

Aplicación de la Termodinámica a los gases

(Continuación)

NUEVAS FÓRMULAS DEDUCIDAS DEL PRIMER PRINCIPIO DE TERMODINÁMICA

Consideramos ecuación (1)

$$dQ = \left(\frac{dT}{dv} \right)_p dv + c \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp$$

Según el primer principio

$$dQ = dU + A p dv$$

De las dos ecuaciones anteriores se deduce:

$$23) \quad dU + d(A p v) + \left[C \left(\frac{dT}{dv} \right)_p - A p \right] dv + c \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp + d(A p v)$$

Por otra parte

$$24) \quad dU + d(A p v) = \left[\frac{d(U + A p v)}{dp} \right]_T dp + \left[\frac{d(U + A p v)}{dT} \right]_p dT$$

Según (8)

$$\left[\frac{d(U + A p v)}{dT} \right]_p = C$$

y según (17):

$$\left[\frac{d(U + A p v)}{dp} \right]_T = -C\beta$$

y reemplazando en (24):

$$dU + d(A p v) = -C\beta dp + C dT$$

Esta expresión es igual a (23); luego

$$-C\beta dp + C dT = \left[C \left(\frac{dT}{dv} \right) - A p \right] dv + c \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp + d(A p v)$$

Sabemos que

$$dT = \left(\frac{dT}{dv} \right)_p dv + \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp$$

Multiplicando esta ecuación por C y restando de la anterior:

$$-C\beta dp = -C \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp + c \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp + A v dp$$

de donde finalmente:

$$25) \quad * \left(\frac{dT}{dp} \right)_v = \frac{A v + C\beta}{C - c}$$

Hemos demostrado anteriormente que si el efecto Thomson β dependiera sólo de la temperatura el calor específico a presión constante C sería expresado por ecuación (21); si conociéramos la expresión del calor específico a volumen constante la integración de (25) daría la ecuación de estado del gas, pero esa integración introduciría una función arbitraria de v.

Vamos a establecer ahora una expresión de $\left(\frac{dT}{dv} \right)_p$. La energía interna U siendo una función de v y T se deduce

$$dU = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v dT + \left(\frac{dU}{dv} \right)_T dv$$

pero hemos demostrado que el calor específico a volumen constante es según (7)

$$c = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v$$

* Esta ecuación ha sido establecida por H. Poincaré. Thermodynamique, pág. 175.

luego

$$26) \quad dU = c dT + \left(\frac{dU}{dv} \right)_T dv$$

y con U constante se obtiene

$$c \left(\frac{dT}{dv} \right)_U = - \left(\frac{dU}{dv} \right)_T$$

$$\text{Designaremos} \quad * \left(\frac{dT}{dv} \right)_U = \tilde{\beta}_1$$

y entonces

$$27) \quad dU = c dT - c \beta_1 dv$$

Como dU es una diferencial exacta

$$28) \quad \left(\frac{dc}{dv} \right)_T = - \left(\frac{d(c\beta_1)}{dT} \right)_v = \frac{\partial^2 U}{\partial v \partial T}$$

expresión análoga a la obtenida para el calor específico a presión constante (ecuación (18)).

Según el primer principio

$$dQ = dU + A p dv = C \left(\frac{dT}{dv} \right)_p dv + c \left(\frac{dT}{dp} \right)_v dp$$

y eliminando dU entre esta ecuación y la (27) y haciendo p constante se deduce finalmente

$$29) \quad \left(\frac{dT}{dv} \right)_p = \frac{A p - c \beta_1}{C - c}$$

Multiplicando miembro a miembro ecuaciones (25) y (29).

$$30) \quad ** \quad \left(\frac{dT}{dv} \right)_p \left(\frac{dT}{dp} \right)_v = \frac{A^2 p v}{(C - c)^2} \left(1 + \frac{C \beta}{A v} \right) \left(1 - \frac{c \beta_1}{A p} \right)$$

* Si la energía interna dependiera sólo de T (ley de Joule) β_1 sería cero, pero dicha ley no es rigurosamente exacta.

** Con motivo de esta ecuación haremos algunas observaciones. Ella ha sido obtenida aplicando solamente el primer principio de Termodinámica. La aplicación de los dos principios permiten demostrar la relación muy conocida:

Dividiendo miembro a miembro ecuaciones (25) y (29) y considerando que

$$\left(\frac{dp}{dv}\right)_T = - \frac{\left(\frac{dT}{dv}\right)_p}{\left(\frac{dT}{dp}\right)_v}$$

se obtiene:

$$31) \quad \left(\frac{dp}{dv}\right)_T = - \frac{p}{v} \frac{(1 - \frac{c\beta_1}{Ap})}{(1 + \frac{C\beta}{Av})}$$

$$a) \quad \left(\frac{dT}{dv}\right)_p \left(\frac{dT}{dp}\right)_v = \frac{AT}{C-c}$$

Combinando con (30) se obtiene entonces:

$$b) \quad T = \frac{A}{C-c} \left(p - \frac{c\beta_1}{A}\right) \left(v + \frac{C\beta}{A}\right)$$

Según los dos principios de Termodinámica se demuestra la relación

$$v + \frac{C\beta}{A} = T \left(\frac{dv}{dT}\right)_p$$

y reemplazando en (a) se obtiene para la diferencia entre los calores específicos

$$(C-c) = A \left(v + \frac{C\beta}{A}\right) \left(\frac{dp}{dT}\right)_v$$

y por consiguiente $T = \left(p - \frac{c\beta_1}{A}\right) \left(\frac{dT}{dp}\right)_v$. Se deduce entonces que $-\frac{C\beta_1}{A}$ es lo que designa Amagat presión interior de un fluido (Amagat. Statiques des fluides pág. 122). En varias fórmulas propuestas por diversos físicos en los gases $\left(\frac{dp}{dT}\right)_v$ depende sólo de v luego $\frac{d^2p}{dT^2} = 0$ lo que indicaría que el calor específico a volumen constante debería depender sólo de T y entonces según (18) $c\beta_1$ dependería sólo de v . Así por ejemplo la ecuación de Van der Waals es $T = \left(p + \frac{a}{v^2}\right) (v-b)$ de donde se deduce $\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = \frac{R}{v-b}$ y entonces $T = \left(p - \frac{c\beta_1}{A}\right) \left(\frac{dT}{dp}\right)_v = \left(p - \frac{c\beta_1}{A}\right) \frac{(v-b)}{R}$ y por consiguiente $-\frac{c\beta_1}{A} = \frac{a}{v^2}$. Parece sin embargo más exacto reemplazar el exponente 2 de v por la razón entre los calores específicos en el punto de inversión. Así para un gas monoatómico se tendría como exponente $\frac{5}{3}$ y se llegaría a fórmula de Dieterice.

ALGUNAS CONSIDERACIONES SOBRE LAS FÓRMULAS ESTABLECIDAS ANTERIORMENTE

La ecuación (31) nos da con T constante

$$\Lambda \partial p v = c \beta_1 \partial v - c \beta \partial p$$

o sea

$$32) \quad \Lambda p v = f(T) + \int c \beta_1 \partial v - \int c \beta \partial p$$

Si la ley de Joule fuera exacta $\beta_1 = 0$ como hemos demostrado anteriormente; además si el efecto Thomson fuera también cero llegaríamos a la ley de Mariotte. Se demuestra por medio de los dos principios que una de las tres leyes Mariotte, Joule y Gay-Lussac es una consecuencia de las otras dos como veremos más adelante.

Si el efecto Thomson β dependiera sólo de T hemos demostrado que $C\beta$ es entonces expresado por una ecuación (21).

Si el calor específico a volumen constante dependiera sólo de T resultaría de (28) que $c\beta_1$ dependería sólo de v.

Las experiencias demuestran que la presión tiene pequeña influencia en el efecto Thomson. Dicho efecto es negativo a la temperatura ordinaria en el hidrógeno y positivo en los demás gases. En todos los gases el efecto Thomson puede ser positivo o negativo es decir puede haber *inversión*.

Parece sin embargo que el esponente de la temperatura en la expresión

$$\beta = \frac{K}{T^2}$$

debería ser reemplazado por $n = \frac{c'}{C' - c'}$ siendo C' y c' los calores específicos del

gas correspondientes al punto de inversión, y se establece teóricamente entonces

$$\beta = \frac{T_c}{(n+1)p_c} \cdot \left(\frac{T_c}{T} \right)^n$$

siendo T_c y p_c la temperatura y presión crítica. Si espresamos p_c en atmósfera se deduce para un gran número de gases que

$\frac{T_c}{(n+1)p_c}$ es decir el efecto Thomson crítico, tiene muy aproximadamente el mismo valor

$$\beta_c = \frac{T_c}{(n+1)p_c}$$

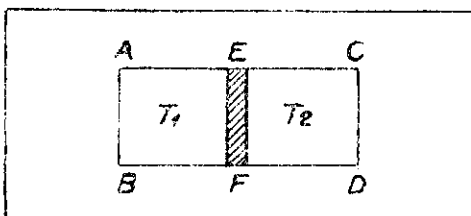
Helio.....	1,04
Argón.....	1,00
Aire	1,03
Azoe.....	1,04
Oxígeno.....	0,87
Acetileno.....	1,14
Etileno	0,99
Anhidrido carbónico.....	0,994
Acido sulfuroso.....	1,08
Acido clorhídrico.....	1,08
Oxido de carbono.....	1,05
Alcohol.....	1,11
Eter.....	0,936

El hidrógeno da un valor muy diversos $\beta_c = 0,444$. No conocemos los calores específicos que corresponden al punto de inversión de dicho gas pues n ha sido calculado para este gas con $\frac{C'}{c'} = 1,40$; pero a bajas temperaturas parece presentar las propiedades de un gas monoatómico.

SEGUNDO PRINCIPIO DE TERMODINÁMICA O PRINCIPIO DE CARNOT.—CLAUSIUS

Se enuncia este principio en la forma siguiente: *Es imposible transportar directa o indirectamente calor de un cuerpo frío sobre un cuerpo caliente sin que haya al mismo tiempo transformación de trabajo o transporte de calor de un cuerpo caliente sobre un cuerpo frío.*

Este principio parece confirmado por todos los hechos conocidos. El enunciado primitivo de Clausius no era tan explícito: «El calor no puede pasar por sí mismo de un cuerpo frío sobre un cuerpo caliente». Por este motivo Hirm trató de demostrar que en ciertos casos el principio era falso. En efecto, consideremos un cilindro ABCD en el cual a ambos lados del émbolo EF se encuentran dos masas gaseosas a temperaturas T_1 y T_2 . Supongamos además que el émbolo y las paredes del cilindro con excepción de AB sean impermeables al calor y admitamos que la pared AB en contacto con un cuerpo a una temperatura T_1' mayor que T_1 pero más pequeña que T_2 . Este cuerpo cede calor al gas encerrado en AB E F, por consiguiente este gas experimenta una dilatación y empuja el émbolo EF; resulta así una compresión adiabática del gas encerrado



en la envolvente E F C D impermeable al calor y por consiguiente una elevación de temperatura de este gas. De esta manera el calor ha sido transportado de un cuerpo a la temperatura T_1' a un gas cuya temperatura T_2 es mayor que T_1 . Pero este transporte de calor no está en contradicción con el principio de Carnot-Clausius. El calor ha pasado en realidad del cuerpo frío al cuerpo caliente pero al mismo tiempo ha tenido lugar un paso de calor del cuerpo cuya temperatura es T_1' al gas cuya temperatura es T_1 , es decir, de un cuerpo caliente sobre un cuerpo frío *.

Se puede dar otro enunciado del segundo principio de Termodinámica: «Es imposible hacer funcionar una máquina con una sola fuente de calor». Se demuestra que en el fondo este enunciado es equivalente al enunciado dado anteriormente. Planck lo enuncia en la forma siguiente: «Es imposible contruir una máquina de movimiento periódico que no haga otra cosa que elevar un peso y enfriar una fuente térmica».

En lo que se refiere a su expresión matemática, se le puede enunciar: Existe en la naturaleza una magnitud correspondiente a todo sistema material que posee la propiedad de permanecer constante (procesos reversibles) o aumentar de valor (procesos irreversibles). A esa magnitud la designó Clausius con el nombre de entropía.

En realidad, no existe ningún proceso que vaya acompañado de frotamiento o de conducción de calor, por consiguiente los procesos reversibles no serían más que un caso límite ideal, pero sí muy útil en las aplicaciones.

DE LA ENTROPIA Y SUS CONSECUENCIAS

Consideremos un cuerpo que se transforma y cuyo estado es definido por dos variables p y v . Clausius ha demostrado que para todo ciclo cerrado reversible la integral $\int \frac{dQ}{T}$ es nula, o en otras palabras, $\frac{dQ}{T}$ es la diferencial de una función determinada S que se llama entropía.

$$\frac{dQ}{T} = dS$$

Hemos visto anteriormente (fórmula 1)

$$dQ = C \left(\frac{dT}{dv} \right) dv + c \left(\frac{dT}{dp} \right) dp$$

Dividiendo ambos miembros por T y estableciendo la condición que $\frac{dQ}{T}$ sea una diferencial exacta se obtiene inmediatamente

* H. Poincaré. *Thermodynamique*, pág. 118.

$$\left[\frac{d \left(\frac{c}{T} \frac{\partial T}{\partial p} \right)}{dv} \right]_p = \left[\frac{d \left(\frac{C}{T} \frac{\partial T}{\partial v} \right)}{dp} \right]_v$$

y desarrollando

$$\frac{c}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial p \partial v} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial p} \left(\frac{\partial c}{\partial v} \right)_p - \frac{c}{T^2} \frac{\partial T}{\partial p} \frac{\partial T}{\partial v} = \frac{C}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial p \partial v} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial v} \left(\frac{\partial C}{\partial p} \right)_v - \frac{C}{T^2} \frac{\partial T}{\partial v} \cdot \frac{\partial T}{\partial p}$$

que se puede escribir

$$\frac{(C-c)}{T} \frac{\partial T}{\partial p} \frac{\partial T}{\partial v} - (C-c) \frac{\partial^2 T}{\partial p \partial v} = \frac{\partial T}{\partial v} \cdot \left(\frac{\partial C}{\partial p} \right)_v - \frac{\partial T}{\partial p} \cdot \left(\frac{\partial c}{\partial v} \right)_p$$

Según el principio de equivalencia o primer principio de Termodinámica hemos obtenido la (ecuación 5).

$$(C-c) \frac{\partial^2 T}{\partial p \partial v} = \frac{\partial T}{\partial p} \left(\frac{\partial c}{\partial v} \right)_p - \frac{\partial T}{\partial v} \left(\frac{\partial C}{\partial p} \right)_v + A$$

Sumando ambas ecuaciones se obtiene entonces para la temperatura absoluta

$$33) \quad T = \frac{C-c}{A} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p$$

Reemplazando la expresión conocida de dQ se deduce

$$34) \quad dS = \frac{dQ}{T} = \frac{C}{T} \frac{\partial T}{\partial v} dv + \frac{c}{T} \frac{\partial T}{\partial p} dp$$

Eliminando C entre (33) y (34):

$$dS = A \frac{\partial p}{\partial T} dv + \frac{c}{T} \frac{\partial T}{\partial v} dv + \frac{c}{T} \frac{\partial T}{\partial p} dp$$

Pero siendo T una función de p y v:

$$dT = \frac{\partial T}{\partial v} dv + \frac{\partial T}{\partial p} dp$$

y de las dos últimas ecuaciones se deduce

$$35) \quad dS = A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv + \frac{c}{T} dT$$

Análogamente eliminando c entre (33) y (34) se obtiene

$$(36) \quad dS = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp + \frac{C}{T} dT$$

Pero siendo dS una diferencial exacta se deduce de (35).

$$(37) \quad \frac{1}{T} \left(\frac{dc}{dv} \right)_T = A \left(\frac{d^2 p}{dT^2} \right)_v$$

y análogamente de (36),

$$(38) \quad \frac{1}{T} \left(\frac{dC}{dp} \right)_T = -A \left(\frac{d^2 v}{dT^2} \right)_p$$

ALGUNOS PROBLEMAS COMO APLICACIÓN DE LOS DOS PRINCIPIOS

Problema 1.—Los calores específicos de un cuerpo dependen sólo de la temperatura. Se pide determinar su ecuación de estado.

Las ecuaciones (32) y (33) nos dan

$$\begin{cases} \left(\frac{d^2 p}{dT^2} \right)_v = 0 \\ \left(\frac{d^2 p}{dT^2} \right)_p = 0 \end{cases}$$

Se deduce fácilmente como solución de estas dos ecuaciones.

$$(39) \quad T = \alpha p v + \beta v + \gamma p + \delta$$

siendo α , β , γ y δ constantes. Se deduce fácilmente para la diferencia entre los calores específicos según ecuación (28),

$$C - c = \frac{A T}{(\alpha p + \gamma)(\alpha v + \beta)}$$

$$\text{pero } (\alpha p + \gamma)(\alpha v + \beta) = \alpha(\alpha p v + \gamma v + \beta p) + \beta \gamma$$

y según 39

$$\alpha p v + \gamma v + \beta p = T - \delta$$

luego

$$(\alpha p + \gamma)(\alpha v + \beta) = T - \delta$$

y por consiguiente

$$C - c = \frac{A T}{\alpha (T - \delta) + \beta \gamma}$$

Problema II. Un cuerpo verifica la relación

$$\frac{p v}{T} = \frac{C - c}{A}$$

siendo C y c los calores específicos, deducir la ecuación de estado correspondiente.

La eliminación de C—c entre esta ecuación y la ecuación (33) nos da una ecuación a las derivadas parciales

$$\frac{T^2}{p v} = \left(\frac{dT}{dp} \right)_v \left(\frac{dT}{dv} \right)_p$$

que hay que resolver. Una solución particular de esta ecuación es el gas perfecto $p v = R T$. Otra solución más general es la siguiente:

$$p^\alpha v^\beta = R' T^{\sqrt{\alpha \beta}}$$

en la cual α , β y R' son constantes cualesquiera.

Problema III. En un cuerpo la energía interna U depende de una sola variable la temperatura; deducir la ecuación de estado.

Según el primer principio

$$dQ = dU + A p dv$$

Dividiendo ambos miembros por T

$$\frac{dQ}{T} = \frac{dU}{T} + \frac{A p}{T} dv$$

Pero $\frac{dQ}{T}$ es una diferencial exacta según el principio de Carnot, $\frac{dU}{T}$ lo es igualmente puesto que U no depende que de T, luego

$$\frac{p}{T} = f(v)$$

es la ecuación de estado correspondiente, f (v) siendo una función arbitraria.

Haremos además algunas observaciones con motivo de este problema. Se sabe que la ley de Gay-Lussac se expresa por

$$\frac{v}{T} = f_1(p)$$

Se deduce eliminando T entre ambas ecuaciones que un cuerpo que satisface ambas leyes debe verificar entonces

$$p f_1(p) = v f(v)$$

cualesquiera que sean los valores arbitrarios atribuidos a p y v , luego debe ser una constante que designaremos por R y entonces

$$f_1(p) = \frac{R}{p}$$

$$f(v) = \frac{R}{v}$$

y entonces se obtiene

$$p v = R T$$

ecuación de un gas perfecto.

Análogamente se deduce que un cuerpo que verifica dos cualesquiera de las tres leyes Mariotte, Gay-Lussac y Joule es un gas perfecto.

ALGUNAS CONSIDERACIONES SOBRE LOS GASES

Un gas perfecto es un gas ideal que verifica la relación

$$\frac{pv}{T} = R = \frac{C - c}{A}$$

siendo R una constante característica. Hemos visto anteriormente que un gas perfecto verifica las leyes de Mariotte, Joule y Gay-Lussac. Hemos demostrado que una cualquiera de estas tres leyes es una consecuencia de las otras dos y que por consiguiente se puede definir el gas perfecto como un gas que satisface a dos de dichas leyes.

Un gas real no verifica la ecuación del gas perfecto sino aproximadamente entre ciertos límites de presión y temperatura; además ninguna de las tres leyes citadas explica las experiencias realizadas en los gases.

Si la ley de Joule fuera rigurosa el calor específico a volumen constante debería depender solo de T puesto que según los dos principios dicha ley nos da

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v = 0$$

Si la ley de Gay-Lussac fuera rigurosa el calor específico a presión constante dependería sólo de T puesto que según dicha ley

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p = 0$$

Consideremos un gas perfecto de calor específico c_v constante; se deduce para la energía interna

$$\left(\frac{dU}{dT} \right) = c$$

$$U = cT + Cte$$

o sea

$$U = A \frac{c}{C - c} p v + Cte$$

Designemos la constante

$$\frac{C - c}{c} = n$$

obtenemos

$$40) \quad v = A n p v$$

Abandonemos ahora el gas perfecto para analizar esta consecuencia ante los dos principios de Termodinámica y encontraremos una serie de consecuencias que son confirmadas en un gas real y que las leyes de los gases perfectos no permitiesen explicar.

Según los dos principios de Termodinámica.

$$41) \quad \frac{dQ}{T} = \frac{dU}{T} + \frac{A p dv}{T}$$

De las dos últimas ecuaciones se deduce

$$\frac{dQ}{T} = A (n + 1) \frac{p dv}{T} = \frac{A n v dp}{T}$$

Según el principio de Carnot $\frac{dQ}{T}$ es una diferencial exacta luego

$$\left(\frac{A(n+1)}{T} \right) - \frac{A(n+1)}{T^2} p \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{An}{T} - \frac{An}{T^2} v \frac{\partial T}{\partial v}$$

o sea

$$1 + \frac{nv}{T} \frac{\partial T}{\partial v} = (n+1) \frac{\partial T}{\partial p} \cdot \frac{p}{T}$$

Se comprueba que esta ecuación de derivadas parciales es verificada por

$$\frac{pv}{T} = f$$

siendo f una función arbitraria del producto $Tv^{\frac{1}{n+1}}$ o de la razón $\frac{p}{T^{n+1}}$.

Determinemos ahora los calores específicos para la relación (40) y obtenemos

$$\left(\frac{dU}{dT} \right)_v = c = Anv \frac{\partial p}{\partial T}$$

$$\left[\frac{d(U + Apv)}{dT} \right]_p = C = A(n+1)p \frac{\partial v}{\partial T}$$

y entonces la razón entre los calores específicos es

$$\frac{C}{c} = \frac{p \frac{\partial v}{\partial T}}{v \frac{\partial p}{\partial T}} = \frac{pv}{T}$$

De esta ecuación y de la relación (33) deducida de los dos principios de Termodinámica se deduce.

$$c = \frac{1 - \frac{T}{v} \frac{\partial v}{\partial T}}{\frac{\partial v}{\partial T}} \cdot Ap \cdot \frac{\partial v}{\partial T}$$

$$1 - \frac{p}{v} \frac{\partial T}{\partial p}$$

42)

$$C = \frac{1 - \frac{T}{p} \frac{\partial p}{\partial T}}{\frac{\partial v}{\partial T}} \cdot Ap \frac{\partial v}{\partial T}$$

$$1 - \frac{p}{v} \frac{\partial T}{\partial p}$$

En un gas perfecto

$$1 - \frac{T}{v} \frac{\partial v}{\partial T} = 0$$

$$1 - \frac{T}{p} \frac{\partial p}{\partial T} = 0$$

$$1 - \frac{p}{V} \frac{\frac{\partial v}{\partial T}}{\frac{\partial p}{\partial T}} = 0$$

Consideremos ahora las experiencias de Amagat en el anhídrido carbónico y obtenemos reemplazando en lugar de $\frac{\partial v}{\partial T}$ y $\frac{\partial p}{\partial T}$ los valores deducidos de las experiencias de Amagat $\frac{\Delta v}{\Delta T}$ y $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ a presión y volumen constante respectivamente, por medio de las fórmulas 42 los resultados del cuadro a continuación para $T = 50^\circ$:

atmosf.	V	$\frac{\Delta T}{\Delta p}$	$\frac{\Delta T}{\Delta V}$	C_p	c_v
60	7,6	2,92	16,7	0,34	0,19
70	6,06	2,29	16,7	0,38	0,17
80	4,76	1,72	14,7	0,47	0,18
90	3,65	1,08	11,37	0,93	0,32
100	2,76	0,867	11,37	1,10	0,32

Los resultados deducidos por Amagat para $T = 50^\circ$ son los siguientes:

Presión	C_p	c_v
60	0,382	0,20
70	0,496	0,21
80	0,687	0,23
90	0,955	0,25
100	1,41	0,30

(Continuará).