

MODELO MECANÍSTICO PARA LA TRANSICION DE PATRONES DE FLUJO MULTIFÁSICO EN TUBERIAS PARA TODOS LOS ANGULOS DE INCLINACION

Gabriel A. Alarcón., Carlos F. Torres., Alejo A. Sánchez., y Carlos Azuaje.

Grupo de Ciencias Térmicas Computacionales.

Escuela de Ingeniería Mecánica. Universidad de Los Andes.

5101 - Mérida - Venezuela.

RESUMEN

El análisis del flujo multifásico en tuberías se realiza en la actualidad modelando los fenómenos físicos de la interface de separación. En este trabajo se uso tecnología reciente basada en Modelos Mecanísticos, para predecir las transiciones entre patrones de flujo en tuberías con flujo estable Gas-Líquido orientado a la Industria Petrolera. Se incorporan los efectos de las propiedades de los fluidos, diámetro, rugosidad y ángulo de inclinación de la tubería, en un modelo unificado que no esta restringido a un rango de ángulos de la tubería. Se presentan mejoras en la transición al patrón anular considerando el líquido arrastrado en el núcleo. Los resultados se comparan favorablemente con los datos experimentales.

INTRODUCCION

En los últimos años, se han realizado muchos trabajos dirigidos hacia el desarrollo de Modelos Mecanísticos que permitan la predicción del patrón de flujo predominante, y de los límites de transición en flujo estable de gas-líquido. Estos modelos describen y simulan matemáticamente el fenómeno físico que se presenta en los experimentos.

El objetivo principal de estos trabajos, es generar un método que permita la predicción del patrón de flujo en función del caudal de gas y líquido, las propiedades de los fluidos, el diámetro, la rugosidad, y lo mas importante, el ángulo de inclinación de la tubería. Este objetivo todavía no ha sido logrado totalmente; sin embargo, se han realizado progresos sustanciales en el entendimiento del fenómeno físico y en su simulación. Muchos de los trabajos anteriores están restringidos a rangos específicos de inclinación de la tubería, en consecuencia presentan una visión parcial de los fenómenos físicos involucrados. Barnea (1987) presentó un trabajo donde unifico y extendió los mecanismos que explican las bases físicas de la transición entre patrones de flujo, agregando el efecto de inclinación para todos los ángulos de la tubería. Sin embargo para la transición al patrón anular, no incluyó el efecto de las gotas de líquido arrastradas en el núcleo de gas. Ansari et al. (1994) presentaron una modificación para incluir este efecto en para flujo vertical ascendente.

En este trabajo se generaliza la modificación propuesta por Ansari et al. (1994) para hacerla aplicable a todos los ángulos de inclinación de la tubería. Además, para la máxima aglomeración de burbujas, que gobierna la transición burbujas dispersas - intermitente a grandes velocidades de gas, se compara la fracción de vacío propuesta por Taitel et al. (1980) con la de Scott y Kouba (1990).

PATRONES DE FLUJO

Patrón Estratificado. Debido al efecto de la gravedad, las fases se encuentran segregadas en tuberías horizontales o ligeramente inclinadas. La gravedad y la tensión superficial tienden a estabilizar la estratificación; mientras el movimiento

relativo entre las dos fases genera un vacío debido al efecto Bernoulli, que tiende a destruir la estratificación.

Patrón Intermitente. La mayoría del gas se encuentra en una burbuja larga en forma de proyectil, la cual tiene un diámetro casi igual al de la tubería y se denomina burbuja de Taylor. Dependiendo de la cantidad de gas en el paquete de líquido y del ángulo de inclinación, se clasifica en burbujas alargadas, paquetes y agitado.

Patrón de burbujas dispersas. Se produce cuando las burbujas de Taylor son destruidas por las fuerzas de dispersión turbulentas. Este fenómeno ocurre en elevados flujos de gas y líquido. La distinción visual entre burbujas dispersas y burbujas es generalmente difícil.

Patrón de burbujas. Este patrón solo se presenta en tuberías verticales o cercanas a la vertical de gran diámetro. La fase gaseosa está distribuida de manera cuasi uniforme en forma de burbujas discretas en una fase líquida continua.

Patrón anular. Está caracterizado por la continuidad de la fase gaseosa en el núcleo a lo largo de la tubería. La fase líquida se mueve en parte como una película ondulante en los contornos de la tubería y en parte como gotas arrastradas en el núcleo de gas.

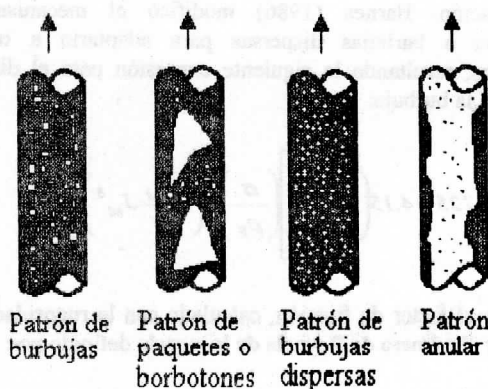


Figura 1 - Ilustra los diferentes patrones de flujo.

TRANSICIÓN A BURBUJAS O BURBUJAS DISPERSAS

El patrón de burbujas se observa cuando se cumplen dos condiciones:

- La velocidad de la burbuja de Taylor es mayor que la velocidad de la burbuja (Taitel et al., 1980). Esta condición se cumple para diámetros grandes de tubería D que satisfacen la Ec. (1), donde ρ_F y ρ_G son las densidades del líquido y el gas, y σ es la tensión superficial.

$$D > 19.01 \left[\frac{(\rho_F - \rho_G)\sigma}{\rho_F^2 g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

- El ángulo de inclinación β , es suficientemente grande como para prevenir la migración de burbujas hacia la pared superior de la tubería (Barnea et al., 1985).

$$\frac{\cos(\beta_C)}{\sin(\beta_C)} = \frac{3}{4} \cos(45) \frac{U_o^2}{g} \left(\frac{C_L \gamma^2}{D} \right) \quad (2)$$

U_o es la relación de Harmanthy (1960). El valor sugerido para el coeficiente de levantamiento de la burbuja, C_L es 0.8 (Streeter 1961), y el coeficiente de distorsión de la burbuja, γ sugerido en este trabajo es 1.6, ajustado por observaciones.

$$U_o = 1.53 \left[\frac{g(\rho_F - \rho_G)\sigma}{\rho_F^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3)$$

Si $\beta > \beta_C$ y se cumplen la Ec. (1), se presenta el patrón de burbujas, inclusive a bajas velocidades de líquido donde la turbulencia no ocasiona el rompimiento de la burbuja. Taitel et al. (1980) demostraron que la transición de burbujas a paquetes tiene lugar cuando la fracción de vacío α , excede el valor de 0.25. Esta línea de transición viene dada por la ecuación:

$$J_F = \frac{(1-\alpha)}{\alpha} J_G - 1.53(1-\alpha) \left[\frac{g(\rho_F - \rho_G)\sigma}{\rho_F^2} \right]^{\frac{1}{4}} \sin(\beta) \quad (4)$$

J_F y J_G son las velocidades superficiales del líquido y gas respectivamente. Las burbujas dispersas se observan a altas velocidades de líquido, aun para valores de α mayores de 0.25, debido a la turbulencia que rompe la burbuja y previene la aglomeración. Barnea (1986) modificó el mecanismo de transición a burbujas dispersas para adaptarlo a tuberías inclinadas, resultando la siguiente expresión para el diámetro crítico de la burbuja:

$$D_C \geq \left[0.725 + 4.15 \left(\frac{J_F}{J_M} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left(\frac{\sigma}{\rho_F} \right)^{\frac{3}{5}} \left(\frac{2f_M J_M^3}{D} \right)^{-\frac{2}{5}} \quad (5)$$

f_M es el factor de fricción, calculado con la rugosidad de la tubería y el número de Reynolds de la mezcla definido por:

$$RE_{JM} = \frac{J_M \rho_M D}{\mu_M} \quad (6)$$

J_M es la velocidad de la mezcla definido por:

$$J_M = J_F + J_G \quad (7)$$

El diámetro de burbuja de la línea de transición, D_C , es una función de la velocidad del líquido y del ángulo de inclinación. El valor de D_C se obtiene del menor entre D_{CB} y D_{CD} . D_{CD} es el diámetro crítico por encima del cual la burbuja se deforma:

$$D_{CD} = 2 \left[\frac{0.4\sigma}{g(\rho_F - \rho_G)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

D_{CB} es el diámetro crítico de la burbuja por debajo del cual se previene la migración de las burbujas hacia la parte superior de la tubería.

$$D_{CB} = \frac{3}{8} \left[\frac{\rho_F}{\rho_F - \rho_G} \right] \frac{f_M J_M^2}{g \cos(\beta)} \quad (9)$$

Este límite de transición es válido para valores de α entre 0 y 0.52 (Taitel et al. 1980). Scott y Kouba (1990) propusieron ampliar este límite hasta 0.76; sin embargo, este nuevo rango no concuerda con los datos experimentales, la curva de transición así generada se desliza saliéndose del campo de las burbujas dispersas (Figuras 2 y 3), por lo que en este trabajo se recomienda mantener la teoría propuesta por Taitel (1980). Cuando se alcanza el límite máximo de empaquetamiento y la coalescencia ocurre a altos niveles de turbulencia, entonces la transición ocurre bajo la condición Ec. (10), donde α tiene un valor igual a 0.52.

$$J_F = J_G \frac{1-\alpha}{\alpha} \quad (10)$$

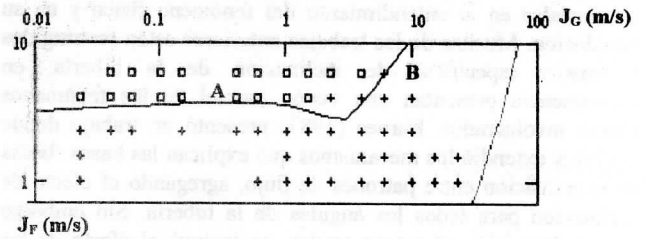


Figura 2 – Transición propuesta por Taitel et al. (1980), $\beta=0^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

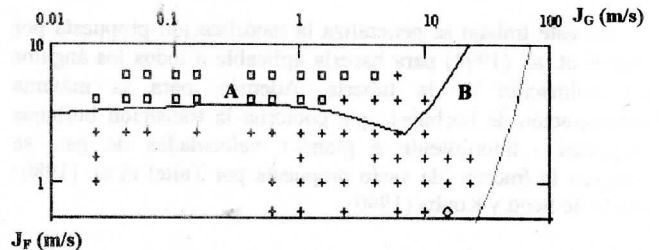


Figura 3 – Transición propuesta por Scott y Kouba (1990), $\beta=0^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

La curva A, Ec. (5), (8) y (9), y la curva B, Ec. (10) representan la transición a burbujas dispersas.

TRANSICIÓN ESTRATIFICADO NO ESTRATIFICADO

Taitel y Dukler (1976) sugirieron que el equilibrio para el patrón estratificado en tuberías horizontales y ligeramente inclinadas, se rompe por la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz. Esta inestabilidad considera una ola finita sobre el líquido que tiende a crecer debido a que el gas se acelera sobre la cresta de la ola, generando una caída de presión en el gas por el efecto Bernoulli, que a su vez tiende a aumentar la ola. Este efecto sobre la ola se equilibra con la fuerza de gravedad. La ecuación (11) representa este criterio resultando la transición desde flujo estratificado a flujo anular o intermitente si:

$$F^2 \left[\frac{1}{(1-\tilde{h}_F)^2} \frac{\sigma_G^2 \frac{dA_F}{d\tilde{h}_F}}{\tilde{A}_G} \right] \geq 1 \quad (11)$$

Todas las variables adimensionales son función de la altura adimensional del líquido, \tilde{h}_F . F es el número de Froude modificado por la relación de densidad y viene dado por:

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_F - \rho_G}} \frac{J_G}{\sqrt{Dg \cos(\beta)}} \quad (12)$$

Una vez conocidas las condiciones de flujo, la altura adimensional del líquido en equilibrio en la tubería puede calcularse, resolviendo las ecuaciones de momentum para cada una de las fases en flujo estratificado, Taitel y Dukler (1976).

$$X^2 \left[(\tilde{U}_F \tilde{D}_F)^n \tilde{U}_F^2 \frac{\tilde{P}_F}{\tilde{A}_F} \right] + 4Y - \left[(\tilde{U}_G \tilde{D}_G)^m \tilde{U}_G^2 \left(\frac{\tilde{P}_i}{\tilde{A}_F} + \frac{\tilde{P}_G + \tilde{P}_i}{\tilde{A}_G} \right) \right] = 0 \quad (13)$$

$$X^2 = \frac{4 f_{LS} \rho_F J_F^2}{D} \frac{1}{2} = \left(\frac{dp}{dx} \right)_{LS} \quad (14)$$

$$= \frac{4 f_{GS} \rho_G J_G^2}{D} \frac{1}{2} = \left(\frac{dp}{dx} \right)_{GS}$$

$$Y = \frac{(\rho_F - \rho_G) g \sin(\beta)}{\left(\frac{dp}{dx} \right)_{GS}} \quad (15)$$

X e Y son los parámetros introducidos por Lockart y Martinelli, en ellos $(dp/dx)_{LS}$ y $(dp/dx)_{GS}$ designan los gradientes de presión de las fases fluyendo solas por la tubería. f_{LS} y f_{GS} son los factores de fricción tipo Moody, en función de la rugosidad de la tubería y del número de Reynolds para cada fase fluyendo sola en la tubería.

$$RE_{LS} = \frac{J_F \rho_F D}{\mu_F} \quad (16)$$

$$RE_{GS} = \frac{J_G \rho_G D}{\mu_G} \quad (17)$$

TRANSICIÓN ESTRATIFICADO ANULAR

Para altos grados de inclinación en flujo estratificado descendente comienza a actuar un mecanismo que puede generar un cambio desde el patrón estratificado al patrón anular a bajas velocidades de gas. El nivel de líquido estratificado es pequeño y la velocidad del líquido alta. Bajo estas condiciones se arrastran gotas desde la interfase ondulada y turbulenta, y se depositan en la parte superior de la tubería, resultando esto en un cambio al patrón anular.

Según Barnea et al. (1982b) la condición para este tipo de patrón anular viene dado en forma adimensional por:

$$Z = \frac{\left(\frac{dp}{dx} \right)_{LS}}{\rho_F g \cos(\beta)} \geq 2 \left(\frac{\tilde{A}_F}{\tilde{A}} \right)^2 (1 - \tilde{h}_F) \frac{f_{LS}}{f_L} \quad (18)$$

f_L es el factor de fricción de líquido, y se calcula mediante el diagrama de Moody con la rugosidad de la tubería y el número de Reynolds definido por:

$$RE_L = RE_{LS} \tilde{D}_F \tilde{U}_F \quad (19)$$

Esta transición aparece solamente en un intervalo de inclinaciones negativas de la tubería, donde el flujo estratificado cambia gradualmente a flujo anular. Para el caso límite de flujo vertical descendente, Z tiende a infinito y el flujo estratificado desaparece por completo. Sin embargo, esta transición es aplicable a cualquier rango de inclinación, sean tuberías descendentes o ascendentes.

TRANSICIÓN ANULAR INTERMITENTE

La transición Anular Intermitente, al igual que la transición Estratificado no Estratificado, presenta serias complicaciones de carácter físico. Barnea (1986), presentó un modelo unificado que involucra el ángulo de inclinación para la transición Anular Intermitente. Esta transición ocurre cuando el anillo de gas es bloqueado por el líquido por alguno de los dos mecanismos siguientes:

- Inestabilidad de la película de líquido, debido al contraflujo parcial del líquido cerca de la pared de la tubería.
- Bloqueo del núcleo de gas, resultado de una película de líquido demasiado gruesa.

Ansari et al. (1994), modificaron el criterio de Barnea (1986), para incluir el arrastre de gotas de líquido por el núcleo central de gas en flujo vertical ascendente.

La condición de inestabilidad de la película se obtiene de la solución simultánea de las ecuaciones de momentum:

$$Y_M = \frac{I}{(1-\alpha_F)^2} \frac{X_M}{\alpha_F^3} \quad (20)$$

$$Y_M \geq \frac{2 - \frac{3}{2}\alpha_F}{\alpha_F^3 \left(1 - \frac{3}{2}\alpha_F\right)} X_M \quad (21)$$

X_M y Y_M son los parámetros de Lockart y Martinelli modificados para incluir el efecto del líquido arrastrado. α_F es el retraso de la película de líquido.

$$X_M^2 = (1 - FE)^2 \left(\frac{f_P}{f_{LS}} \right) \left(\frac{dp}{dx} \right)_{LS} \left(\frac{dp}{dx} \right)_{CS} \quad (22)$$

$$Y_M = \frac{(\rho_F - \rho_G) g \text{Sen}(\beta)}{\left(\frac{dp}{dx} \right)_{CS}} \quad (23)$$

FE es la fracción de líquido arrastrado en el núcleo central de gas, y viene dada según Wallis (1969) por:

$$FE = 1 - \exp[-0.125(U_{crit} - 1.5)] \quad (24)$$

$$U_{crit} = 10000 \frac{J_G \mu_G}{\sigma} \left(\frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

I es el factor de fricción interfacial. Se usa para considerar una rugosidad equivalente causada por la forma ondulada de la película de líquido. Ansari et. al. (1994) sugirió que la expresión de Wallis (1969) trabaja bien en películas de líquido delgadas o con altos arrastres de líquido por el núcleo central de gas ($FE \geq 0.9$).

$$I = 1 + 150 \left(1 - \sqrt{1 - \alpha_F}\right) \quad (26)$$

Por otro lado la expresión de Whalley y Hewitt (1978) trabaja bien para películas gruesas o con bajos arrastres de líquido por el núcleo central de gas ($FE < 0.9$).

$$I = 1 + 12 \left(\frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{\frac{1}{3}} \left(1 - \sqrt{1 - \alpha_F}\right) \quad (27)$$

f_P es el factor de fricción de la película de líquido y se obtiene del diagrama de Moody con la rugosidad de la tubería y el número de Reynolds dado por:

$$RE_P = RE_{LS} (1 - FE) \quad (28)$$

$(dp/dx)_{LS}$ es el gradiente de presión por fricción suponiendo que el líquido fluye solo por la tubería.

$$\frac{dp}{dx} = \frac{f_{LS} \rho_F J_L}{2D} \quad (28)$$

$(dp/dx)_{CS}$ es el gradiente de presión por fricción suponiendo que el núcleo fluye solo por la tubería

$$\left(\frac{dp}{dx} \right)_{CS} = \frac{f_{CS} \rho_G J_C}{2D} \quad (29)$$

f_{CS} es el factor de fricción para la velocidad superficial del núcleo de gas J_C , y se obtiene del diagrama de Moody en función de la rugosidad de la tubería y del número de Reynolds definido por:

$$RE_{JC} = \frac{J_C \rho_G D}{\mu_G} \quad (30)$$

$$J_C = J_G + FE J_F \quad (31)$$

Donde ρ_G y μ_G son la densidad y la viscosidad del núcleo de gas respectivamente.

$$\rho_C = \rho_F \left(\frac{J_F FE}{J_C} \right) + \rho_G \left(\frac{J_G}{J_C} \right) \quad (32)$$

$$\mu_C = \rho_F \left(\frac{J_F FE}{J_C} \right) + \mu_G \left(\frac{J_G}{J_C} \right) \quad (33)$$

Finalmente, la Ec. (20) puede resolverse por el método de Newton Raphson para α_F , y verificar con la Ec. (21) la condición de inestabilidad de la película.

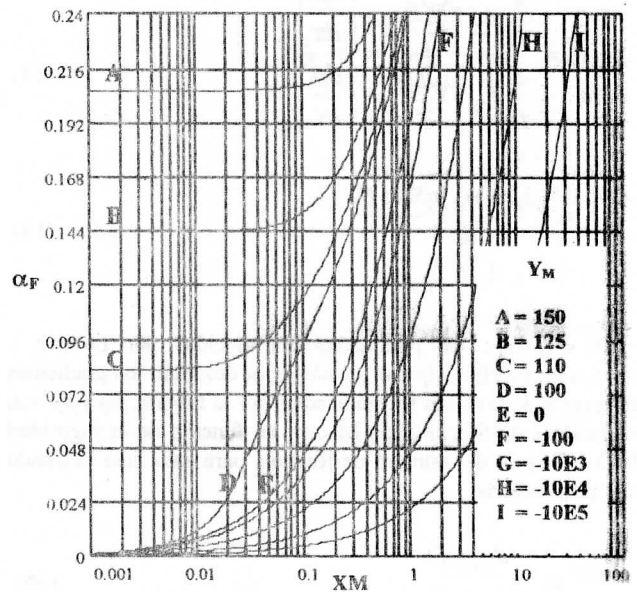


Figura 4 – Solución de la Ec. (20) para $FE \geq 0.9$.

El bloqueo del anillo de gas fue modificado por Ansari et al. (1994), para incluir el efecto de las gotas de líquido arrastradas por el núcleo central de gas. La condición que gobierna dicho mecanismo es la siguiente:

$$\left(\alpha_F + (1 - \alpha_F) \frac{J_F FE}{J_C} \right) \geq \alpha_{Fmin} \quad (34)$$

α_{Fmin} es la fracción mínima de líquido requerida para formar un puente, y tiene un valor según Ansari et al. (1994) igual a 0.12. Sin embargo, Barnea (1986) recomienda 0.24. En este trabajo se observó que el valor adecuado de α_{Fmin} varía dependiendo de la inclinación de la tubería, recomendándose un valor igual a 0.12 para flujo ascendente y 0.24 para flujo horizontal y descendente.

Las Figuras desde de la 5 a la 13 muestran las transiciones entre los patrones de flujo. Se aprecia que las curvas de Barnea (1987), coinciden con las de este trabajo en todas las transiciones menos en la transición al patrón anular. Esto se debe a que el arrastre de líquido en el núcleo de gas fue tomado en cuenta.

- Las curvas sólidas son las presentadas por Barnea (1987).
- Las curvas punteadas son las determinadas en este trabajo.
- Data experimental tomada por Shoham (1982).

- Burbujas Dispersas o Burbujas
- + Intermitente o Paquetes
- × Estratificado
- ◇ Anular

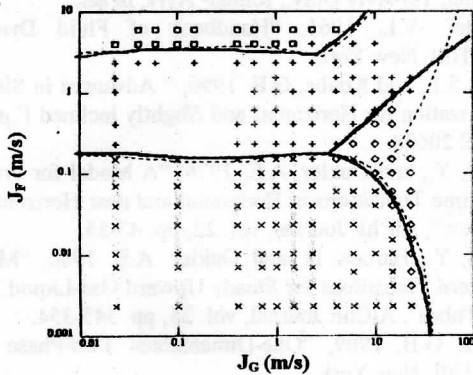


Figura 5 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = 0$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

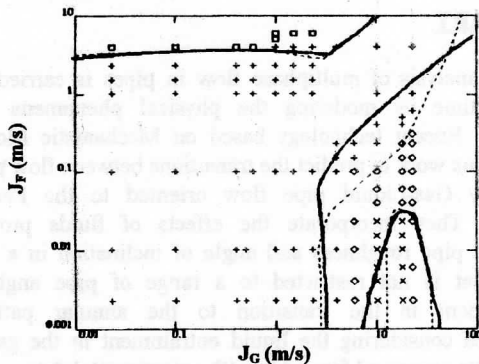


Figura 6 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = 1$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

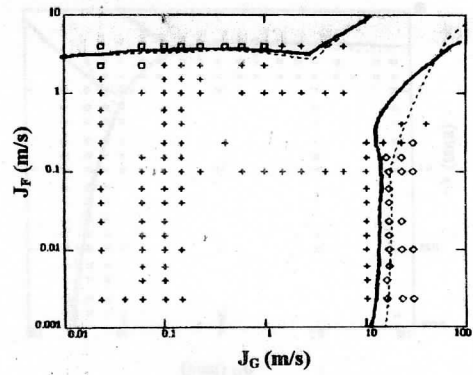


Figura 7 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = 30^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

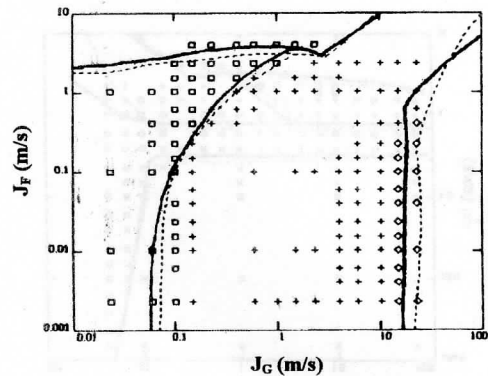


Figura 8 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = 80^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

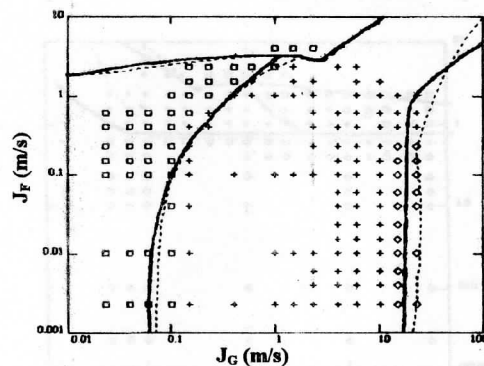


Figura 9 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = 90^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

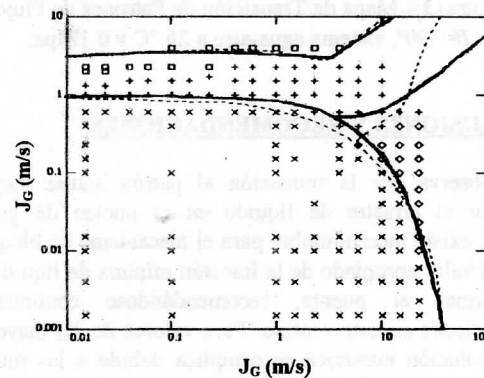


Figura 10 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = -1^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

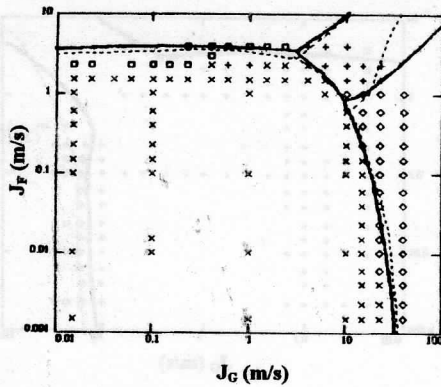


Figura 11 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = -30^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

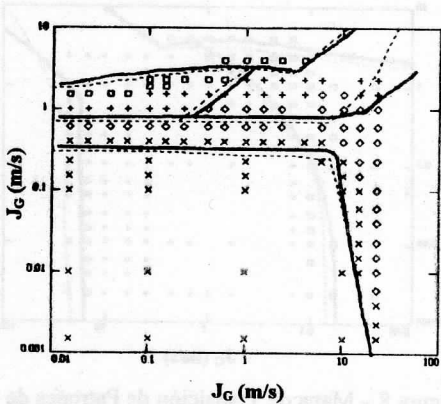


Figura 12 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = -80^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

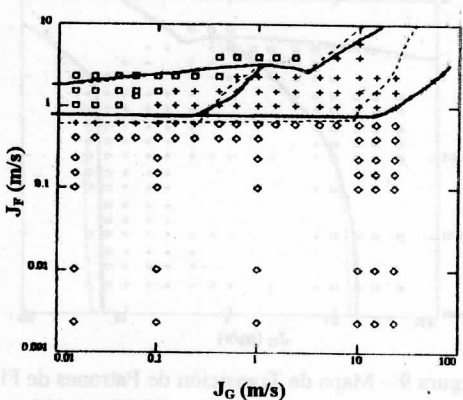


Figura 13 – Mapa de Transición de Patrones de Flujo, $\beta = -90^\circ$, sistema agua-aire a 25 °C y 0.1Mpa.

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Se observa que la transición al patrón anular mejora al considerar el arrastre de líquido en el núcleo de gas. Sin embargo, existe incertidumbre para el mecanismo de bloqueo en cuanto al valor apropiado de la fracción mínima de líquido α_{Fmin} para formar el puente, recomendándose continuar las investigaciones en este sentido. Para valores de Y_M mayores de 100, la solución numérica se complica debido a las múltiples raíces que presenta la Ec. (20), esto se resuelve al considerar solo la raíz que es estable y válida en todo el rango de X_M .

Respecto a la fracción de vacío α , que gobierna la transición Burbujas Dispersas Intermitente, se confirma que el valor de 0.52 es consistente para todos los rangos de inclinación tal como lo propuso Barnea (1986).

REFERENCIAS

- Ansari, A.M., Sylvester, N.D., Sarica, C., Shoham, O., and Brill, J.P. 1994, "A Comprehensive Mechanistic Model for Upward Two-Phase Flow in Wellbores", SPE Production & Facilities, May, pp. 143-151.
- Barnea, D., Shoham, O., and Taitel, Y. 1982a, "Flow Pattern Transitions for Vertical Downward Two Phase Flow", Chem. Engng Sci., vol. 37, pp. 741-746.
- Barnea, D., Shoham, O., and Taitel, Y. 1982b, "Flow Pattern Transitions for Downward Inclined Two Phase Flow; Horizontal to Vertical", Chem. Engng Sci., vol. 37, pp. 735-740.
- Barnea, D., Shoham, O., and Taitel, Y. 1985, "Gas-Liquid Flow in Inclined Tubes: Flow Pattern Transitions for Upward Flow", Chem. Engng Sci., vol. 40, pp. 131-136.
- Barnea, D. 1986, "Transitions from Annular and from Dispersed Bubble Flow - Unified Models for the Whole Range of Pipe Inclinations", Int. J. Multiphase Flow, vol. 12, pp. 733-744.
- Barnea, D. 1987, "A Unified Model for Predicting Flow-Pattern Transitions for the Whole Range of Pipe Inclinations", Int. J. Multiphase Flow, vol. 13, pp. 1-12.
- Harmathy, T.Z. 1960. "Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of infinite or Restricted Extent", AIChE Journal, vol. 6, pp. 281-288.
- Shoham, O. 1982 "Flow Pattern Transitions and Characterization in Gas-Liquid two Phase Flow in Pipes", Ph.D. dissertation, Tel-Aviv Univ., Ramat-Aviv, Israel.
- Streeter, V.L. 1961. "Handbook of Fluid Dynamics", McGraw Hill, New York.
- Scott, S.L., and Kouba, G.E. 1990, "Advances in Slug Flow Characterization for Horizontal and Slightly Inclined Pipelines", paper SPE 20628.
- Taitel, Y., and Dukler, A.E. 1976, "A Model for Prediction Flow Regime Transitions in Horizontal and near Horizontal Gas-Liquid Flow", AIChE Journal, vol. 22, pp. 47-55.
- Taitel, Y., Barnea, D. and Dukler, A.E. 1980, "Modeling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes", AIChE Journal, vol. 26, pp. 345-354.
- Wallis, G.B. 1969, "One-Dimensional Two-Phase Flow", McGraw Hill, New York.
- Whalley, P.B., and Hewitt, G.F. 1978, "The Correlation of Liquid Entrainment Fraction and Entrainment Rate in Annular Two-Phase Flow", UKAEA Report AERE-R9187, Herwell.

SUMMARY

The analysis of multiphase flow in pipes is carried out at present time by modeling the physical phenomena of the interface. Recent technology based on Mechanistic Models is used in this work to predict the transitions between flow patterns in steady Gas-Liquid pipe flow oriented to the Petroleum Industry. They incorporate the effects of fluids properties, diameter, pipe roughness and angle of inclination in a unified model that is not restricted to a range of pipe angles. An improvement in the transition to the annular pattern is introduced considering the liquid entrainment in the gas core. The results compared favorably with experimental data.