

TERMODINÁMICA.

CAPÍTULO PRIMERO.

Introduccion.

1. *Dos hipótesis* hay para explicar los fenómenos caloríficos.

Segun la *primera*, el calor es una *sustancia*, un verdadero *fluido*, que se distingue de la materia ponderable, aunque él mismo sea materia, por ciertas propiedades, entre las que se halla la de no estar sujeto á la ley de la gravitacion.

En la *segunda* hipótesis, el calor no es ya una sustancia, sino un accidente de la materia, y se supone que dicho accidente es el movimiento interno de las moléculas.

Entre ambas opiniones extremas, de las que la primera ha sido ya casi abandonada, mientras cada dia se estiende y afirma más la segunda, hay, si así puede decirse, una *escuela* que estudia al calor en sus efectos, sin pretender penetrar su origen, y que combinando el método experimental con la aplicacion del análisis matemático, ha creado la nueva ciencia, ó la nueva rama de la Física, á que nos proponemos consagrar estos artículos.

No puede negarse, sin embargo, que más ha sido inspirada la *Termodinámica* por las nuevas teorías que por la antigua hipótesis, con la que son incompatibles sus principios fundamentales.

2. Vamos á estudiar al calor en algunos de sus efectos, y estos son de dos clases: conviene, pues, distinguir unos de otros. Se mueve el calor, si se nos permite esta manera de expresarnos, dentro de un mismo cuerpo; ó pasa de unos á otros cuando están en contacto; ó irradia en el espacio salvando distancias. Pero en todos estos casos el calor se mueve, el fenómeno marcha, conservándose el mismo en su apariencia, y á este primer conjunto de hechos, estudiados por Fourier, Poisson, Lamé y otros insignes matemáticos, se les ha dado el

nombre de *Teoría analítica del calor*. No es de dicha teoría de la que nos proponemos ocuparnos.

Otras veces la accion del calor se manifiesta por la remocion de obstáculos, es decir, por efectos mecánicos; en una palabra, por el desarrollo más ó ménos grande de un *trabajo*. En tales casos, el calor, no solo marcha, sino que se trasforma en efecto útil, venciendo resistencias; y por este motivo algunos dan á la nueva teoría el nombre de *Trasformacion del calor*, mientras otros, atendiendo á que cuando así obra es en rigor una fuerza, adoptan la denominacion de *Teoría mecánica del calor* ó la de *Termodinámica*.

Diremos, pues, en resumen, que la *Termodinámica* es la ciencia que trata de los efectos mecánicos del calor; y reciprocamente del calor producido por los agentes mecánicos.

Los fundadores de este nuevo orden de conocimientos son Carnot, Mayer (Mayer sobre todo), Joule, Thomson, Rankine, Clausius y algunos otros; y el lector que quiera ampliar las nociones que presentemos en estos artículos, puede consultar principalmente las obras de Hirn, Combes, Saint-Robert, y las notables Memorias de Clausius, publicadas en el *Journal de Liouville*.

Antes de entrar en materia, recordaremos en este primer capítulo algunos principios fundamentales de la Física.

3. *Temperatura*. Sea el calor lo que fuere, es algo: es decir, es *cantidad*: y cuando esta cantidad *calor* aumenta en un cuerpo, el volumen de dicho cuerpo, en general, aumenta tambien. De aqui se deriva la noción de *temperatura*.

Elijamos por término de comparacion cierta masa de aire á *presion constante*, y sometámosla á dos distintos grados de calor.

1.º Al que corresponde al hielo fundente.

2.º Al de la ebullicion del agua á la presión barométrica de 0,76.

El volumen de esta masa de aire pasará de v á v' , y á la centésima parte de dicha diferencia $\left(\frac{v-v'}{100}\right)$ le daremos el nombre de *grado*

termométrico. El grado del *termómetro de aire*, como el de otro cualquier termómetro análogo que se elija, es un *aumento de volumen* correspondiente á una cantidad perfectamente determinada de calor.

Decimos *determinada*, y no decimos *conocida*; porque todavía no sabemos cómo se mide el calor, ni ha de creerse que á grados iguales de un termómetro corresponden cantidades iguales de calor; esto podrá ser, ó podrá no ser, que más adelante lo discutiremos, pero por el pronto no debemos afirmarlo. Y en efecto, no es evidente *a priori*, que se necesite la misma cantidad de calor para dilatar un cuerpo en 1 grado, cuando su temperatura es de 10°, que para dilatarlo en otro grado cuando es dicha temperatura de 80°: y aun más bien puede sospecharse lo contrario si se nota, que cuanto más elevada sea la temperatura inicial, tanto más quebrantados deben estar los lazos de la cohesión, y tanto menos trabajo costará al calórico separar unos mismos espacios á las moléculas del cuerpo sometido al experimento.

Conste, pues, que la *temperatura* no es, ó no debemos suponer que sea, proporcional al calor, y que mientras no conozcamos una relación exacta entre las cantidades de calor y los grados del termómetro, no podrá este servirnos como aparato de medida.

4. Si representamos por Q la cantidad de calor de un cuerpo, y por t su temperatura, ya que Q no sea igual á t , ni aun proporcional, por lo menos, á igualdad de todas las demás condiciones, Q será función de t ; de suerte que representando por f esta función desconocida, tendremos

$$Q = f(t) \dots (1)$$

A menos que f no sea una función lineal, es decir, de la forma $at + b$, á incrementos iguales de t no corresponderán incrementos iguales de Q , pero en pequeñas extensiones de la curva representada por la ecuación (1) podremos sustituir á dicha curva la tangente, y en tal hipótesis á la ecuación anterior podremos sustituir también esta otra

$$\Delta Q = f'(t) \Delta t; \dots (2)$$

representando por f' la derivada de f , y por ΔQ y Δt los incrementos correspondientes, y suficientemente pequeños, de temperatura y calórico.

En todo intervalo en el cual, como aproximación, pueda admitirse la fórmula (2), podrá admitirse también la proporcionalidad entre

los incrementos de *calor* y los incrementos de *temperatura*; pero esto siempre como *ley aproximada* y para pequeñas extensiones de t . Es decir, traducido lo que precede al lenguaje vulgar, que *próximamente* se necesitará la misma cantidad de calor para hacer pasar á un cuerpo de 3° á 4°, que para hacerle pasar de 4° á 5°; pero no podremos comparar términos muy distantes entre sí en la escala termométrica, ni podremos decir que 1° de aumento á partir de *cero* supone la misma cantidad de calor que 1° á partir de 80°.

5. Ya sabemos que para medir la temperatura de un cuerpo se ponen en contacto, tan íntimo como sea posible, el cuerpo y el termómetro, y cuando entre ambas hay equilibrio de calórico, es decir, cuando ambos están en iguales condiciones, y puede considerarse que el termómetro forma parte del cuerpo, los grados que aquel marque determinarán el estado calorífico de este.

Pero como el termómetro aumenta su temperatura á expensas del calor del cuerpo, claro es que al establecerse el equilibrio entre ambos, el cuerpo habrá perdido una parte de su calórico, y que el que marque el termómetro será algo menor que el que tiene el cuerpo antes de verificarse la operación. Para que esta sea suficientemente exacta, es preciso, pues, que la masa del termómetro sea *muy pequeña*, comparada con la del cuerpo.

Sucede aquí una cosa parecida á la que se verificaria al medir la altura del agua en un depósito por la que tomase en un tubo comunicante; el procedimiento seria exacto si las dimensiones del depósito fuesen tan grandes, respecto al tubo, que la cantidad de agua que entrase en este y saliese de aquel no hiciera bajar sensiblemente el nivel del agua; no lo seria en el caso contrario.

Nos detenemos en estas, que son pequeñeces si se quiere, no por la importancia práctica que puedan tener, sino para fijar las ideas y precisar con toda exactitud la significación de cada término técnico que empleamos.

En resumen, la temperatura *determina* el estado calorífico en que se halla un cuerpo, sin *medir* la cantidad de calor.

6. Hemos supuesto que para la construcción del termómetro se empleaba el *aire*; pero en rigor todo cuerpo *bien definido* puede servir para medir temperaturas; solo que, como no todos los cuerpos se dilatan del mismo modo, será preciso establecer relaciones entre unas y otras escalas.

Mas aun: el *cambio de volumen* sirve para

determinar el estado calorífico de un cuerpo, otros fenómenos hay que pueden utilizarse para el mismo objeto; por ejemplo, el cambio de presión.

Podría formarse un termómetro conservando una masa determinada de aire bajo volumen constante; midiendo su presión á la temperatura del hielo fundente y á la de la ebullición, y dividiendo la escala de presiones, comprendida entre ambos puntos, en 100 partes iguales.

El grado de este termómetro sería la centésima parte del aumento de presión de una masa de aire al pasar de un estado calorífico á otro, perfectamente definidos ambos.

En el primer termómetro que hemos descrito, y al que podemos dar el nombre de *termómetro de dilatación*, CADA GRADO ES UN VOLUMEN: en este último CADA GRADO ES UNA PRESIÓN; pero aquel volumen y esta presión corresponden á cantidades determinadas de calorífico, y cada temperatura á un estado calorífico perfectamente definido.

Cuando decimos «estado calorífico perfectamente definido»; «cantidad de agua perfectamente determinada», no queremos significar que conozcamos aquel ni esta, sino que son estados y fenómenos que pueden ser reproducidos y realizados en cualquier instante, en cualquier lugar, y por cualquier experimentador.

Son, por decirlo así, puntos fijos de los que pueden partir todos los físicos, y á los que pueden referirse todos los resultados de las experiencias.

7. *Unidad de calor.* El termómetro nada nos enseña sobre la cantidad de calor absorbida ó arrojada por un cuerpo que se calienta ó se enfria; solo sirve para definirnos un estado calorífico; y sin embargo se concibe que el calor, como toda cantidad, es susceptible de ser reducido á números.

Es evidente, por ejemplo, que el calor desarrollado por la combustión de 1 kilógr. de carbon es la mitad del que desprenden en idénticas circunstancias 2 kilógr. del mismo combustible, es la tercera parte del que engendran 3 kilógr., y la m^a parte del que m kilógr. desarrollan.

Para establecer relaciones numéricas entre dos cantidades de calorífico, basta, pues, emplear ambas en producir efectos idénticos, cuya repetición pueda servirnos de medida.

Partiendo de este principio se ha escogido por UNIDAD DE CALOR el necesario para elevar 1 grado de temperatura, á partir del hielo fun-

dente, 1 kilógr. de agua; y á esta cantidad de calor se le ha dado el nombre de *caloría*.

El efecto que mide la cantidad de calor es siempre el mismo, á saber: aumento de 1 grado de temperatura en 1 kilógr. de agua; y este efecto repetido una, dos, tres... m veces, determina y mide una, dos tres... m unidades de calor.

Así, por ejemplo, cuando se dice que son necesarias 79 calorías para fundir el hielo, se quiere significar que si el calor que se emplea en convertir 1 kilógr. de hielo en 1 kilógr. de agua á 0°, se emplease en calentar agua á 0°, esta cantidad de calor elevaría 79 kilógr. de agua á la temperatura de 1 grado.

Véase ahora cómo el termómetro no puede medir directamente por su graduación el calor de un cuerpo: los diferentes grados del termómetro no son efectos iguales, porque varían las circunstancias que en cada uno de ellos concurren.

El 1.º grado, á partir de 0°, expresa un efecto perfectamente definido: aumento de volumen de un cuerpo que está á cero grados.

Pero el 2.º grado expresa otro efecto distinto: un aumento de volumen igual al anterior, pero no en iguales circunstancias, puesto que el cuerpo está, no á 0°, sino á 1º.

8. *Relación entre la presión, el volumen y la temperatura.* La experiencia demuestra que todos los cuerpos de la naturaleza, sean sólidos, líquidos ó gaseosos, varían de volumen cuando cambia la temperatura, la presión ó ambos elementos á la vez. Puede asegurarse, por lo tanto, que entre el volumen v , la temperatura t y la presión p de cada cuerpo, hay una relación determinada, que escrita analíticamente será

$$p = f(v, t), \text{ ó en general } \varphi(p, v, t) = 0 \dots (1)$$

Dados, pues, para un cuerpo, su volumen, y su temperatura, la ecuación (1) determinaría su presión si la forma analítica de f fuese conocida.

La forma de dicha función ha sido determinada experimentalmente para los gases, para los vapores y para los cambios de estado. Examinemos estos tres casos.

9. *Gases. — Leyes de Mariotte y Gay-Lussac.*—1.º La ley de Mariotte establece que cuando en un gas permanente la temperatura se conserva constante, los volúmenes varían en razón inversa de las presiones. Así representando por t y por v' dos volúmenes de

una misma masa de gas, por ejemplo, 1^k , y por p y p' las presiones, tendremos:

$$\frac{v}{v'} = \frac{p'}{p}, \text{ ó bien } vp = v'p' \dots (2)$$

2.º Segun la ley de Gay-Lussac, cuando en un gas la presión permanece constante, y la temperatura varia, el volumen recibe incrementos iguales para incrementos iguales de temperatura. Asi representando por v_0 el volumen inicial, es decir, á 0° y por α el coeficiente de dilatacion, ó sea la fraccion de volumen en que aumenta el cuerpo por cada grado de temperatura, tendremos para la temperatura t :

$$v = v_0 + v_0 \alpha t, \text{ ó bien } v = v_0(1 + \alpha t) \dots (3)$$

Observemos ahora que si un cuerpo conserva la misma presión p en todos sus cambios de estado, y pasa de la temperatura t á la t' , sus volúmenes v y v' satisfarán, segun la relacion (3), á las ecuaciones

$$\begin{aligned} v &= v_0(1 + \alpha t) \\ v' &= v_0(1 + \alpha t') \end{aligned}$$

en las que v_0 expresa el volumen que tendria este cuerpo á 0° con la misma presión p .

De estas ecuaciones se deduce por último,

$$\frac{v}{v'} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t'} \dots (3')$$

que es la verdadera relacion entre los volúmenes y las temperaturas á presión constante.

3.º Fácil es ahora deducir de las dos leyes parciales representadas en las ecuaciones (2) y (3') la fórmula general entre v , p y t .

Imaginemos que un cuerpo pasa del volumen v , la presión p y la temperatura t á otro volumen v' , otra presión p' , y otra temperatura t' ; y supongamos un estado intermedio de este cuerpo con la presión p' y la temperatura t , á cuyos dos valores corresponderá cierto volumen v_1 . Tendremos pues

$$\text{primer estado} \dots v \dots p \dots t \dots (4)$$

$$\text{estado intermedio} \dots v_1 \dots p' \dots t \dots (5)$$

$$\text{estado final} \dots v' \dots p' \dots t' \dots (6)$$

Entre las cantidades (4) y (5), que corresponden á un mismo cuerpo á temperatura constante, tendremos, segun la ley de Mariotte,

$$vp = v_1 p' \dots (7)$$

Entre las (5) y (6), que corresponden á presión constante, segun la ley de Gay-Lussac, tendremos asimismo

$$\frac{v_1}{v'} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t'}; \dots (8)$$

y eliminando la incógnita auxiliar v_1 , hallaremos por último

$$\frac{vp}{v'p'} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t'}, \text{ ó bien } \frac{pv}{1 + \alpha t} = \frac{p'v'}{1 + \alpha t'}$$

Como para todos los estados p'' , v'' , t'' ; p''' , v''' , t''' , ... por donde pase el cuerpo, siempre tendremos.

$$\frac{vp}{1 + \alpha t} = \frac{p'v'}{1 + \alpha t'} = \frac{p''v''}{1 + \alpha t''} = \frac{p'''v'''}{1 + \alpha t'''} = \dots = \text{constante},$$

resulta que representando por R' este valor constante del segundo miembro, valor distinto para cada gas, la relacion buscada tendrá la forma

$$\frac{pv}{1 + \alpha t} = R', \text{ ó bien } pv = R'(1 + \alpha t).$$

Sacando α factor comun y representando, para dar á esta expresion la forma ordinaria, por R el producto $R'\alpha$, y por a el cociente $\frac{1}{\alpha}$, hallaremos por último,

$$pv = R(a + t) \dots (9)$$

10. En la fórmula (9) solo entran dos constantes: á saber, a y R . La primera es conocida, y es la misma próximamente para todos los gases: suponiendo que el punto de partida es el cero del termómetro, puede admitirse para el coeficiente de dilatacion de cualquier gas.

$$\alpha = \frac{1}{274},$$

y, por consiguiente, tendremos

$$a = \frac{1}{\alpha} = 274.$$

La fórmula (9) se convierte en

$$pv = R(274 + t) \dots (9')$$

La constante R varía de uno á otro gas, pero una sola experiencia que dé valores simultáneos de p , v y t , basta para determinarla.

Notemos, sin embargo, para evitar confusion, que el valor de dicha constante depende del volumen, ó de la masa inicial de gas, que consideremos, puesto que su valor es

$R = \frac{p'v'}{1 + \alpha t'}$ α , y este valor varia proporcionalmente á v' . Es decir, que al aplicar la fórmula (9') debemos especificar el volumen, la masa, el peso, ó en general la cantidad de gas á que se aplica, porque segun sea, asi obtendremos valores distintos para R .

Generalmente se supone que la cantidad de gas es la contenida en 1^k de peso.

Tomemos para t el valor particular $t = 0^\circ$; y supongamos que se considera 1^k de aire á la presión de 0,^m76, á 45° de latitud y al nivel del mar.

Representando por π el peso específico del aire en estas condiciones, es claro que el volumen que ocupe 1^k será su peso dividido por π : es decir,

$$v = \frac{1^k}{\pi}.$$

Por otra parte, si designamos por P el peso del metro cúbico de mercurio, la altura 0,^m76 representará una presión

$$p = 0,^m76 \times P.$$

Deberemos sustituir, pues, en la fórmula (9'), para deducir el valor de R,

$$t = 0^\circ; v = \frac{1}{\pi}; p = 0,76 \times P,$$

y resultará

$$0,76 \frac{P}{\pi} = R \times 274;$$

pero se ha obtenido experimentalmente que la relación $\frac{P}{\pi}$ entre los pesos específicos del mercurio y del aire en las condiciones referidas (presión 0,^m76: latitud 45°: altitud 0: temperatura 0°) es

$$\frac{P}{\pi} = 10517,3;$$

luego hallaremos

$$R = \frac{0,76 \times 10517,3}{274} = 29,172.$$

Para un gas cualquiera, suponiendo siempre $t = 0$, y designando por h la altura de mercurio representativa de la presión, y por π' la densidad, tendríamos

$$R = \frac{h}{274} \frac{P}{\pi'},$$

de suerte que, á igualdad de las demás condiciones, R varía en razón inversa del peso específico.

11. Si en la fórmula

$$pv = R(274 + t)$$

contamos la temperatura, no desde el *cero* que corresponde al hielo fundente, sino desde -274° , la nueva temperatura será precisamente $274 + t$; y para este nuevo *cero* tendremos la fórmula

$$pv = R t.$$

Esta será la forma bajo la cual la emplearemos constantemente, designándola á veces para abreviar con el nombre de *ecuación de elasticidad del gas*; pero recuérdese que la temperatura no se cuenta desde el punto de fusión del hielo, sino desde un nuevo *cero*, más bajo que el primitivo en tantos grados como unidades expresa el coeficiente inverso de dilatación $\left(\frac{1}{z} = 274\right)$.

Para distinguir la nueva temperatura así definida de la temperatura ordinaria, la designaremos con el nombre de *temperatura absoluta*, y á su punto de partida con el nombre de *cero absoluto*.

Mas adelante veremos la razón de estas denominaciones; por el pronto solo deben considerarse como medios de simplificar las fórmulas ó la explicación.

JOSÉ ECHEGARAY.

APUNTES SOBRE LA LEY DE AGUAS,

PROMULGADA EN 3 DE AGOSTO DE 1866,

Y ACERCA DE LA REDACCION DE LOS REGLAMENTOS PARA SU CUMPLIMIENTO.

III.

TÍTULO TERCERO.—DE LOS ÁLVEOS Ó CÁUCES DE LAS AGUAS, DE LAS RIBERAS Ó MÁRGENES Y DE LAS ACCESIONES.

Continuación (1).

CAPÍTULO X.

De la desecación de lagunas y terrenos pantanosos.

La misma observación que tantas otras veces hemos hecho en el curso de nuestros apuntes, repetiremos á la vista del artículo 100. Al establecer este artículo que podrá extraerse piedra y tierra de *terrenos públicos* con permiso del Gobernador, deben exceptuarse los *cáuces públicos*, pues las obras ó excavaciones que en ellos pueden practicarse han de modificar el régimen del curso de agua correspondiente, y por lo mismo consideramos de necesidad absoluta que se prescriba que en estos *cáuces* no se otorgue el permiso sino cuando, oído el Ingeniero Jefe de la provincia, resulte que no se causa perjuicio á las propiedades *riberiegas*.

Como la desecación de lagunas ó terrenos pantanosos puede tener por objeto aprovechar los terrenos para la agricultura, ó evitar sus

(1) Véanse los números 18, 20 y 21 del año anterior.