado al análisis integral hecho hacen innecesario, por el momento, conocer el coeficiente de viscosidad de remolino en dicha zona. Se recomienda investigar el efecto de diversas

variaciones de dicho coeficiente para obtener la tasa de decaimiento longitudinal de la velocidad superficial inducida, reportada por diversos investigadores.

3) Se ha derivado una expresión para calcular, cuando hay corriente transversa, la modificación de la velocidad superficial máxima, dada por Bulson y verificada por Jones.

$$VB = 1.46 \left(\frac{gQ_0P}{P + D} \right)^{1/3}$$

donde

Q_0 = caudal unitario de aire a presión atmosférica suministrado por la tubería y

P = altura equivalente de agua a la presión atmosférica.

La modificación se calcula imponiendo la condición de flujo neto de cantidad de movimiento nulo desde un volumen de control que incluye la pluma ascendente de aire-agua. No se recomienda usar la expresión arriba mencionada si $\bar{V}/V_B = > 0.4$.

4) Se requeriría ver las datas originales para determinar posibles variaciones del coeficiente α en el caso de corriente transversa. Este parámetro podría eliminarse del análisis si se conociera el coeficiente de viscosidad de remolino en el estrato superior y se resolvieran las ecuaciones gobernantes localmente en ese estrato.

5) Se recomienda investigar la posibilidad de reducir la intensidad de la turbulencia asociada a las corrientes barrera, ya que la turbulencia induce más fácilmente la captación de aceites flotantes, su sumergencia y así la corriente de retorno los conduce aguas abajo de la barrera.

REFERENCIAS

- Bulson, P.S. 1968 "The Theory and Design of Bubble Breakwaters", Ch. 64, Coastal Engineering, pp 995-1011, ASCE.
- Jones, W.T. 1972 "Air Barriers as Oil-Spill Containment Devices", Society of Petroleum Engineers Journal, 12(2), pp 126-142.
- Kobus, H.E. 1968 "Analysis of the Flow Induced by Air-Bubble Systems", Ch. 65, Coastal Engineering, pp 1016-1031, ASCE.
- Kobus, H.E. 1975 "On the Use of Air-Bubble Screens as Oil Barriers", XVIth Congress of the International Association for Hydraulic Research", Sao Paulo, Brasil.
- Kurihara, M. 1965 "On the Study of Pneumatic Breakwater in Japan", Coastal

Engineering in Japan, Vol. VIII.

Lau, Y.L. and Engel, P. 1980 "Control of Oil Slicks in Flowing Water using Air Bubble Barriers", Canadian Journal of Civil Engineering, 7, pp 397-405.

Lo, Jen-Men 1991 "Air Bubble Barrier Effect on Neutrally Buoyant Objects, Lournal of Hydraulic Research, Vol. 29.

Taylor, G.I. 1955 "The Action of a Surface Current used as a Breakwater", Proceedings, Royal Society of London, Series A 231, pp. 466-478.