

Comportamiento del Orificio con el Paso de Fluidos Compresibles en Condiciones de Fondo de Pozos Productores de Petróleo, Para ser Extraído por el Sistema de Embolo Viajero Asistido

Ing Eduardo Braganza, U.N. del Comahue. Ing Enrique Rost, U.N. de la Patagonia San Juan Bosco, Ing Esteban Gonzalez, U.N. del Comahue

Abstract

Este trabajo representa la primera parte de aquel que analizara el comportamiento del sistema de extracción artificial con embolo viajero y orificio de fondo, correspondiente al proyecto de Investigación No 74, auspiciado por el CIUNComahue.

El objetivo de esta primera etapa es dar una pronta herramienta para correlacionar el área del orificio de fondo, con las propiedades del fluido compresible que pasara por el mismo, con las condiciones de presión y temperatura en que se operaran las válvulas y los caudales masivos a utilizar en la elevación del pistón.

Los datos usados son tomados directamente de realidades de campo de distintos yacimientos de la Cuenca Petrolífera Neuquina.

Introducción

Cuando la presión del reservorio declina o cambian las condiciones de fluencia, acorde a los distintos regímenes de flujo que ocurren en las tuberías de producción, vale decir, a todas las configuraciones geométricas posibles entre las fases gas y líquidos y considerando que conforme la presión se reduce constantemente en su ascenso por la tubería de producción, el petróleo crudo desprende el gas que contiene en solución, decreciendo el volumen de liquido, modificando su relación con gas libre, generando rápidamente flujos tales como el burbuja, baches, anular

y/o niebla, que en conjunto con otras variables tales como viscosidad y su dependencia de la presión y temperatura, características PVT de los fluidos del yacimiento, presiones en boca de pozo, etc. terminan irremediablemente en la necesidad de establecer un sistema de producción artificial para optimizar la extracción de liquido de los pozos petroleros.

El sistema que ocupa el centro de atención en este trabajo, es el bombeo con embolo viajero asistido con gas de entrecañón a través de un orificio. Este sistema esta incluido dentro de los bombeos neumáticos intermitentes, pero conceptualmente debe ser tratado como completamente diferente a una extracción de liquido por elevación con caudal de gas, aunque los diseños de válvulas en todos los casos consideren como parámetros de control y regulación el tema de orificios.

La producción natural por embolo viajero en pozos petroleros es posible cuando el gas de formación es suficiente para operar este sistema de elevación. En estos pozos, en general no se utilizan empaquetamientos entre la tubería de producción y la de revestimiento, permitiendo de esta manera que el espacio anular entre las tuberías mencionadas permita el almacenamiento de gas a la presión necesaria para elevar el pistón. Caso contrario, es necesario proveer el gas a la presión necesaria para lograrlo. Normalmente, la provisión de gas se hace a través de

instalaciones de superficie conectadas al entrecaño, con instalaciones de fondo como las indicadas en la fig. 3.

Historia del embolo viajero

La tecnología del embolo viajero tiene un pionero y relevante exponente, los trabajos de Foss and Gaul presentados en 1965 y que pueden encontrarse en toda la bibliografía sobre Producción de Petróleo. Estos señores desarrollaron gráficos sobre el comportamiento del embolo viajero en producción de líquidos basados en consideraciones teóricas, conjuntamente con trabajos experimentales tomados de los yacimientos de la Compañía Shell, "Ventura Avenue", en California.

Este trabajo toma al sistema de embolo viajero como un método de extracción, aislado de cualquier yacimiento, vale decir, no esta asociado al comportamiento de los fluidos provenientes del yacimiento.

Ellos desarrollaron una ecuación que describe la presión promedio de entrecaños necesaria para levantar un volumen de liquido desde una determinada profundidad, utilizando una expresión matemática donde consideran la presión mínima de entrecaños, asumida como aquella que debería existir debajo del pistón cuando este en la superficie con él liquido hidrocarbúrfico. Vale decir que esta presión estaría compuesta por la suma de las perdidas de presión por fricción en la tubería de producción, la presión requerida para subir el embolo, la necesaria para subir el bache de liquido, las perdidas por fricción de este liquido, y la presión de boca de pozo. La presión promedio en el entrecaño se calcula multiplicando la presión mínima entrecaños por el factor 1,05. Este factor fue determinado a partir de las

observaciones realizadas en el yacimiento Ventura Field.

Además consideran que la velocidad de ascenso del pistón es de 1000 pies por seg., mientras que la de descenso 2000, hasta llegar el pistón en caída al liquido, donde la velocidad se reduce a 172 pies por seg. Las investigaciones realizadas por Beeson, Hnox y Stoddard, concuerdan con los datos de campo tomados en Ventura Field por Foss and Gaul, pero consideraron que el tramo donde el pistón bajaba dentro de petróleo es de 60 pies.

Los requerimientos de gas por ciclo tomados experimentalmente son 1,15 veces los calculados. Estos cálculos de volumen teórico se refieren al volumen de gas contenido en la tubería de producción para las condiciones máximas de presión en el casing obviamente tomadas en boca de pozo. El factor mayor que pretenden considerar son las perdidas de gas entre el pistón y la tubería de producción en la carrera ascendente. Los gráficos de Foss and Gaul están referidos a diámetros internos de tubing desde 1,995, 2,441 y 2,9992 pulgadas con presiones de 1, 30, 60, 0,50 y 200 libras por pulgada al cuadrado manométricas, y características de fluidos de los campos de Ventura.

Continuando con los trabajos de Foss and Gaul, Hacksma utilizo los gráficos desarrollados por los nombrados y los asocio a la curva de ingreso de liquido a los pozos, IPR, para estudiar el comportamiento del sistema embolo viajero en pozos productores de petróleo, operando en condiciones de producción optima, con relaciones gas petróleo por encima y por debajo de la optima. De esta manera analizo el sistema para diversos caudales de producción conjuntamente con las presiones de entrecaño, corregidas por

la densidad promedio del gas en el espacio anular. De esta manera asocio la presión de fondo con las producciones obtenidas, a las que llamo comportamiento del embolo y comparó con las respectivas IPR de cada pozo. De esta manera se logra optimizar la producción y conocer de liquido extraído por el pistón usando simultáneamente las curvas de Foss y Gaul y las de presiones de operación, tomadas de la presión de casing.

Abercrombie trata del equipamiento, la operación y el diseño del embolo viajero y presenta tablas basadas en los trabajos de Foss y Gaul, con la velocidad de caída del embolo igual a 1000 pies por minuto, indicando que esta era más representativa de lo que acontecía en sus experiencias en los yacimientos. El comportamiento del embolo se graficaba sobre la curva IPR, adecuando la presión de casing promedio para optimizar la operación.

Considerando que el sistema de embolo viajero, no corresponde a un análisis estático, como el de Foss y Gaul, Lea desarrolla un modelo dinámico para la carrera ascendente del embolo, que permite determinar en cada punto las velocidades y aceleraciones del embolo y simultáneamente las presiones de entre caño como función de su posición dentro de la tubería de producción. Por tanto, con este modelo se puede determinar la presión de entre caños inicial necesaria para levantar cierto tamaño del bache de liquido, desde el fondo a la superficie y lograr el arribo a superficie del pistón con la mínima velocidad, permitiendo así trabajar con presiones minimas en el espacio anular. Podríamos citar también los estudios de Nind, T.E.W.: Principios de la producción de petróleo, McGraw-Hill Book Co., New York, 1981, pp 216 a 239. Los estudios de Lea, J.F., Jr y

Tighe, R.E., "Pozos gasíferos operando con producción de liquido", publicado en SPE con No 11583, presentado en 1983 en el Simposio de Producción, en Oklahoma. Los trabajos de Avery, D.J.: "Optimización de sistema de embolo viajero para reservorios con gas disuelto", M.S.Thesis, Escuela de Ingeniería en Petróleo y Geología, Universidad de Oklahoma, Agosto de 1987. etc.,.

Desarrollo

En determinadas condiciones de presión y temperatura y aun tratandose de fluidos en estado gaseoso, puede mantenerse en muchos casos el concepto de fluidos incompresibles. La eventual perdida de calidad en los resultados bajo esta consideración quedaría compensada por el ahorro de trabajo debido a que es necesario hacer simplificaciones de calculo, propias a cuando se trabaja con flujos compresibles. En general podemos decir que con cambios de densidad de fluido menores al 10%, provocados por las variaciones de presión y temperatura, podríamos mantener la suposición de flujo incompresible sin error apreciable. El tema que nos ocupa, debemos encuadrarlo fuera de esta sobre simplificación y por tanto haremos un análisis pormenorizado del comportamiento del flujo en condiciones que provocan una variación importante de la densidad del fluido. Tabla 8

Cambios importantes en la densidad del fluido seguramente irán acompañados, como en el caso de conductos de pequeña longitud, por cambios también importantes de la temperatura, es decir de su energía interna. Tabla 8. Por tanto comenzaremos a desarrollar, en forma conveniente, la ecuación de energía, la

que nos llevara a presentar el balance macroscopio de energía total.

La primera ley de la termodinámica establece para un sistema cerrado (es decir, un volumen material)

$\Delta (U + E) = Q + W$ donde se identifica con U a la energía interna del sistema y con E a la energía cinética. Q corresponde al calor transferido al sistema desde el exterior del mismo y W el trabajo realizado por los alrededores sobre el sistema. De modo que se considerara como positiva toda transferencia de energía realizada hacia el sistema. Adoptemos la siguiente forma de escritura de esta ecuación

$$D/Dt \int_{V_m(t)} r \left(e + \frac{1}{2} v^2 \right) dV = - \int_{A_m(t)} q \cdot n \, dA + \int_{A_m(t)} t_{(n)} \cdot v \, dA + \int_{V_m(t)} r g \cdot v \, dV =$$

Aquí e (un escalar) indica energía interna por unidad de masa del fluido y $\mathbf{q}$ es el vector densidad de flujo de calor. El signo negativo del término que contiene a este último corresponde a la consideración de que, de acuerdo a lo que se estableció antes, su sentido es contrario al del vector normal $\mathbf{n}$.

En el primer término puede aplicarse el teorema de Reynolds y en los dos términos que contienen una integral sobre la superficie material el teorema de divergencia (previo reemplazo de $t_{(n)} = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T})$ de tal forma de obtener

$$\int_{V_m(t)} r \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{1}{2} v^2 \right) dV = - \int_{V_m(t)} \nabla \cdot \mathbf{q} \, dV + \int_{V_m(t)} \nabla \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{v} \, dV + \int_{V_m(t)} r \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} \, dV$$

De aquí puede extraerse la ecuación diferencial:

$$r \cdot \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{1}{2} v^2 \right) = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{v} + r \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}$$

Considerando que $r \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}$

$$= r \frac{Df}{Dt} \quad \text{en función de}$$

$$\text{que } \mathbf{g} = -\nabla f$$

$$\text{y : } \frac{Df}{Dt} = \frac{df}{dt} + \mathbf{v} \cdot \nabla f = \mathbf{v} \cdot \nabla f$$

de donde es posible encontrar la siguiente ecuación diferencial de energía:

$$r \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{1}{2} v^2 + f \right) = \nabla \cdot (\mathbf{q} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{v})$$

Si identificamos para simplificar, a la suma de energía interna, cinética y potencial como

$$\Omega = e + \frac{1}{2} v^2 + f$$

y desarrollamos

$$\frac{d}{dt} (r\Omega) + \nabla \cdot (r \cdot \mathbf{v} \cdot \Omega) =$$

$$r \cdot \left(\frac{D\Omega}{Dt} + \mathbf{v} \cdot \nabla \Omega \right) + \Omega$$

$$\left(\frac{dr}{dt} + \nabla \cdot r \cdot \mathbf{v} \right) = r \frac{D\Omega}{Dt}$$

de acuerdo a la definición de derivada material y a la ecuación de continuidad. De modo que se tiene finalmente:

$$\frac{d}{dt} (r\Omega) + \nabla \cdot (r \mathbf{v} \Omega) = \nabla \cdot (-\mathbf{q} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{v})$$

a partir de esta formula encontramos el *Balance Macroscópico de Energía Total*:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int_{V_a(t)} r \Omega \, dV + \int_{A_ae(t)} r \Omega (\mathbf{v} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} \, dA \\ & = Q + W + \int_{A_e(t)} t_{(n)} \cdot \mathbf{v} \, dA \end{aligned}$$

donde se ha simplificado

$$- \int_{A_a(t)} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} \, dA = \dot{Q} \quad \text{y} \quad \int_{A_s(t)} \mathbf{t}_n$$

$$\cdot \mathbf{v} \, dA = \dot{W}$$

El punto sobre la Q y la W significa energía por unidad de tiempo.

Muchas veces resulta ventajoso expresar a Ω en función de la entalpía por unidad de masa, vale decir $h = e + \frac{p}{r}$

$$\text{y por tanto } \Omega = h + \frac{1}{2}v^2 + f - \frac{p}{r}$$

Si adoptamos un volumen de control de manera de poder mantener la condición de flujo unidimensional, específicamente en las superficies $A_{e(t)}$, podemos simplificar

$$\mathbf{t}_{(n)} \cdot \mathbf{v} = -p \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$$

y el balance de energía ahora puede escribirse considerando un volumen de control fijo y en estado estacionario como:

$$\int_{Ae} r \left(h + \frac{1}{2}v^2 + f \right) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \, dA = \dot{Q} + \dot{W}$$

Esta ecuación es la que usaremos en lo sucesivo cuando analicemos la naturaleza del flujo compresible.

Velocidad del sonido y numero de Mach

La velocidad del sonido la definiremos diciendo que es una onda o pulso de presión que se desplaza en el seno del fluido, generadora de la sensación del sonido y la expresaremos matemáticamente como

$$c = \sqrt{\left(\frac{dp}{dr} \right)_s} \quad \text{de lo que se desprende}$$

que la velocidad del sonido es una propiedad termodinámica del fluido. Esta expresión puede deducirse, por ejemplo, empleando los balances de materia y de momento aplicados en el seno de una onda de compresión que se desplaza en un conducto. El proceso es adiabático porque los gradientes de temperatura ocurren solo en el interior de la onda.

Si analizamos la presión y la densidad de un gas ideal como un proceso

adiabático reversible, es decir isoentrópico, se pueden relacionar de acuerdo a

$$\frac{p}{r^g} = \text{constante}, \text{ donde}$$

$$\text{la constante isentrópica } g = \frac{c_p}{c_v} = k \text{ es}$$

la relación de calores específicos a presión y volumen constantes. De este modo, junto con la ecuación de estado de un gas ideal $p = r \cdot R \cdot T$, nos queda la expresión de la velocidad del sonido como

$C = \sqrt{gRT}$, donde R es la constante del gas, obtenida de dividir la constante universal de los gases por el peso molecular del gas estudiado.

Un par de valores dados como referencia son (a 15°C)

metano:	c= 185 m/s
aire:	c=345 m/s
helio:	c=1015m/s
hidrogeno:	c=1295m/s

Con velocidades de flujo pequeñas en comparación con la velocidad del sonido para el gas que circule por el conducto, los efectos de la compresibilidad de éste son despreciables. En cambio, cuando la velocidad del gas es comparable a la del sonido estos efectos dominan el proceso y el comportamiento del fluido puede variar drásticamente. Como parámetro de referencia para estas situaciones se emplea el llamado número de Mach, que para el flujo en conducto puede escribirse de la siguiente manera (en función de la velocidad promedio):

Tabla 3

$$M = \frac{\langle v_z \rangle}{c}$$

En la tabla 1 clasificaremos los flujos en incompresibles, subsónico, transónico y supersónico de acuerdo al numero de Mach.

Se acepta que el flujo es incompresible con valores del $M < 0,3$. A su vez, alrededor de $M \approx 1$ existe una franja de $\pm 20\%$ donde pueden encontrarse simultáneamente zonas con flujo subsónico y supersónico. Actualmente se distinguen condiciones especiales para $M > 3$, zona llamada de flujo hipersónico.

Como la velocidad del sonido en un líquido es muy grande cuando se la compara con las velocidades de desplazamiento que pueden encontrarse en la práctica (del orden de 1500 contra 10 m/s), los efectos de la compresibilidad del fluido no se aprecian nunca. Por ello el tratamiento de flujo compresible es restringido casi siempre a los gases.

A continuación se analizará el flujo ideal de un gas en un conducto de sección variable, empleando un punto de vista esencialmente termodinámica, introduciendo finalmente las correcciones que sean necesarias para los casos reales. Esto permitirá comprender debidamente el comportamiento del movimiento del fluido en condiciones no isotérmicas, con velocidades por debajo y por encima de $M = 1$. Debido a que nuestro problema en este trabajo está enfocado al uso de orificios, el estudio se realizará directamente sobre este tipo de elementos. Se generalizará en el estudio de la boquilla convergente para luego referirla, a través de coeficientes de ajustes, al orificio usado.

Boquilla convergente

Fig. No 1- Como definición dirá que una boquilla consiste en un conducto de sección variable, diseñado para conseguir la conversión de energía cinética en presión, o bien energía interna, y a la inversa. En algunas

aplicaciones particulares pueden recibir otros nombres: tobera, eyector o difusor. Si observamos el conducto en corte longitudinal de la fig. No 1, y asumimos que la densidad del fluido es sólo función de z , puede encontrarse a partir del balance Macroscópico de materia en el volumen infinitesimal de espesor Δz :

$\frac{d}{dz}(r \langle v_z \rangle A) = 0$, siendo A la superficie de la sección transversal del conducto, que es también función de z . De este modo podemos concluir que

$r \langle v_z \rangle A = \text{constante} = m^*$ donde m^* es el caudal másico (masa por unidad de tiempo).

Para un proceso isoentrópico, el balance macroscópico de energía se reduce a

$$\int_{Ae} r \left(h + \frac{1}{2} v^2 \right) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA = 0, \text{ siendo } Ae \text{ las}$$

superficies atravesadas por el fluido. Para ampliar el concepto remitirse a la fig. No 2.

Con la condición de que los perfiles de velocidad sean chatos (turbulento o tapón) y que la entalpía no varíe transversalmente al conducto, empleando el resultado del balance de materia, y ante la imposibilidad de contar con un perfil y a los efectos de evaluar la integral, se puede concluir que

$$h + \frac{1}{2} \langle v \rangle^2 = \text{constante}. \text{ La suposición de}$$

que $\langle v^2 \rangle \cong \langle v \rangle^2$ se podrá mantener en la medida que el flujo sea prácticamente unidimensional, lo que requiere cambios suaves de la sección del conducto.

Si nos restringimos al caso de los gases ideales, se puede emplear la relación termodinámica $h = c_p T + \text{constante}$, por lo que la ecuación puede escribirse como

$$c_p \cdot T + \frac{1}{2} \langle v_z \rangle^2 = \text{constante}, \text{ o bien } c_p$$

$$T + \frac{1}{2} \langle v_z \rangle^2 = c_p \cdot T^0$$

donde T^0 es la llamada temperatura de estancamiento. Las condiciones de estancamiento (temperatura y presión) se definen como aquellas a las que se encuentra una partícula del fluido que fuera llevada isentrópicamente al estado de reposo (es decir, velocidad final nula). Fig. No 2 b

De la última ecuación puede encontrarse una relación que permite estimar la variación de la temperatura a lo largo

del conducto. Dado que: $c_p = \frac{gR}{g-1}$ y

que, por la definición de número de Mach $\langle v_z \rangle^2 = gRTM^2$, luego, reemplazando en la ecuación anterior se

encontrará: $T = T^0 \left(1 + \frac{g-1}{2} M^2 \right)^{-1}$.

Dado que $g > 1$, esta ecuación indica que la temperatura decrece al aumentar la velocidad del fluido, produciéndose una conversión de energía térmica a cinética.

Si imponemos además la condición de flujo isentrópico (cuando el flujo de un gas es muy lento, es posible la transferencia de calor hacia y desde el gas para mantener su temperatura constante, cuando el flujo se presenta muy rápido, o cuando el sistema esta muy bien aislado, solo puede transferirse muy poco calor hacia y desde el gas), se puede emplear la siguiente relación termodinámica entre temperatura y presión:

$$p/T^{\frac{g}{g-1}} = \text{constante}, \quad \text{que permite}$$

$$\text{encontrar } p = p^0 \left(1 + \frac{g-1}{2} M^2 \right)^{\frac{-g}{g-1}}$$

Resulta interesante observar que en condiciones de flujo incompresible la ecuación de Bernoulli, que en este caso toma la siguiente forma:

$$p^0 = p + \frac{1}{2} \rho \langle v \rangle^2 \text{ con valores de presión}$$

que no difieren en más de un 1% de los correspondientes a la ecuación anterior. Esto comprueba que cuando $M \ll 1$ no es necesario diferencial entre un fluido gas o liquido.

También y continuando con el mismo desarrollo podemos encontrar la siguiente relación para la densidad:

$$\rho = \rho^0 \left(1 + \frac{g-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{g-1}}$$

Finalmente, las ecuaciones anteriores permiten obtener una relación para la velocidad del fluido:

$$\langle v \rangle = \sqrt{gRT^0} M \left(1 + \frac{g-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

y luego, si tomamos a $\rho = \frac{1}{Z} \frac{p}{RT}$

podemos por ultimo indicar el caudal másico de la siguiente manera

$$m = CAp^0 \sqrt{\frac{I}{ZRT^0}} M \left(1 + \frac{g-1}{2} M^2 \right)^{\frac{g+1}{2(g-1)}}$$

, donde incorporamos el coeficiente de descarga C y el de compresibilidad del gas Z, para adecuarlo a condiciones de flujo de gases reales.

O también, en función de las presiones absolutas, podemos indicar en función de las condiciones del gas en tanque, fig. No2a, y el cociente entre las

presiones absolutas $\frac{p_2}{p_1}$, podemos

establecer también

*
m = C.A.

$$\sqrt{\frac{2gk}{k-1}}(p_1 \cdot r_1) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Es importante destacar que un cociente entre $\frac{p_2}{p_1}$ que disminuye, realmente

indica una diferencia de presiones ($p_1 - p_2$) en aumento y que por lo tanto se espera que la velocidad de flujo de peso

*
m se incremente a medida que el cociente de presión disminuya. Esto es cierto para los valores mas altos del cociente de presión, y puede demostrarse que la velocidad de flujo alcanza un máximo a un cociente de presión crítico, Tabla 6 definido como

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right) = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

que llamaremos ecuación de presión crítica.

Debido a que el valor del cociente de presión crítico es una función solamente del exponente adiabático k, éste es constante para cualquier gas en particular.

Cuando se alcanza el cociente de presión crítico, la velocidad del flujo en la garganta del orificio es igual a la velocidad del sonido en el gas tomado en las mismas condiciones de presión y temperatura, y esta velocidad de flujo permanece constante no importando cuánta presión hacia abajo se reduzca. La velocidad sónica, es decir la velocidad a la que una onda sonora viajaría en el gas, se corresponde con la mayor velocidad de flujo de un gas a través de una boquilla convergente. Mientras que solo podremos obtener velocidades de flujo supersónicas, si

estamos en presencia de una boquilla que primero converge y luego diverge. Fig 2a. En este caso el cociente de presiones es mayor que el cociente de presión crítico. Por tanto, la ecuación de flujo másico en función del cociente de presiones puede utilizarse cuando este cociente es menor que el correspondiente a la relación crítica. Fig 4

Si nos remitimos al uso de gas a través de orificios en el sistema de elevación que llamamos comúnmente "gas lift", Tabla 6, Fig 4 entre las condiciones de diseño se plantea la de disponer de un caudal de gas en el entrecaños, lo suficientemente grande como para poder asegurar constancia de la presión aguas arriba del orificio, mientras la presión aguas abajo disminuya durante la operación (se trata de sistemas intermitentes de inyección de gas).

Cuando estas presiones son iguales, obviamente no existe flujo a través de la boquilla. Conforme la presión aguas abajo disminuye, la diferencia relativamente más grande de presiones ($p_1 - p_2$) provoca un incremento en la velocidad de flujo de masa. Sin embargo cuando el cociente de presión crítico se alcanza, la velocidad en la garganta alcanzara la velocidad sónica y la presión permanecerá a una presión crítica, calculada según la ecuación

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right) = \left(\frac{2}{g+1} \right)^{\frac{g}{g-1}}$$

Al disminuir más la presión fuera de la boquilla, **no** incrementara la velocidad de flujo desde el entrecaños.

Se dice que la máxima velocidad posible de fluido es la llamada de flujo crítico o de bloqueamiento (se dice también que el flujo se bloquea). Caudal maximo masico e independencia entre

las presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio. Fig 4

Si estamos tratando del sistema embolo viajero, Fig8, Fig5, Tabla 7, la interpretación de la variación de flujo de masa a través del orificio es completamente distinta. En este caso la presión aguas abajo de la boquilla es la que permanece aproximadamente constante, contrapresionando la presión de línea de producción, la debida al peso de la columna de fluido que sé esta elevando, la del peso del pistón y fricciones a lo largo de la trayectoria ascendente del mismo, mientras, mientras que la presión aguas arriba del orificio ira variando conforme el volumen ocupado por el gas necesario para la elevación del pistón este variando. En este caso la presión p_1 esta variando. Un ejemplo facil de visualizar estaría representado por la descarga de un tanque a la atmosfera. Fig 2. Obviamente, cuando la presion en el tanque sea nula, no se presenta ningún flujo, debido a que no hay diferencial de presión. Conforme p_1 se incrementa, la relación de presiones p_2/p_1 es al principio mayor que el cociente de presión crítica , y puede aplicarse la ecuación dada de flujo másico. Cuando el cociente de presión crítica se alcanza o se excede, la velocidad en la garganta estará a la velocidad sónica para la condicion del gas en la garganta, y la presión crítica en la garganta estará dada por la ecuacion de presión crítica ya desarrollada. La velocidad de flujo de masa depende ahora de p_1 y r_1 , y estas

dos variables varían proporcionalmente, ***por consiguiente a medida que se ha alcanzado el cociente de presión crítica, la velocidad de flujo de masa se incremente en forma lineal conforme aumenta la presión en el tanque.***

Si el orificio, mas que la forma de una boquilla convergente, tiene una reducción abrupta, el flujo másico será menor que el calculado por la ecuación planteada y debe aplicarse un coeficiente de descarga.

La bibliografía que han estudiado la influencia en el cálculo del flujo másico que tiene el coeficiente de descarga nos permiten decir que tratándose de boquillas convergentes, el coeficiente de descarga variara desde 0,94 a 1 para Reynolds en las tuberías desde 10 a $1200 \cdot 10^3$ pudiendo afirmar que a medida que el Reynolds aumenta, el coeficiente de descarga aproxima a 1 independientemente de las relaciones existentes entre el diámetro de la tubería por donde circula el gas y el orificio donde estamos controlando su caudal. Si estamos hablando de orificios de bordes cuadrados o con pequeños bisels, para el mismo intervalo de números de Reynolds, y generalizando en los valores, podemos aceptar para $Re = 10 \cdot 10^3$ coeficientes de descarga entre 0,63 y 0,65 y para Re mayores a $200 \cdot 10^3$ entre 0,58 y 0,61

La Tablas mostradas, estudian las velocidades de fluido compresible , a través de orificios, para una mezcla de gases , tomadas de cromatografías correspondientes a aquellos usados en inyección en un yacimiento de la Cuenca Neuquín, para la extracción de petróleo, independientemente de los metodos de extracción, tanto sea émbolo viajero como elevación por gas.

Las temperaturas de estancamiento, son las correspondientes a la de entrecaños a la altura del orificio.

Conclusiones

Cuando se analizó el comportamiento de la velocidad de flujo másico a través de un orificio para relaciones de presión

aguas abajo/aguas arriba , queda perfectamente definido que esta velocidad logra su máximo a relaciones de presión críticas, en el analisis referido a la condicion real del sistema elevación por gas "Gas Lift", donde la presión aguas arriba se intenta que permanezca constante. Por esta razón el arco izquierdo de la curva, fig 4 se ha indicado con una linea discontinua y se ha trazado una linea continua y horizontal para el valor máximo. En esta zona la presión corriente abajo no puede transmitirse hacia atrás por el orificio y el caudal que pasa por este se vuelve independiente de la presión corriente abajo.

Por otro lado y en función del estudio que ocupa, cuando el orificio va a ser usado para extracción con embolo viajero, la presión aguas arriba del mismo variará, desde un valor máximo inicial hasta un valor menor determinado por las condiciones de operación. Es decir el valor inicial de la relacion de presión será el mas bajo y aumentará aparentemente sin lograr el cociente de presiones críticas. Si observamos la curva, fig 5, podemos apreciar que a medida que trabajamos con presiones de entrecaños mayores, para una misma contrapresión dentro del tubing, los caudales másicos relativos aumentan, debido obviamente a que en estas circunstancias las variables que definen el paso de gas por el orificio son la presión de entrecaños y la densidad del fluido. Todo parecería indicar que podemos aumentar el caudal por el orificio a relaciones de presión inferiores a las críticas. Como la relacion real de presiones quedaran definidas para cada presión de entrecaños por la ecuación de presión crítica y el caudal masico siempre será el máximo, obviamente en concordancia con la presión de entrecaños y la

relación de presiones críticas que ira variando en funcion de la variación de la presión de entrecaños. Esto puede observarse claramente comparando las tablas en sus valores críticos para cada presión. Tabla 7.

Es necesario observar que en todo momento estamos considerando, como variable de diseño, que la contrapresión de entrecaños va a ser menor que la que se calcule a través de la ecuacion de presión crítica, caso contrario, los caudales corresponderan a la relacion de presiones superiores a la relación crítica, serán obviamente inferiores.

Nomeclatura

D=diámetro interno

r =gravedad específica

e =escalar, energía interna por unidad de masa

v =velocidad másica

q =vector densidad de flujo de calor

L =caudal másico dividido el area del orificio y el coeficiente de descarga

U =energía interna

E =energía cinética

Q =calor transferido desde el exterior

W =trabajo realizado por los alrededores

g =aceleración de la gravedad

A =Sección transversal

f =energía potencia

c =velocidad del sonido

M =número de Mach

$g = k$ =constante adiabática

$^{\circ}$ = condiciones de estancamiento

C =coeficiente de descarga

Z =factor de compresibilidad del gas

Ecuación de estado: Peng y Robinson

Referencias

1. Enrique Rost.: "Fluidodinámica Aplicada," Universidad Nacional de la Patagonia San Juan Bosco.
2. Spink, L.K.: "Principles and Practice of Flowmeter Engineering," 9th ed., The

Foxboro Company, Foxboro, Mass., (1967).

3. Starrett, P.S., H.B., Nottage, and P.F. Halfpenny.: "Survey of Information Concerning the Effects of Non-standard Approach Condition upon Orifice and Venturi Meters", ASMME, WAM paper 65-WA/FM-5 (1965).

4. Crane Co. (1988).: "Flow of fluids through valves, fittings and pipe". Technical Paper 410, Joilet, II: Autor.

5. Hacksma, J.D.: "Users Guide to Predict Plunger Lift Performance," Proceedings, Southwestern Petroleum Short Course, Lubbock, Texas (1972).

6. Foss, D.I. and Gaul, R.B.: "Plunger - Lift Performance Criteria with Operating Experience-Ventura Avenue Field," Drilling and Production Practice, API (1965) 124-140.

7. Abercombie, B.: "Plunger lift," Technology or Artificial Lift Methods, Vol. 2b, K.E. Brown. PennWell Pub. Co., Tulsa, OK (1980) 483-518.

8- Lea, J.F.: "Dynamic Analysis of Plunger Lift Operation," JPT, (Nov. 1982) 2617-2629.

9- Mower, L.N., Lea, J.F., Beauregard, E. and Ferguson, P.L.: "Defining the Characteristics and Performance of Gas Lift Plungers" paper SPE 14344 presented at the 1985 SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Las Vegas, NV, Sept. 22-25.

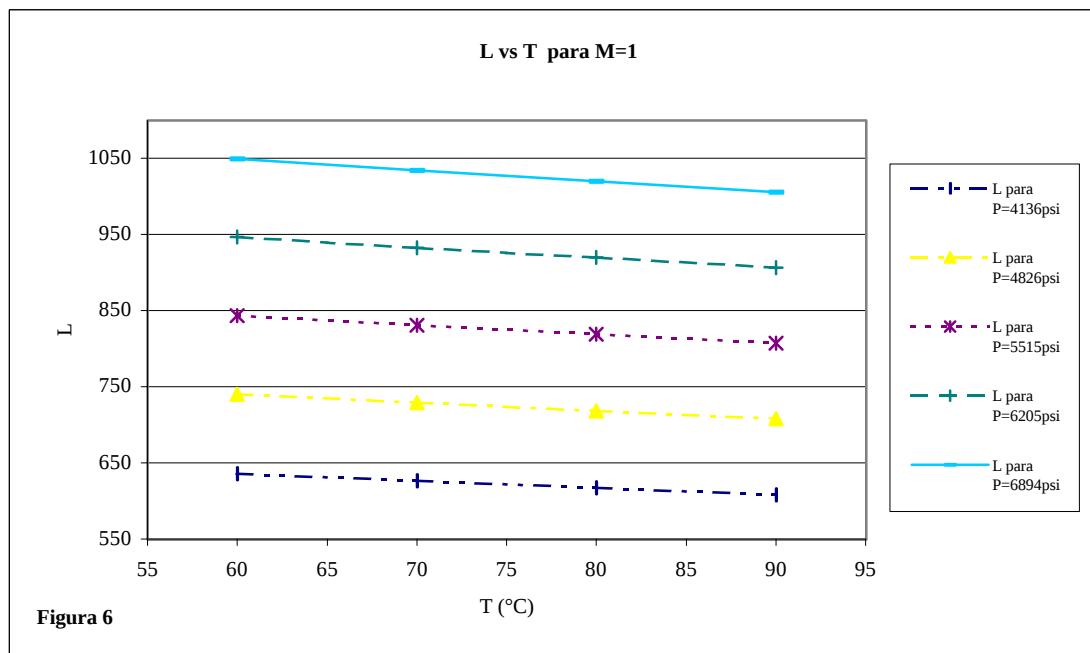
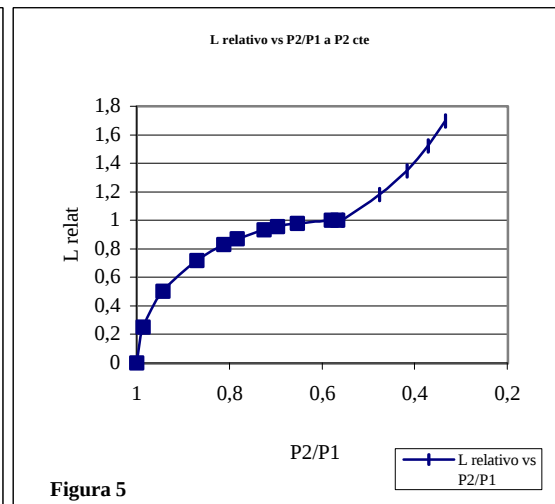
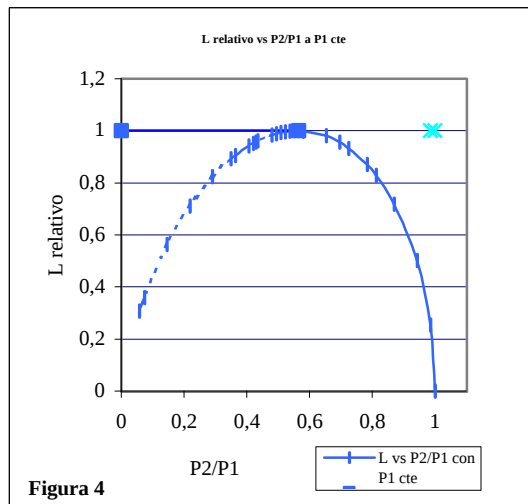
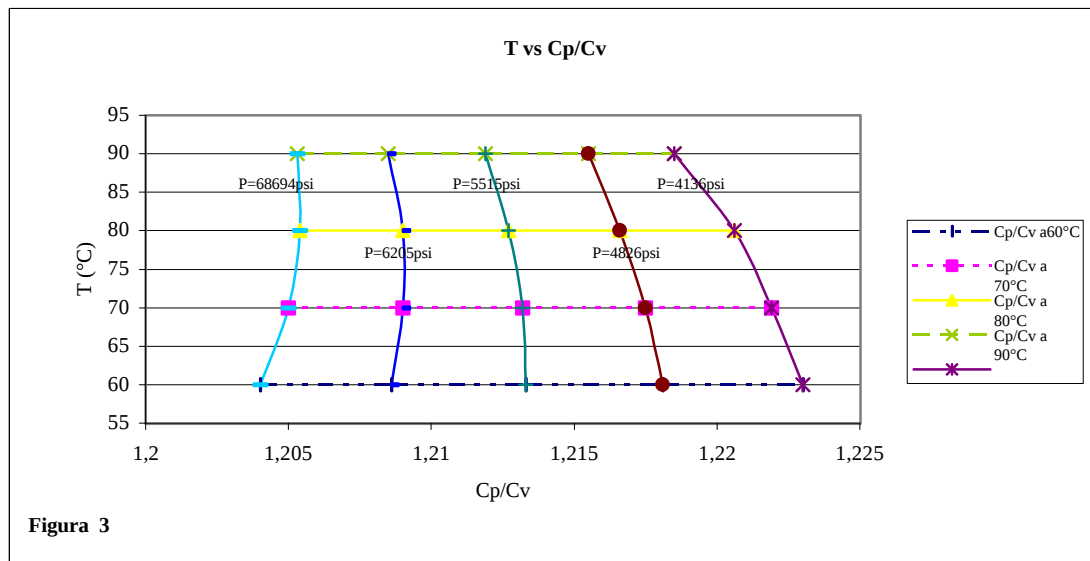
10. Rosina, L.: "A Study of Plunger Lift Dynamics," MS Thesis U. of Tulsa, Tulsa, OK (1983).

11. Avery, D.J.: "Optimization of Plunger Lift Systems for Solution Gas Drive Reservoirs," MS Thesis, U. of Oklahoma. Norman, OK (1988).

12. Baruzzi, J.O.A. and Alhanna, F.J.S.: "Optimum Plunger Lift Operation," paper SPE 29455 presented at the 1995 SPE Production Operation

Symposium. Oklahoma City, OK, April 2-4.

13- Gasbarri, S.: "Development of Plunger Lift Model for Gas Well," MS Thesis, U. of Oklahoma, Norman, OK (1996).



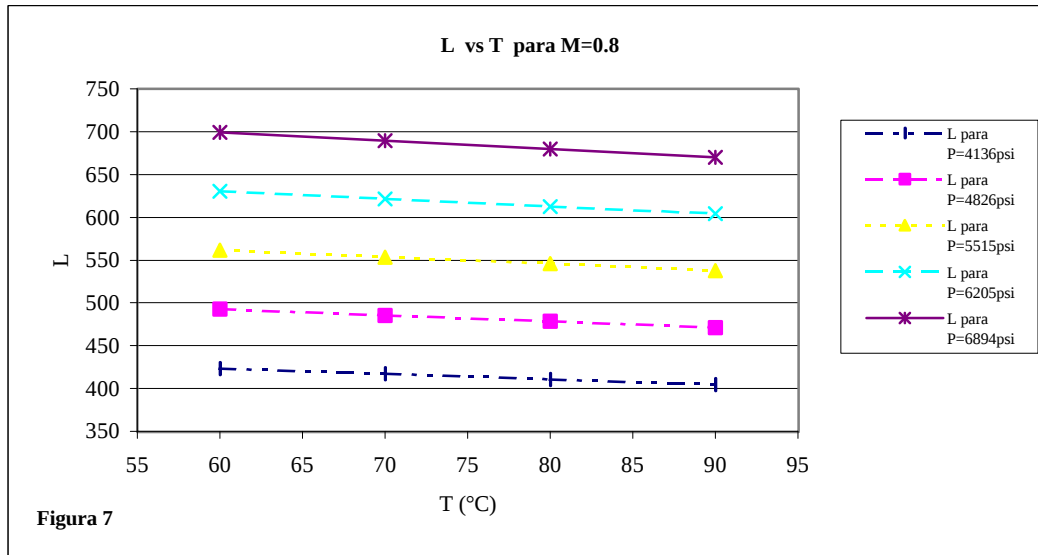


Tabla 3													
Velocidad masica de fluidos													
Su relacion con temperatura, presión y número de Mach													
					Mach 1	Mach 0,95	Mach 0,90	Mach 0,85	Mach 0,80	Mach 0,75	Mach 0,70	Mach 0,65	
Temp Est C	Presion Est	cp seco	cp sat	cp/cv ideal	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	
60	3447,3796	2,4024	2,4004	1,228	12,79111664	12,21263971	11,62558044	11,03019297	10,42675756	9,815580628	9,196994482	8,571357007	
60	4136,8555	2,446	2,4443	1,223	12,77939712	12,20023732	11,61265746	11,0169108	10,41327585	9,802056276	9,183580764	8,558202573	
60	4826,3315	2,4908	2,4895	1,2181	12,76785023	12,18802122	11,59993223	11,0038355	10,4000076	9,788749441	9,170385952	8,545265748	
60	5515,8071	2,5367	2,5356	1,2133	12,75647922	12,1759947	11,58740801	10,99097021	10,38695587	9,775662994	9,157412734	8,532549019	
60	6205,2832	2,5834	2,5824	1,2086	12,74528731	12,164161	11,575088	10,97831807	10,37412365	9,762799781	9,14466377	8,520054842	
60	6894,7593	2,6306	2,6298	1,204	12,73427773	12,15252335	11,56297539	10,96588217	10,36151392	9,750162617	9,132141693	8,50778565	
70	4136,8555	2,459	2,4542	1,2219	12,96723526	12,37929121	11,782838	11,17813244	10,56545675	9,945118519	9,317450484	8,682810124	
70	4826,3315	2,4992	2,4949	1,2175	12,95670238	12,36814846	11,77123143	11,16620713	10,55335602	9,93298312	9,305417741	8,671013107	
70	5515,8071	2,5382	2,5262	1,2132	12,94636009	12,3572102	11,75984073	11,15450646	10,54148601	9,921081751	9,293619551	8,659448361	
70	6205,2832	2,5797	2,5779	1,209	12,93621142	12,34647946	11,74866891	11,14303336	10,52984952	9,909417069	9,282058388	8,648118168	
70	6894,7593	2,6214	2,6199	1,205	12,92605023	12,33621637	11,73798652	11,13206543	10,51872786	9,898270802	9,271013252	8,63729574	
80	4136,8555	2,4712	2,4666	1,2206	13,15175228	12,55511639	11,94989188	11,33633899	10,71474353	10,08541677	9,448695247	8,804940354	
80	4826,3315	2,5096	2,5037	1,2166	13,14202674	12,54482841	11,93917634	11,32532986	10,70357311	10,07421498	9,437588811	8,794052047	
80	5515,8071	2,5445	2,5411	1,2127	13,13250352	12,53475683	11,92868861	11,31455715	10,6926449	10,06325829	9,42672748	8,783405966	
80	6205,2832	2,5816	2,5787	1,209	13,12343116	12,52516428	11,9187019	11,30430128	10,68224311	10,05283143	9,416393278	8,773278338	
80	6894,7593	2,6189	2,6163	1,2054	13,11456873	12,51579576	11,90895051	11,29428912	10,6720905	10,04265626	9,406310332	8,763398608	
90	4136,8555			1,2185	13,3315644	12,72623716	12,11272221	11,48993299	10,85950846	10,22131299	9,575686187	8,922992423	
90	4826,3315	2,5213	2,5151	1,2155	13,32415479	12,71839979	12,10410988	11,48154777	10,85100112	10,21278246	9,567228929	8,914701875	
90	5515,8071	2,5547	2,5493	1,2119	13,31523125	12,70896296	12,09428367	11,4714551	10,84076329	10,20251845	9,557054717	8,904727973	
90	6205,2832	2,5883	2,5836	1,2085	13,30677123	12,70001821	12,08497174	11,46189253	10,83106501	10,19279712	9,547420081	8,895287968	
90	6894,7593	2,6219	2,6177	1,2053	13,29878008	12,69157089	12,07617935	11,45286517	10,82191116	10,18362307	9,538329317	8,886380546	

Mach 0,60	Mach 0,55	Mach 0,50	Mach 0,45	Mach 0,40	Mach 0,35	Mach 0,30	Mach 0,25	Mach 0,20	Mach 0,15	Mach 0,10	Mach 0,05
vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg	vel flui m/seg
7,939051087	7,300483861	6,65608579	6,006309534	5,351628638	4,69253604	4,029542404	3,363174295	2,693972199	2,022488422	1,349284862	0,674930697
7,926299002	7,288270649	6,644540493	5,995552797	5,341771836	4,683680452	4,021778451	3,356580845	2,688615958	2,018423402	1,346551957	0,673557355
7,913760542	7,276264419	6,633192941	5,984982072	5,332086951	4,674980493	4,014151841	3,350104684	2,683355431	2,01443128	1,343868186	0,672208741
7,901437976	7,264467218	6,622044955	5,974598961	5,322575373	4,666437345	4,006663562	3,343746612	2,678191244	2,010512517	1,341233851	0,670885005
7,889333549	7,252881069	6,611098341	5,964405049	5,313238473	4,658052179	3,999314588	3,337507421	2,673124018	2,00666757	1,338649252	0,669586296
7,87744948	7,241507975	6,600354878	5,954401902	5,304077608	4,649826148	3,9922105885	3,331387896	2,668154366	2,002896888	1,336114685	0,668312761
8,041579098	7,394162501	6,740987931	6,082504389	5,419180992	4,751505519	4,0799828	3,405132941	2,727489424	2,047597075	1,366009927	0,683288999
8,030145766	7,383214862	6,73064122	6,072866268	5,410350788	4,743573506	4,073029532	3,399228651	2,722693491	2,043957566	1,363563226	0,68205952
8,018939647	7,372486658	6,720503535	6,063424252	5,401701404	4,735804842	4,066220163	3,393447063	2,717997567	2,040394153	1,361167778	0,680855825
8,007962823	7,361979768	6,710576551	6,054179812	5,393234114	4,728200613	4,059555599	3,38778891	2,713402226	2,036907259	1,358823861	0,679678053
7,997479787	7,351947184	6,701099138	6,045355263	5,385152434	4,720943501	4,053195881	3,382390019	2,709017747	2,033580542	1,356587703	0,678554454
8,154537749	7,497896616	6,835448718	6,167647291	5,494965747	4,817896214	4,136947916	3,452645393	2,765526595	2,076140839	1,385046673	0,692809644
8,143985613	7,487793186	6,825900266	6,158753092	5,48681738	4,810576903	4,130531915	3,44719744	2,761101416	2,072782734	1,382789172	0,691675245
8,133669983	7,477917772	6,816568673	6,150062059	5,478856107	4,803426419	4,124264497	3,441876078	2,756779347	2,069503044	1,380584466	0,690567402
8,123858324	7,468526259	6,807695587	6,141799125	5,471287869	4,796629649	4,118307649	3,436818795	2,752672027	2,066386465	1,378489483	0,689514716
8,114288339	7,459367418	6,799043504	6,133742997	5,463909877	4,790004392	4,112501624	3,431889925	2,748669243	2,063349351	1,376447987	0,688488927
8,263620274	7,597981755	6,926511376	6,249665028	5,567918689	4,881766964	4,191721465	3,498309046	2,80206989	2,103555489	1,403326511	0,701950581
8,255586246	7,59028985	6,919242416	6,2428945	5,561716214	4,876195803	4,186838054	3,494162579	2,798701952	2,100999739	1,401608422	0,701087246
8,24592403	7,581040319	6,910502549	6,234754836	5,554260231	4,869499323	4,180968704	3,489179293	2,794654537	2,097928501	1,399543862	0,700049831
8,236777095	7,572285295	6,902231016	6,22705226	5,547205381	4,863163721	4,17541612	3,484465288	2,790826054	2,095023524	1,397591132	0,699068627
8,228149047	7,564028025	6,894430706	6,219789309	5,54055386	4,857190867	4,170181864	3,480021832	2,787217498	2,092285541	1,395750712	0,698143874

Caudal másico a traves de un orificio para la condicion de variacion de presion aguas abajo del orificio mientras permanece constante la presión aguas arriba a 60 centigrados

Tabla 6

p aguas arrib	p aguas abaj			Densidad	ac gravedad	L para p1=	relacioncritica
p1 (kpa)	p2 (kpa)	L para p2/p1	cp/cv	Kg/m3	m/seg2	4136,8585	p2/p1critico+H122
4136,8585	4136,8585	1	1,221	30,1963	9,81	0	0,560421888
4136,8585	3500	0,846052627	1,221	30,1963	9,81	553,9966266	0,560421888
4136,8585	3000	0,725187966	1,221	30,1963	9,81	672,2928436	0,560421888
4136,8585	2500	0,604323305	1,221	30,1963	9,81	719,0539086	0,560421888
4136,8585	2400	0,580150373	1,221	30,1963	9,81	721,7312647	0,560421888
4136,8585	2300	0,55597744	1,221	30,1963	9,81	722,3681396	0,560421888
4136,8585	2200	0,531804508	1,221	30,1963	9,81	721,008632	0,560421888
4136,8585	2100	0,507631576	1,221	30,1963	9,81	717,6832253	0,560421888
4136,8585	2000	0,483458644	1,221	30,1963	9,81	712,4098724	0,560421888
4136,8585	1500	0,362593983	1,221	30,1963	9,81	656,6222371	0,560421888
4136,8585	1000	0,241729322	1,221	30,1963	9,81	547,564762	0,560421888
4136,8585	500	0,120864661	1,221	30,1963	9,81	367,5518513	0,560421888
4136,8585	400	0,096691729	1,221	30,1963	9,81	318,9016467	0,560421888

4826,3315	4826,3315	1	1,2169	36,0502	9,81	0	0,561208028
4826,3315	3500	0,725188479	1,2169	36,0502	9,81	792,9006268	0,561208028
4826,3315	3000	0,621590125	1,2169	36,0502	9,81	844,0125301	0,561208028
4826,3315	2800	0,621590125	1,2169	36,0502	9,81	850,8121748	0,561208028
4826,3315	2900	0,600870454	1,2169	36,0502	9,81	848,3187891	0,561208028
4826,3315	2500	0,517991771	1,2169	36,0502	9,81	847,8011479	0,561208028
4826,3315	2450	0,507631935	1,2169	36,0502	9,81	845,8036356	0,561208028
4826,3315	2400	0,4972721	1,2169	36,0502	9,81	843,3840736	0,561208028
4826,3315	2300	0,476552429	1,2169	36,0502	9,81	837,2819337	0,561208028
4826,3315	2200	0,455832758	1,2169	36,0502	9,81	829,4963694	0,561208028
4826,3315	2100	0,435113087	1,2169	36,0502	9,81	820,0216306	0,561208028
4826,3315	2000	0,414393417	1,2169	36,0502	9,81	808,8444575	0,561208028
4826,3315	1500	0,310795062	1,2169	36,0502	9,81	726,3757955	0,561208028
4826,3315	1000	0,207196708	1,2169	36,0502	9,81	593,7541576	0,561208028
4826,3315	500	0,103598354	1,2169	36,0502	9,81	391,5759019	0,561208028
4826,3315	400	0,082878683	1,2169	36,0502	9,81	338,4928741	0,561208028

5515,8071	5515,8071	1	1,2127	41,2461	9,81	0	0,562015832
5515,8071	5000	0,906485653	1,2127	41,2461	9,81	607,8966501	0,562015832
5515,8071	4500	0,815837088	1,2127	41,2461	9,81	798,7559853	0,562015832
5515,8071	4000	0,725188522	1,2127	41,2461	9,81	906,0527815	0,562015832
5515,8071	3500	0,634539957	1,2127	41,2461	9,81	960,0285114	0,562015832
5515,8071	3000	0,543891392	1,2127	41,2461	9,81	971,7704742	0,562015832
5515,8071	2950	0,534826535	1,2127	41,2461	9,81	970,8272664	0,562015832
5515,8071	2900	0,525761679	1,2127	41,2461	9,81	969,5104898	0,562015832
5515,8071	2800	0,507631966	1,2127	41,2461	9,81	965,7626776	0,562015832
5515,8071	2500	0,453242826	1,2127	41,2461	9,81	945,6638845	0,562015832
5515,8071	2400	0,435113113	1,2127	41,2461	9,81	936,0114549	0,562015832
5515,8071	2000	0,362594261	1,2127	41,2461	9,81	882,3251773	0,562015832
5515,8071	1500	0,271945696	1,2127	41,2461	9,81	778,9715924	0,562015832
5515,8071	1000	0,181297131	1,2127	41,2461	9,81	627,7662785	0,562015832
5515,8071	500	0,090648565	1,2127	41,2461	9,81	408,4486072	0,562015832
5515,8071	400	0,072518852	1,2127	41,2461	9,81	352,0351718	0,562015832

6205,2832	6205,2832	1	1,2088	46,9312	9,81	0	0,562768202
6205,2832	5000	0,805764997	1,2088	46,9312	9,81	920,4975652	0,562768202
6205,2832	4800	0,773534397	1,2088	46,9312	9,81	968,7037247	0,562768202
6205,2832	4500	0,725188497	1,2088	46,9312	9,81	1024,447831	0,562768202
6205,2832	4000	0,644611998	1,2088	46,9312	9,81	1080,940992	0,562768202
6205,2832	3800	0,612381398	1,2088	46,9312	9,81	1092,482689	0,562768202
6205,2832	3700	0,596266098	1,2088	46,9312	9,81	1096,071988	0,562768202
6205,2832	3600	0,580150798	1,2088	46,9312	9,81	1098,249933	0,562768202
6205,2832	3500	0,564035498	1,2088	46,9312	9,81	1099,042398	0,562768202
6205,2832	3400	0,547920198	1,2088	46,9312	9,81	1098,470695	0,562768202
6205,2832	3300	0,531804898	1,2088	46,9312	9,81	1096,551915	0,562768202
6205,2832	3000	0,483458998	1,2088	46,9312	9,81	1082,825967	0,562768202
6205,2832	2950	0,475401348	1,2088	46,9312	9,81	1079,384295	0,562768202
6205,2832	2900	0,467343698	1,2088	46,9312	9,81	1075,613523	0,562768202
6205,2832	2800	0,451228398	1,2088	46,9312	9,81	1067,083432	0,562768202
6205,2832	2500	0,402882499	1,2088	46,9312	9,81	1033,522714	0,562768202
6205,2832	2400	0,386767199	1,2088	46,9312	9,81	1019,639227	0,562768202
6205,2832	2000	0,322305999	1,2088	46,9312	9,81	950,0604086	0,562768202
6205,2832	1500	0,241729499	1,2088	46,9312	9,81	828,6264796	0,562768202
6205,2832	1000	0,161152999	1,2088	46,9312	9,81	660,6625577	0,562768202
6205,2832	500	0,0805765	1,2088	46,9312	9,81	425,2604599	0,562768202
6205,2832	400	0,0644612	1,2088	46,9312	9,81	365,6365865	0,562768202

6894,7593	6894,7593	1	1,2053	52,7111	9,81	0	0
6894,7593	6800	0,986256329	1,2053	52,7111	9,81	310,3629888	0,563445273
6894,7593	6500	0,942745021	1,2053	52,7111	9,81	615,8897324	0,563445273
6894,7593	6000	0,870226173	1,2053	52,7111	9,81	881,9011922	0,563445273
6894,7593	5600	0,812211095	1,2053	52,7111	9,81	1015,795913	0,563445273
6894,7593	5400	0,783203556	1,2053	52,7111	9,81	1066,657921	0,563445273
6894,7593	5000	0,725188478	1,2053	52,7111	9,81	1143,764527	0,563445273
6894,7593	4800	0,696180938	1,2053	52,7111	9,81	1171,791339	0,563445273
6894,7593	4500	0,65266963	1,2053	52,7111	9,81	1202,339654	0,563445273
6894,7593	4000	0,580150782	1,2053	52,7111	9,81	1225,665358	0,563445273
6894,7593	3900	0,565647013	1,2053	52,7111	9,81	1226,473644	0,563445273
6894,7593	3800	0,551143243	1,2053	52,7111	9,81	1226,045609	0,563445273
6894,7593	3700	0,536639473	1,2053	52,7111	9,81	1224,395747	0,563445273
6894,7593	3600	0,522135704	1,2053	52,7111	9,81	1221,535628	0,563445273
6894,7593	3500	0,507631934	1,2053	52,7111	9,81	1217,474041	0,563445273
6894,7593	3400	0,493128165	1,2053	52,7111	9,81	1212,217107	0,563445273
6894,7593	3300	0,478624395	1,2053	52,7111	9,81	1205,768346	0,563445273
6894,7593	3000	0,435113087	1,2053	52,7111	9,81	1179,268148	0,563445273
6894,7593	2950	0,427861202	1,2053	52,7111	9,81	1173,803179	0,563445273
6894,7593	2900	0,420609317	1,2053	52,7111	9,81	1168,036354	0,563445273
6894,7593	2800	0,406105547	1,2053	52,7111	9,81	1155,591945	0,563445273
6894,7593	2500	0,362594239	1,2053	52,7111	9,81	1110,846608	0,563445273
6894,7593	2400	0,348090469	1,2053	52,7111	9,81	1093,399884	0,563445273
6894,7593	2000	0,290075391	1,2053	52,7111	9,81	1010,250078	0,563445273
6894,7593	1500	0,217556543	1,2053	52,7111	9,81	873,0593578	0,563445273
6894,7593	1000	0,145037696	1,2053	52,7111	9,81	690,2435649	0,563445273
6894,7593	500	0,072518848	1,2053	52,7111	9,81	440,418026	0,563445273
6894,7593	400	0,058015078	1,2053	52,7111	9,81	377,9008137	0,563445273

Características posibles en el estudio del embolo viajero asistido con gas de entreaños							Tabla 7			
Calculo del caudal masico/area del orificio= L										
Presión aguas arriba constante										
Presion aguas abajo variable										
p2 real en Kpa	p2 en Kpa	p1 en Kpa	cp/cv	dens Kg/m3	p2/p1crit	p2/p1	calculos intermedios	L	L /Lcrit min	
2317,904931	2300	4136	1,221	30,1963	0,560421888	0,556092843	1160,647085	0,622348507	722,3269806	0,999999999
2708,389944	2300	4826	1,2169	36,0502	0,561208028	0,476585164	1368,835921	0,622071039	851,5131834	1,178847261
3099,517312	2300	5515	1,2127	41,2461	0,562015832	0,417044424	1563,972549	0,621786215	972,4565722	1,346283052
3491,976692	2300	6205	1,2088	46,9312	0,562768202	0,370668815	1768,276816	0,621521202	1099,021532	1,521501427
3884,39171	2300	6894	1,2053	52,7111	0,563445273	0,333623441	1974,012599	0,62128293	1226,420331	1,697874181

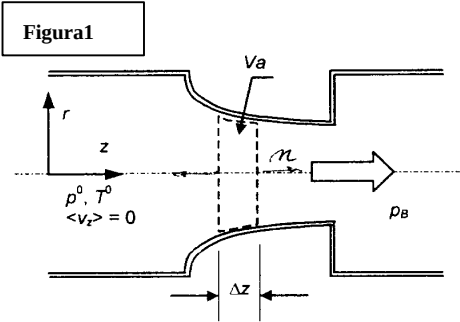


Figura 9.1 Representación esquemática de una boquilla convergente

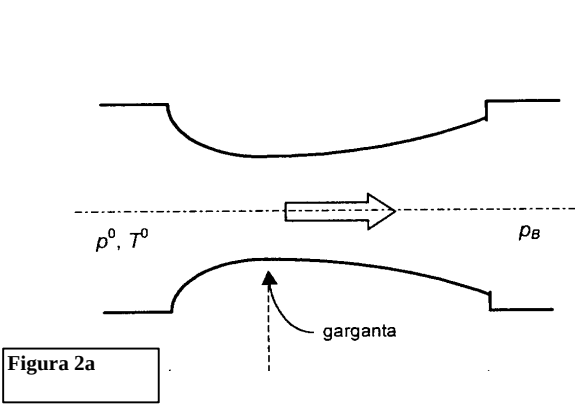


Tabla1	Convergente ($dA/dz < 0$)	
	$M < 1$	$M > 1$
T	disminuye	aumenta
p	disminuye	aumenta
$\langle v_z \rangle$	aumenta	disminuye
ρ	disminuye	aumenta
Entropía	constante	constante

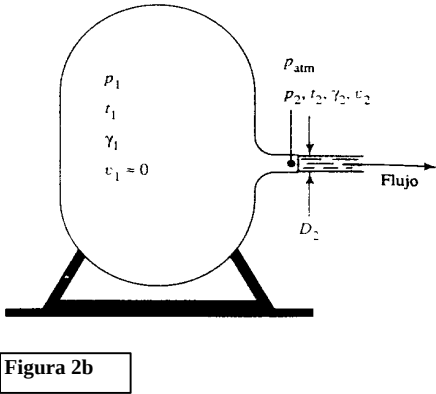


Tabla 8										
Datos generales										
Composición	%	Propiedades y condiciones de operación								
N2	0,007	Temperatura	Presion	Frac mas vap	Peso Mol	Densidad	Z	Cp/Cv ideal	Viscosidad	C
CO2	0,0021	°C	Kpa			Kg/m3			cp	m/s
C1	0,8916	60	3447,3796	1	18,6542	24,8457	0,9345	1,228	0,0131	1350,053735
C2	0,0572	60	4136,8555	1	18,6548	30,1963	0,9227	1,223	0,0133	1347,280784
C3	0,022	60	4826,3315	1	18,6552	36,0502	0,9116	1,2181	0,0134	1344,564692
iC4	0,0041	60	5515,8071	1	18,6555	41,2461	0,9007	1,2133	0,0137	1341,902116
nC4	0,0073	60	6205,2832	1	18,6558	46,9312	0,8906	1,2086	0,0139	1339,28974
iC5	0,0023	60	6894,7593	1	18,656	52,7111	0,881	1,204	0,0141	1336,731439
nC5	0,0022	70	4136,8555	1	18,6528	29,0617	0,9307	1,2219		1366,818802
nC6	0,0025	70	4826,3315	1	18,6535	34,2744	0,9207	1,2175	0,0137	1364,33006
nC7	0,0015	70	5515,8071	1	18,654	39,5795	0,9112	1,2132	0,0139	1361,900388
nC8	0,0002	70	6205,2832	1	18,6544	44,9699	0,9023	1,209	0,0141	1359,526373
Saturado en agua		70	6894,7593	1	18,6547	50,4375	0,8938	1,205	0,0143	1357,264586
		80	4136,8555	1	18,65	28,0223	0,9377	1,2206	0,0138	1385,96635
		80	4826,3315	1	18,6511	33,0067	0,9289	1,2166		1383,652724
		80	5515,8071	1	18,6519	38,0679	0,9205	1,2127	0,0142	1381,403561
		80	6205,2832	1	18,6525	43,1994	0,9125	1,209	0,0144	1379,272406
		80	6894,7593	1	18,6529	48,394	0,9051	1,2054	0,0146	1377,202601
		90	4136,8555	1	18,6584	27,0676	0,9439	1,2191	0,0141	1404,280442
		90	4826,3315	1	18,6477	31,8449	0,9361	1,2155	0,0143	1402,607724
		90	5515,8071	1	18,6488	36,6885	0,9286	1,2119	0,0145	1400,487795
		90	6205,2832	1	18,6497	41,5902	0,9216	1,2085	0,0146	1398,488127
		90	6894,7593	1	18,6504	46,5439	0,9151	1,2053	0,0148	1396,609154

Tabla 2				
Valores de la constante adiabática				
T de estanc	P de estanc	Cp gas seco	Cp saturado	cp/cv ideal
60	6894,7593	2,6306	2,6298	1,204
60	6205,2832	2,5834	2,5824	1,2086
60	5515,8071	2,5367	2,5356	1,2133
60	4826,3315	2,4908	2,4895	1,2181
60	4136,8555	2,446	2,4443	1,223
60	3447,3796	2,4024	2,4004	1,228
70	6894,7593	2,6214	2,6199	1,205
70	6205,2832	2,5797	2,5779	1,209
70	5515,8071	2,5382	2,5262	1,2132
70	4826,3315	2,4992	2,4949	1,2175
70	4136,8555	2,459	2,4542	1,2219
80	6894,7593	2,6189	2,6163	1,2054
80	6205,2832	2,5816	2,5787	1,209
80	5515,8071	2,5445	2,5411	1,2127
80	4826,3315	2,8096	2,8037	1,2166
80	4136,8555	2,4712	2,4666	1,2206
90	6894,7593	2,6219	2,6177	1,2053
90	6205,2832	2,5883	2,5836	1,2085
90	5515,8071	2,5547	2,5493	1,2119
90	4826,3315	2,5213	2,5151	1,2155
90	4136,8555			1,2185

Tabla 4	
Valores promedios de Cp/cv para temperatura constante variando la presion desde 4136,8555 Kpa a 6894 Kpa	
60	1,2158333
70	1,2132
80	1,2128
90	1,21194

Tabla 5	
Valores promedios de Cp/Cv a presion constante variando la temperatura entre 60 y 90 grados centigrados	
4136	1,221
4826	1,2169
5515	1,2127
6205	1,2077
6894	1,2049

Demuestra dependencia de la constante adiabatica con la presión

Figura 8

