



Documentación

NTP 385: Fugas en recipientes: emisión en fase gaseosa

Fuites dans recipients: emmission en phase gazeuse

Leakages in vessels: emission in gas phase

Redactor:

Emilio Turmo Sierra
Ingeniero Industrial

CENTRO NACIONAL DE CONDICIONES DE TRABAJO

Este documento forma parte de una serie de esta misma colección dedicada al análisis de consecuencias originadas por la emisión o escape de sustancias peligrosas a la atmósfera, que pueden dar lugar a accidentes de diversa gravedad, en función de la cantidad emitida, de su peligrosidad y de la proximidad a personas o a instalaciones. La emisión en fase gas se puede dar en muchos de los procesos existentes en una planta industrial y un aspecto previo a considerar serán las diferentes situaciones que pueden crear este peligro, antes de evaluar el propio fenómeno de la emisión.

Introducción

La emisión de sustancias peligrosas es la primera fase a estudiar, una vez se tienen relacionadas las situaciones o escenarios de peligro mediante una cuidadosa auditoría de los procesos e instalaciones existentes. En esta Nota Técnica se consideran las emisiones en fase gaseosa que pueden ocurrir en un recipiente de almacenamiento o proceso.

La relación entre presión, temperatura y volumen de un gas real es compleja, aunque a excepción de presiones elevadas, el comportamiento de los gases se aproxima al de un gas ideal, para el cual el volumen de una masa dada es inversamente proporcional a la presión y directamente proporcional a la temperatura absoluta.

En un proceso isotérmico ($T = \text{constante}$) se cumple:

$$pV = nRT = \text{constante}$$

p = presión absoluta del gas (Pa).

V = volumen ocupado por el gas (m^3).

n = n° de kilomoles contenidos en el volumen V de gas (kmol).

R = constante universal de los gases ($8314 \text{ J}/(\text{kmol K})$).

En un proceso adiabático (sin absorción o cesión de calor) se cumple de forma aproximada:

$$pV^k = \text{constante}$$

Si la expansión se aproxima a un proceso adiabático reversible (isoentrópico), el coeficiente adiabático k se transforma en la razón de los calores específicos γ .

$$\gamma = C_p / C_v$$

C_p = calor específico a presión constante (J/(kg K)).

C_v = calor específico a volumen constante (J/(kg K)).

Las capacidades caloríficas de los gases ideales dependen solamente de la temperatura y los gases reales se aproximan tanto más a un gas ideal cuanto menor sea la presión. En expansiones no isoentrópicas el coeficiente adiabático k es menor que γ .

Las condiciones isotérmicas solo se pueden mantener si existe una buena transferencia de calor con el entorno y esta situación ocurre con caudales reducidos y tiempos prolongados de emisión en equipos pequeños. Las condiciones más cercanas a un proceso adiabático se dan en situaciones contrarias, es decir grandes instalaciones con caudales elevados y tiempos reducidos.

Ejemplos típicos de emisión por fugas en fase gaseosa se tienen normalmente en las situaciones siguientes:

- Conexiones de tuberías y equipos.
- Roturas de tuberías y equipos.
- Orificios en equipos (conducciones, recipientes) que contienen gas a presión.
- Descarga en válvulas de alivio de seguridad (sólo para fase vapor).

En lo referente a los posibles escenarios que dan origen a la emisión de sustancias peligrosas y aspectos a considerar en un escape, se remite al lector a la **NTP-362-1994 "Fugas en recipientes y conducciones. Emisión en fase líquida"**.

El caudal de emisión de cualquier fluido y en nuestro caso de un gas o vapor por un orificio, se determina mediante las relaciones fundamentales de la mecánica de fluidos, que se pueden encontrar en los textos clásicos de esta materia.

Las expansiones que tienen lugar en las situaciones de emisión, son normalmente de uno de los dos tipos: expansión con estrangulamiento y expansión libre. La expansión con estrangulamiento ocurre cuando el gas sale a través de una abertura o grieta muy estrecha. Se tiene una gran resistencia de fricción y una energía cinética baja. Cuando la abertura es mayor se alcanza una situación de expansión libre. La resistencia por fricción es baja y la energía cinética elevada.

Las situaciones de mayor interés en nuestro estudio por el riesgo que implican, corresponden a una expansión libre, la cual se considera aproximadamente como adiabática.

En el estudio del flujo de un gas, caracterizado por una masa molecular M y una razón de

calores específicos γ , por un orificio de características determinadas (diámetro y coeficiente de descarga C_d), en un recipiente a presión interna absoluta p y temperatura termodinámica T (absoluta), a su entorno ambiental exterior a presión atmosférica p_a , se demuestra que mientras la razón de las presiones p/p_a se mantiene superior a la razón crítica $r_{crít} = [(\gamma+1)/2]^{\gamma/(\gamma-1)}$ el caudal de emisión sólo depende de la presión p y es independiente de la presión p_a . En cambio, cuando la razón de las presiones p/p_a es inferior a la $r_{crít}$, el caudal de emisión depende de p/p_a .

Para seguir el fenómeno completo de la emisión, se puede considerar desde el instante inicial en que se vacía un recipiente a presión p_0 , hasta que finaliza cuando se iguala su presión interior con la atmosférica. Al principio de ésta experiencia, que es lo que ocurre normalmente en todos los escapes de gas o vapor, se tiene un régimen de flujo sónico, hasta que se llega a la razón crítica de presiones tal que:

$$p/p_a = [(k+1)/2]^{k/(k-1)}$$

Si el proceso se considera adiabático, no isotérmico o intermedio entre adiabático e isotérmico se utiliza el valor k . Si el proceso se considera isoentrópico (adiabático y reversible), el valor k se sustituye por γ .

Continuando con la experiencia del vaciado completo del recipiente, por debajo de la relación crítica se pasa a tener un flujo subsónico. La razón de tal denominación viene de que en el flujo sónico la velocidad de escape del gas corresponde aproximadamente a la velocidad del sonido en el gas y en el flujo subsónico escapa a velocidades inferiores a la del sonido. Existen escapes por toberas especiales en que la velocidad es supersónica, pero cuyo estudio trasciende el objeto de este documento.

Caudal de emisión de gas en un recipiente

Caudal másico inicial (proceso adiabático)

Para la deducción de la expresión del caudal másico inicial se considera un gas ideal y un proceso de expansión adiabático y reversible (isoentrópico), con lo cual se dispone de una fórmula aproximada para un caso real. Una emisión real se aproxima a un proceso adiabático y a partir de ésta hipótesis se llega a una expresión de la siguiente forma:

$$Q_m(0) = C_d \cdot A \cdot \Psi [p_0 \rho_0 \gamma [2/(\gamma+1)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}]^{1/2}$$

La equivalente, teniendo en cuenta la relación $\rho_0 = p_0 M / (RT_0)$ en las condiciones iniciales:

$$Q_m(0) = \Psi \cdot C_d \cdot A \cdot p_0 [M/RT_0 \gamma 2/(\gamma+1)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}]^{1/2}$$

$Q_m(0)$ = caudal másico inicial de gas (kg/s)

C_d = coeficiente de descarga (sin dimensiones)

A = área de la sección del orificio de salida (m²)

Ψ = coeficiente del flujo de emisión o factor de flujo

p_0 = presión inicial del gas en el recipiente (Pa)

ρ_0 = densidad inicial del gas en el recipiente (kg/m^3)

γ = razón entre los calores específicos a presión y volumen constantes (C_p/C_v)

M = Masa molecular (kg/kmol)

R = constante universal de los gases ($8314 \text{ J/ (kmol} \cdot \text{K)}$)

Para facilitar las operaciones se puede calcular previamente el término:

$$\beta = [\gamma [2/(\gamma + 1)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}]^{1/2}$$

También se emplea para el caudal másico en función del tiempo $Q_m(t)$, operación que se verá en la aplicación práctica.

El coeficiente de descarga C_d es un valor empírico inferior a 1 para tener en cuenta las pérdidas por la viscosidad y la turbulencia. Este coeficiente es la relación entre el caudal real que pasa a través del orificio y el caudal ideal. Un valor común es 0,85 para casos de rotura y es la estimación óptima para emisiones previstas tecnológicamente (válvulas de alivio, venteos). Para un orificio de bordes afilados se suele tomar 0,61. Para una boquilla bien redondeada en su unión con un recipiente, es aproximadamente la unidad.

El factor de flujo viene dado por la expresión:

$$\Psi = \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[\frac{\gamma+1}{2} \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \left(\frac{p_a}{p} \right)^{2/\gamma} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \right\}^{1/2}$$

y es función de la razón crítica de presiones $[(\gamma+1)/2]^{1/\gamma}$. Se aplica durante la emisión con flujo subsónico (subcrítico) en que $p/p_a < [(\gamma + 1) / 2]^{1/\gamma}$.

Si al comienzo con las condiciones iniciales se tiene $p_0/P_a \geq [(\gamma + 1) / 2]^{1/\gamma}$ dicho factor $\Psi_0 = 1$ y el flujo se llama sónico o crítico. La presión p es función del tiempo, y se calcula según se indica más adelante.

Dibujando un gráfico de Ψ en función de p/p_a y teniendo en cuenta que γ varía entre 1,1 y 1,4 se observa que Ψ depende muy poco del valor de γ y que Ψ vale aproximadamente 1 cuando $p \geq 1,5 P_a$ (ver Fig. 1).

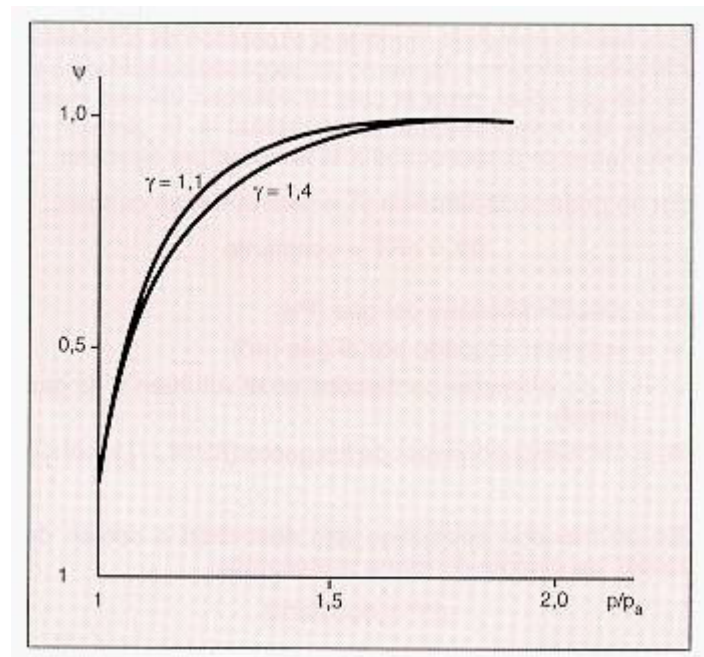


Fig. 1: Factor de flujo Ψ en función de p/p_a

Caudal másico en función del tiempo (proceso adiabático)

Haciendo las mismas suposiciones que en el caudal másico inicial se llega a la expresión siguiente:

$$Q_m(t) = C_d \cdot A \cdot \beta (p_0 \rho_0)^{1/2} [1 + 1/2 (\gamma - 1) t_r]^{-(\gamma+1)/(\gamma-1)}$$

o en función del caudal másico inicial:

$$Q_m(t) = C_d \cdot A \cdot \beta (p_0 \rho_0)^{1/2} [1 + 1/2 (\gamma - 1) t_r]^{-(\gamma+1)/(\gamma-1)}$$

En donde:

$$Q_m(t) = dm/dt = \text{caudal másico (kg/s) en el tiempo } t \text{ (s)}$$

$$\beta = \left\{ \gamma \left[\frac{2}{(\gamma+1)} \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right\}^{1/2}$$

t_r se define como tiempo reducido (sin dimensiones) cuyo valor es:

$$t_r = C_d \cdot A (p_0 \rho_0)^{1/2} m_0^{-1} \cdot \beta t$$

m_0 = masa inicial de gas en el interior del recipiente (kg)

t = tiempo transcurrido desde el instante inicial (s)

Los demás parámetros de estas expresiones ya se han indicado anteriormente. Para gases ideales t_r se puede expresar de esta forma:

$$t_r = C_d \cdot A (RT_o/M)^{1/2} V_r^{-1} \cdot \beta t$$

V_r = volumen del recipiente (m^3)

T_o = temperatura inicial absoluta (K)

Si se conoce la presión $p(t)$ en función del tiempo por las expresiones del apartado siguiente, se puede calcular el caudal másico por la ecuación:

$$Q_m(t) = Q_m(0) \cdot [p(t)/p_o]^{(1+\gamma)/2\gamma}$$

en la que $Q_m(0)$ es el caudal másico inicial, calculado por una de las dos ecuaciones propuestas.

Presión en función del tiempo (proceso adiabático)

La presión del gas en el interior del recipiente en función del tiempo va disminuyendo a medida que se vacía su contenido y es interesante conocer su valor, el cual está expresado por la ecuación siguiente:

$$p(t) = p_o \left\{ 1 + (\gamma-1)/2 \cdot \Psi C_d A / m_o \cdot (p_o \rho_o)^{1/2} \cdot [\gamma [2/(\gamma+1)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}]^{1/2} \cdot t \right\}^{-2\gamma/(\gamma-1)} =$$

$$p_o [1 + 1/2 (\gamma-1) t_r]^{-2\gamma/(\gamma-1)}$$

en la cual se incluye t_r definido anteriormente.

Otra expresión equivalente es:

$$p(t) = p_o \left\{ 1 + (\gamma-1) / 2 \cdot \Psi C_d A / V_r [\gamma [2/(\gamma+1)]^{(\gamma+1) / \gamma-1}]^{1/2} \cdot [8314 T_o / M]^{1/2} t \right\}^{-2\gamma/(\gamma-1)}$$

Para valores de $\gamma \rightarrow 1$ la fórmula expresada en función de t_r pasa a ser:

$$p(t) = p_o \exp(-\gamma t_r)$$

Tiempo en que se alcanza la razón crítica de las presiones $r_{crít}$

Se obtiene haciendo $p(t)/p_a = r_{crít}$ y despejando t . Tener en cuenta que $\Psi = 1$.

Temperatura en función del tiempo

Al haberse considerado el proceso adiabático y reversible, la temperatura interna del gas va disminuyendo progresivamente conforme se vacía el recipiente.

La expresión que nos determina la variación de esa temperatura en función del tiempo se puede calcular a partir de la presión interna existente en cada tiempo considerado. Se desarrolla a partir de las dos fórmulas de un gas ideal considerando la expansión

adiabática $pV^n = RT$ y $pV^k = C^{te}$, obteniéndose:

$$T = T_0 [p(t)/p_0]^{(k-1)/k}$$

y si es isoentrópica:

$$T = T_0 [p(t)/p_0]^{(k-1)/\gamma}$$

Aplicación práctica

Determinar los valores correspondientes del caudal másico, presión y temperatura en función del tiempo, en una emisión de gas etileno a través de un orificio con un área de sección $0,003 \text{ m}^2$ en un tanque de servicio para alimentación de un proceso. La capacidad del tanque es 50 m^3 de gas etileno a una temperatura ambiente de 17°C y a una presión absoluta de 30 bar. Se supone que la transferencia de calor con el entorno es despreciable, de forma que el proceso durante la emisión se puede considerar isoentrópico (adiabático y reversible).

Datos

Coeficiente de descarga $C_d = 0,61$

Temperatura ebullición $t = -104^\circ\text{C}$

Temperatura crítica $t_c = 9,7^\circ\text{C}$

Presión crítica $p_c = 50,5 \text{ atm}$ (5,12 MPa)

Peso o masa molecular del etileno (eteno) C_2H_4 28,05

Razón C_p/C_v $\gamma = 1,18$

Solución

El etileno es un producto obtenido del petróleo que normalmente se almacena en forma de gas licuado refrigerado, ya que su temperatura crítica $9,7^\circ\text{C}$ es inferior a la temperatura ambiente y a esta temperatura sería imposible mantenerlo en estado líquido. En este ejercicio se considera que el escape ocurre en un recipiente previo a un proceso y en el cual sólo existe fase gaseosa.

Las fórmulas empleadas se han deducido haciendo la suposición de gas ideal. Para la aplicación de las fórmulas correspondientes se realizan unos cálculos previos que se indican paso a paso.

El **caudal másico** inicial (proceso adiabático) se calcula con la expresión:

$$Q_m(0) = C_d \cdot A \cdot \Psi_0 \left\{ p_0 / p_0 \cdot \gamma \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right\}^{1/2} = C_d \cdot A \cdot \Psi_0 (p_0 / p_0)^{1/2} \left\{ \gamma \left[\frac{2}{\gamma+1} \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right\}^{1/2}$$

La densidad inicial ρ_0 del gas se obtiene a partir de la conocida fórmula de los gases ideales $pV = nRT$ junto con $\rho = m/V$ y $n = m/M$.

$$\rho_0 = M p_0 / (R/T_0) = (28,05 \cdot 30 \cdot 10^5) / (8314 \cdot 290) = 34,90 \text{ kg /m}^3$$

en donde el subíndice cero indica las condiciones iniciales.

$$M = 28,05 \text{ kg / kmol}$$

$$P_0 = 30 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_0 = 290 \text{ K}$$

La razón tomada entre los calores específicos $\gamma = C_p / C_v = 1,18$ es un valor constante suponiendo un comportamiento del etileno como gas ideal. Para su comportamiento como gas real se debería tomar un valor variable con la temperatura. Para facilidad de cálculo se podría elegir un valor promedio en el campo de las variables del proceso.

El valor $\{ \gamma [2/ (\gamma +1)]^{(\gamma+1) / (\gamma-1)} \}^{1/2}$ que llamaremos β se calcula y da:

$$\beta = \{ 1,18 [2/ (1,18 +1)]^{(1,18+1) / (1,18-1)} \}^{1/2} = 0,64446185$$

La relación crítica de presiones:

$$r_{\text{crit}} = [(\gamma +1) / 2]^{1/\gamma} = [(1,18 +1) / 2]^{1,18 / (1,18-1)} = 1,759$$

nos indica que mientras $p/p_a > 1,759$ se tendrá flujo sónico y para $p/p_a < 1,759$ se tendrá flujo subsónico.

Para el campo, de flujo sónico $\Psi = 1$ y sustituyendo valores en la expresión correspondiente se tiene el **caudal másico inicial**:

$$Q_m (0) = 0,61 \cdot 0,003 \cdot 1 [30 \cdot 10^5 \cdot 34,90]^{1/2} \cdot 0,6556185 = 12,07 \text{ kg/s.}$$

La **cantidad o masa inicial m_0** de etileno es igual a:

$$m_0 = V_r \cdot \rho_0 = 50 \cdot 34,9 = 1745 \text{ kg.}$$

V_r = volumen del recipiente

El **caudal másico en el tiempo t** se puede calcular según la 2ª de las expresiones propuestas, una vez ya se ha calculado el caudal másico inicial $Q_m (0)$.

$$Q_m (t) = Q_m (0) \cdot [1 + (1/2) (\gamma-1) t_r]^{-(\gamma+1) / (\gamma-1)}$$

$$t_r = C_d A (p_0 \rho_0)^{1/2} m_0^{-1} \cdot \beta t = 0,61 \cdot 0,003 \cdot (30 \cdot 10^5 \cdot 34,9)^{1/2} \cdot 0,64446185 \cdot t / 1745 =$$

$$6,917 \cdot 10^{-3} t$$

$$Q_m(t) = 12,07 [1 + (1/2) (1,18 - 1) \cdot 6,917 \cdot 10^{-3} t]^{-(1,18 + 1) / (1,18 - 1)} = 12,7 [1 + 6,225 \cdot 10^{-4} t]^{-12,11}$$

con la cual se tendrá el caudal másico en función del tiempo y se podrán obtener los valores para diferentes tiempos.

El **tiempo en que se alcanza la razón crítica** de las presiones se calcula de la siguiente forma:

En ese instante se debe calcular el valor:

$$p(t) = p_0 \left\{ 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \cdot \Psi C_d A / V_r \left[\gamma \left[\frac{2}{(\gamma + 1)} \right]^{\gamma + 1} / (\gamma - 1) \right]^{1/2} \left[\frac{8314 T_0}{M} \right]^{1/2} \cdot t \right\}^{-2\gamma / (\gamma - 1)} = 30 \cdot 10^5 \left\{ 1 + \frac{(1,18 - 1)}{2} \cdot 0,61 \cdot 0,003/50 \left[\frac{1,18 \left[\frac{2}{(1,18 + 1)} \right]^{(1,18 + 1) / (1,18 - 1)}}{290/28,05} \right]^{1/2} \cdot t \right\}^{-2 \cdot 1,18 / (1,18 - 1)} = 30 \cdot 10^5 (1 + 6,225 \cdot 10^{-4} \cdot t)^{-13,11}$$

$$p(t) / p_a = r_{\text{crít}} = \left[\frac{(\gamma + 1)}{2} \right]^{\gamma / (\gamma - 1)} = 1,759 = 30 \cdot 10^5 / (1,01325 \cdot 10^5 \cdot (1 + 6,225 \cdot 10^{-4} \cdot t)^{-13,11})$$

y despejando t

$$t = \left[\left(\frac{1,759}{29,607} \right)^{1/-13,11} - 1 \right] / (6,225 \cdot 10^{-4}) = 385,98 \approx 386 \text{ s}$$

La **presión p en el recipiente en función del tiempo t** se calcula con la expresión:

$$p(t) = p_0 \left\{ 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \Psi C_d A (p_0 / \rho_0)^{1/2} m_0^{-1} \cdot \left[\gamma \left[\frac{2}{(\gamma + 1)} \right]^{\gamma + 1} / \gamma - 1 \right]^{-2\gamma / (\gamma - 1)} \right\}^{-2\gamma / (\gamma - 1)} = p_0 \left[1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \Psi t_r \right]^{-2\gamma / (\gamma - 1)} = 30 \cdot 10^5 [1 + (1/2) (1,18 - 1) \cdot 6,917 \cdot 10^{-3} t]^{-2 \cdot 1,18 / (1,18 - 1)}$$

pudiéndose calcular los valores indicados en la tabla 1, al ir dando valores al tiempo t y considerando la fase sónica con $\Psi = 1$. Para la fase subsónica como p(t) es función del tiempo y también del factor de flujo Ψ y a su vez Ψ es función de p, se puede recurrir al método de cálculo expuesto posteriormente.

Tabla 1: Variación de los parámetros de la emisión en fase gaseosa

	Tiempo	F.Flujo	Caudal másico (kg/s)		Relación de presiones			F. Flujo		Presión (bar)		Temperatura		F
	t(s)	Ψ_n	\dot{m}/dt	$\dot{m}/dt+1$	P(t)/Pa	Pa/P(t)	Pa/Pt+1	Ψ_{n+1}	Pn(t)	P(t)	T (K)	t (°C)	Tn+1(K)	
	0.00	1.000	12.071		29.608	0.034				30.000	290.00	17.00		
	2.50	1.000	11.845		29.010	0.034				29.395	289.10	16.10		
	5.00	1.000	11.625		28.426	0.035				28.802	288.20	15.20		
	10.00	1.000	11.197		27.294	0.037				27.656	286.42	13.42		
	20.00	1.000	10.391		25.174	0.040				25.507	282.91	9.91		
	30.00	1.000	9.647		23.230	0.043				23.538	279.46	6.46		
	40.00	1.000	8.961		21.447	0.047				21.731	276.08	3.08		
	50.00	1.000	8.327		19.810	0.050				20.072	272.76	-0.24		
	60.00	1.000	7.742		18.307	0.055				18.549	269.49	-3.51		
	80.00	1.000	6.700		15.656	0.064				15.863	263.14	-9.86		
	100.00	1.000	5.809		13.414	0.075				13.591	257.01	-15.99		
	125.00	1.000	4.870		11.085	0.090				11.232	249.64	-23.36		
	150.00	1.000	4.094		9.185	0.109				9.307	242.58	-30.42		
	175.00	1.000	3.450		7.632	0.131				7.733	235.82	-37.18		
	200.00	1.000	2.914		6.357	0.157				6.441	229.34	-43.66		
	225.00	1.000	2.467		5.309	0.188				5.379	223.12	-49.88		
	250.00	1.000	2.094		4.444	0.225				4.503	217.15	-55.85		
	275.00	1.000	1.780		3.729	0.268				3.779	211.42	-61.58		
	300.00	1.000	1.517		3.137	0.319				3.178	205.91	-67.09		
	325.00	1.000	1.296		2.644	0.378				2.679	200.61	-72.39		
	350.00	1.000	1.109		2.234	0.448	0.569			2.263	195.52	-77.48		
r.crit	386.00	1.000	0.889	0.844	1.759	0.569	0.600	0.998	1.782	1.689	188.52	-84.48	186.98	
	394.18	0.999	0.844	0.701	1.667	0.600	0.700	0.955	1.689	1.448	186.98	-86.02	182.63	
	418.11	0.977	0.701	0.552	1.429	0.700	0.800	0.851	1.448	1.267	182.63	-90.37	178.95	
	440.55	0.914	0.552	0.377	1.250	0.800	0.900	0.649	1.267	1.126	178.95	-94.05	175.76	
	463.96	0.781	0.377	0.263	1.111	0.900	0.950	0.475	1.126	1.067	175.76	-97.24	174.32	
	477.48	0.628	0.263	0.184	1.053	0.950	0.975	0.341	1.067	1.039	174.32	-98.68	173.63	
	485.94	0.485	0.184	0.130	1.026	0.975	0.988	0.243	1.039	1.026	173.63	-99.37	173.29	
	491.48	0.364	0.130	0.092	1.013	0.988	0.994	0.173	1.026	1.020	173.29	-99.71	173.13	
	495.20	0.268	0.092	0.065	1.006	0.994	0.997	0.122	1.020	1.016	173.13	-99.87	173.04	
	497.75	0.195	0.065	0.046	1.003	0.997	0.998	0.087	1.016	1.015	173.04	-99.96	173.00	
	499.51	0.141	0.046	0.032	1.002	0.998	0.999	0.061	1.015	1.014	173.00	-100.00	172.98	
	500.74	0.101	0.032	0.023	1.001	0.999	1.000	0.043	1.014	1.014	172.98	-100.02	172.97	
	501.60	0.072	0.023	0.016	1.000	1.000	1.000	0.031	1.014	1.013	172.97	-100.03	172.97	
	502.20	0.051	0.016	0.011	1.000	1.000	1.000	0.022	1.013	1.013	172.97	-100.03	172.96	

Para determinar los valores de la **temperatura del gas en el interior del recipiente en función de su presión** anteriormente calculada, se aplica la expresión:

$$T(p) = T_0 [p(t)/p_0]^{(\gamma-1)/\gamma}$$

$$T(p) = T_0 \{ [1 + (1/2) (1,18 - 1) \cdot 6,917 \cdot 10^{-3} t]^{(\gamma-1)/\gamma}$$

la cual también a su vez se puede calcular en función del tiempo, sustituyendo los valores p (t) por su ecuación equivalente en función de t:

$$T(t) = T_0 \{ 1 + (1/2) (1,18 - 1) \cdot 6,917 \cdot 10^{-3} t \}^{-2,1, 18 / (1,18 - 1)} (1,18 - 1) / 1,18 = 282,91 \text{ K}$$

para t = 20 segundos

Dando valores al tiempo se tendrán las temperaturas correspondientes, conformando la tabla 1 con los diversos parámetros del fenómeno del escape de un gas contenido en un recipiente.

Para realizar los cálculos en la fase subsónica, se divide ésta en un cierto número de intervalos, yendo cada uno de ellos desde la presión $p(t)_n$ a la $p(t)_{n+1}$ para valores sucesivos de n y en cada intervalo se considera un valor constante para el coeficiente o factor del flujo Ψ el cual se supone igual al valor promedio de Ψ_n y Ψ_{n+1} .

Para limitar la inexactitud de la operación de promediado de Ψ a un porcentaje bajo, se recomienda elegir los valores de $p_a/p(t)_{n, n+1}$ que se indican en el párrafo siguiente para determinar el tamaño de esos intervalos.

Como la relación $p_a/p(t)$ en el punto crítico de cambio de fase sónica a subsónica vale aproximadamente entre 0,58 y 0,48 para valores corrientes de γ entre 1,1 y 1,7 y en nuestro caso con

$$\gamma = 1,18 \text{ y } 1/r_{\text{crit}} = [2 / (\gamma + 1)]^{\gamma / (\gamma - 1)} = 1 : 1759 = 0,568$$

se adoptan normalmente los intervalos:

$$1/r_{\text{crit}} \text{ a } 0,6 / 0,6 \text{ a } 0,7 / 0,8 \text{ a } 0,9 / 0,9 \text{ a } 0,95$$

y sucesivas adiciones de la mitad del intervalo que queda $1 - [p_a / p(t)]$. Así el siguiente intervalo iría de 0,95 a $0,95 + (1/2)(1 - 0,95) = 0,975$ y así sucesivamente.

Con las expresiones incluidas en este documento y aunque sea laborioso se pueden calcular todos los valores presentados en la tabla 1. Preparando un programa con ordenador, la confección de la tabla es más rápida y cómoda, permitiendo una presentación similar a la adjunta.

Como comprobación final se puede verificar que la cantidad inicial de gas menos la que queda en el recipiente debe ser igual a la cantidad fugada.

Cantidad inicial: 1745 kg

Cantidad que queda: $m = V_r \cdot \rho_{172,97K}$

$$\rho_{172,97K} = M \cdot p_{172,97K} / (R \cdot 172,97) = 28,05 \cdot 1,01325 \cdot 10^5 / (8314 \cdot 172,97) = 1,976 \text{ kg/cm}^3$$

$$m = 50 \cdot 1,976 = 98,82 \text{ kg } 1745 - 98,82 = 1646,18 \text{ kg}$$

valor muy aproximado al reflejado al final de la última columna de la tabla que es 1646,65 kg, dando una pequeña diferencia de 0,47 kg, equivalente a un error del 0,03%.

Bibliografía

(1) ABBOT, M.M. y H. C. VAN NESS
Thermodynamics (2ª ed.)
 Nueva York, Mc Graw-Hill, Inc., 1989, 362 págs.

(2) COULSON, J.M. y J.F. RICHARDSON

Chemical Engineering (Vol.1)

Oxford, Pergamon Press, 1990, 6 vols.

(3) GILES, R.V.

Mecánica de los Fluidos e Hidráulica

Nueva York, Mc Graw-Hill, 1969, 273 págs.

(4) HOUGEN, O.A., K.W. WATSON y R.A. RAGATZ

Termodinámica

Barcelona, Ed. Reverté, S.A., 1964

(5) LESS, F.P.

Loss Prevention in the Process Industries

Londres, Butterworth & Co. (Publishers) Ltd., 1980, 2 vols., 1316 págs.

(6) PERRY, R.H., y D. GREEN

Perry's Chemical Engineers' Handbook (6ª Edición)

Nueva York, Mc Graw-Hill, 1984.

(7) TNO

Methods for the calculation of the physical effects of the escape of dangerous material (Liquids and gases) (1ª Edición)

Voorburg (Holanda), Directorate-General of Labour, Ministry of Social Affairs, 1979.

(8) TNO

Methods for the calculation of the physical effects. Resulting from releases of hazardous materials (Liquid and gases) (2ª Edición)

Voorburg (Holanda), Directorate-General of Labour, Ministry of Social affairs and Employment, 1992.