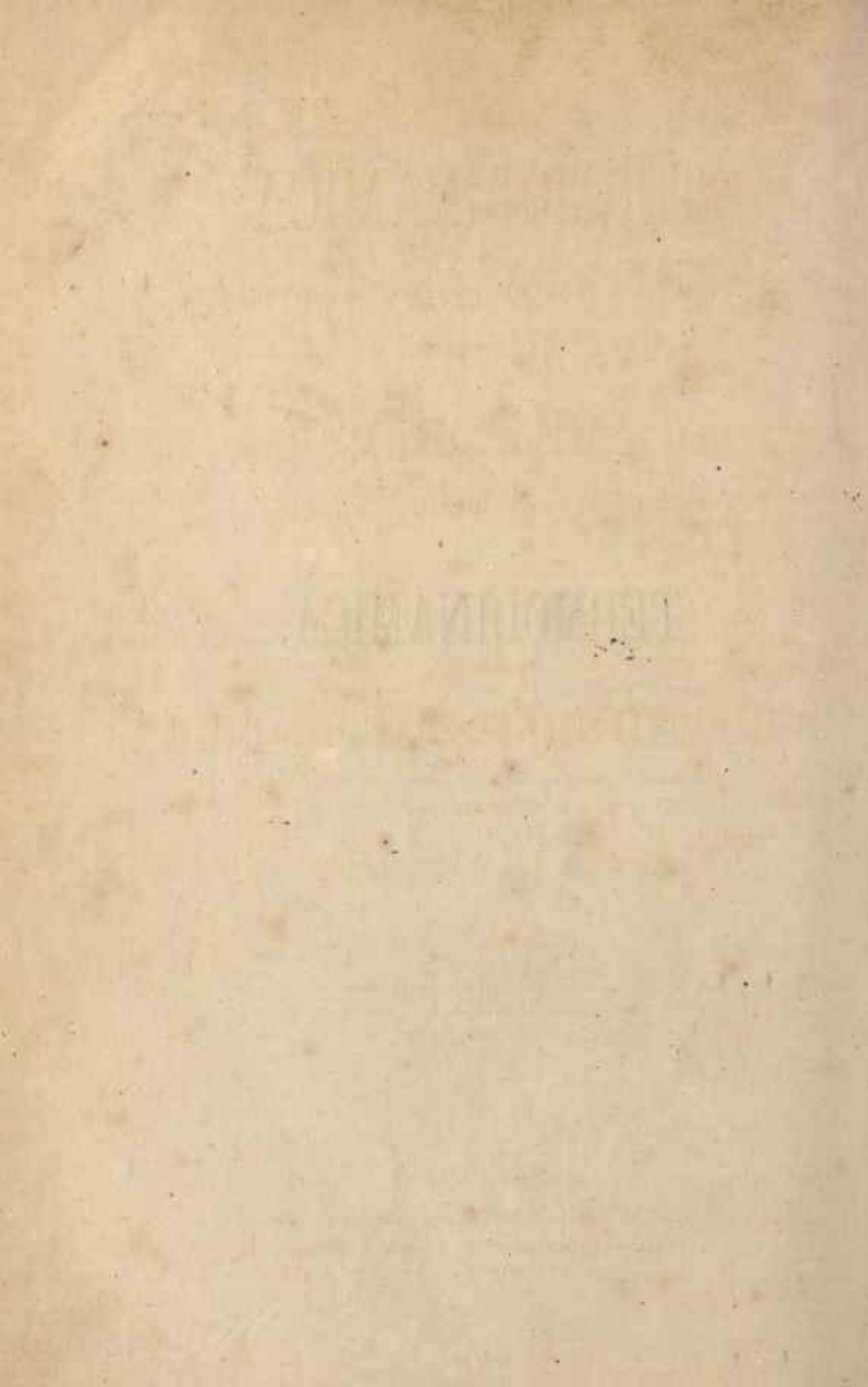


# TERMODINÁMICA.





XIX  
112

# TERMODINÁMICA

SU HISTORIA, SUS APLICACIONES Y SU IMPORTANCIA.

---

## MEMORIA

PREMIADA EN CONCURSO PÚBLICO

— POR EL —

ATENEO BARCELONÉS,

Y ESCRITA POR

D. FRANCISCO DE PAULA ROJAS Y CABALLERO INFANTE,

CATEDRÁTICO DE LA ESCUELA DE INGENIEROS INDUSTRIALES  
DE BARCELONA.

EDICION COSTEADA POR EL ATENEO BARCELONÉS.

---



BARCELONA:

ESTABLECIMIENTO TIPOGRÁFICO DE LUIS TASSO,

CALLE DEL ARCO DEL TEATRO, NÚMEROS 21 Y 23.

1876.

TERMINADA

LA INSTITUCIÓN DE LAS ESCUELAS Y SU ORGANIZACIÓN

MEMORIA

DE LA COMISIÓN ORGANIZADORA

DE 1900

ES PROPIEDAD.

EL DIRECTOR DE LA BIBLIOTECA NACIONAL

DEPARTAMENTO DE EDUCACIÓN

1900

IMPRESIÓN EN EL ESTABLECIMIENTO DE LA BIBLIOTECA NACIONAL

DEPARTAMENTO DE EDUCACIÓN

# ÍNDICE DE ESTA MEMORIA.

PÁG.

INTRODUCCION Á LA HISTORIA DE LA TERMODINÁMICA.—Principios fundamentales de la nueva ciencia.—Principio de la equivalencia.—Su deducción en la *teoría mecánica del calor*. Ecuación fundamental, ó relación entre el trabajo molecular, el trabajo externo y el calor producido en un cuerpo cualquiera. . . . . 1 á 8

## PARTE PRIMERA.

### I.

#### **Historia del principio de la equivalencia.**

Daniel Bernouilli, Lavoisier y Laplace.—No pueden considerarse ni aún como precursores de la Termodinámica.—La antigua hipótesis del calor retrasó el nacimiento de la Termodinámica. . . . . 9 á 14

Escollo en que naufragó la antigua hipótesis del calor. . . . . 14

*Año de 1798*.—Trabajos de Rumford. . . . . 15

*Año de 1799*.—Trabajos de Davy. . . . . 16

*Año de 1812*.—Hipótesis de Davy sobre la constitución molecular de los cuerpos. . . . . 17

*Año de 1839*.—Pasaje de una Memoria de M. Seguin. . . . . 21

*Año de 1840*.—Primer trabajo de Joule. . . . . 23

*Año de 1842*.—Primer escrito de Mayer.—Empieza la fundación de la nueva ciencia.—Diferencia importante entre los precursores de

la Termodinámica, (Rumford, Davy, Seguin) y Mayer.—Defensa de Mayer.—Error de Mayer. . . . .	25
<i>Año de 1843.</i> —Memoria de Colding. . . . .	32
<i>Año de 1845.</i> —Magníficos trabajos de Joule para la fundacion de la nueva ciencia. . . . .	33
<i>De 1845 á 1865.</i> —Comprobaciones del principio de equivalencia por varios físicos. . . . .	38

II.

**Historia del segundo principio ó segunda ley de la Termodinámica, llamado principio de Carnot.**

<i>Año de 1824.</i> —Folleto de Carnot.—Sus errores.—Idea de los ciclos.—Sus ventajas en Termodinámica.—Líneas isotérmicas y adiabáticas. Ciclo de Carnot. Enunciado y demostracion del principio de Carnot. Reversibilidad de ciertos ciclos. . . . .	42
<i>Año de 1834.</i> —Trabajos de Clapeyron. . . . .	59
Observacion relativa al inmenso valor científico que tienen los dos principios fundamentales de la Termodinámica, y que se deduce de la sola lectura de la historia de dichos principios. . . . .	60

PARTE SEGUNDA.

**Desarrollo de la Termodinámica y de sus principales aplicaciones, dentro del campo de la Física, tanto bajo el punto de vista científico, como bajo el de su utilidad práctica.**

Calor de dilatacion en los gases perfectos. . . . .	64
Valor del coeficiente de expansion en un gas perfecto.. . . .	65
Ecuacion de las líneas adiabáticas en un gas perfecto.. . . .	66
La Termodinámica en el campo de la Acústica. . . . .	66
Generalizacion del principio de Carnot por Clausius. . . . .	68
Medida del trabajo molecular en los gases. . . . .	70
Movimiento de los gases.—Velocidad de salida. . . . .	71
Calor de dilatacion para todos los cuerpos. . . . .	71
Calor específico á volumen constante de un cuerpo cualquiera. . .	73
Ley de la expansion elemental de un gas sin variacion de calor. . .	74
Ley de la expansion elemental de los vapores sobrecalentados (no saturados). . . . .	74
Efectos térmicos producidos por la compresion en los líquidos, y por la traccion y compresion en los sólidos. . . . .	75

Calor de vaporizacion de un líquido. . . . .	75
Temperaturas absolutas.—Cero absoluto de calor ó de temperaturas. . . . .	77
Calor específico de los vapores saturados. Importancia extraordinaria de los fenómenos y leyes descubiertos por la aplicacion de los principios de la Termodinámica al estudio del calor específico de los vapores saturados, estudio que era inabordable antes del descubrimiento de la Termodinámica.—Temperatura de inversion.—Este estudio conduce al conocimiento racional y completo de la máquina de vapor, que solo conocíamos empíricamente. . . . .	79
Ley de la expansion elemental de un vapor saturado y seco, sin variacion de calor. . . . .	85
Ley de la expansion finita de un vapor saturado y seco, sin variacion de calor. . . . .	86
Fusion de los cuerpos. Aplicacion, al estudio de este fenómeno, de la Termodinámica. . . . .	86
Disociacion. Aplicacion de la Termodinámica al estudio de este fenómeno. . . . .	88
Observacion final. . . . .	89

## PARTE TERCERA.

### Importancia de la Termodinámica en las otras ciencias.

I.—La Termodinámica en el campo de la <i>Química</i> . Significacion y efecto de una combinacion química. Medida del trabajo hecho por las fuerzas atómicas, llamadas afinidades, en el acto de una combinacion química. Condicion necesaria para que el trabajo desarrollado por las afinidades en el acto de una combinacion, pueda utilizarse en producir una descomposicion. . . . .	91
II.—La Termodinámica en el campo de la <i>Mecánica aplicada</i> .	
Explicacion de las resistencias pasivas. Calor utilizado en las máquinas de vapor. . . . .	96
Máquinas térmicas. Coeficiente económico de las máquinas térmicas. Coeficiente económico de la máquina ideal de Carnot. . . . .	99
Coeficientes económicos de las máquinas de Stirling y Ericsson. . . . .	103
Rendimiento específico de las máquinas térmicas. . . . .	106
Coeficiente económico de la máquina de vapor de expansion completa. . . . .	108
Máquinas de mezclas detonantes. . . . .	112

Máquinas electro-magnéticas. . . . .	113
Máquinas magneto-eléctricas. . . . .	115
III.— <i>La Termodinámica en el campo de la Fisiología.</i>	
Estudios de Hirn sobre la máquina térmica animal. . . . .	118
Se combaten dos errores groseros, pero frecuentes, que se cometen por no saber aplicar los principios de la Termodinámica. . . . .	123
Funciones vegetales. Fenómenos foto-dinámicos que en ellos se producen. . . . .	126
IV.— <i>La Termodinámica en el campo de la Astronomía.</i>	
Explicacion de la reparacion de las pérdidas del calor solar. . . . .	130
V.— <i>La Termodinámica en el campo de la Metafísica.</i>	
Energía potencial. Energía sensible. Energía calorífica. Energía actual. . . . .	134
Energía total del universo. Ley de la energía total. . . . .	136
Ley de la disipacion de la energía sensible. . . . .	141
¿Pueden extenderse estas leyes, ciertas para un sistema finito, á un sistema que supusiéramos infinito? . . . . .	142
VI.— <i>Conclusion.</i> . . . . .	145

# TERMODINÁMICA.

---

## INTRODUCCION A LA HISTORIA DE LA CIENCIA.

---

La TERMODINÁMICA, ciencia que estudia y formula las relaciones entre el calor y los efectos mecánicos, considerándolos respectiva y alternativamente como causa y efecto, es hija de nuestro siglo, y el mayor título de gloria científica que este podrá presentar ante las venideras generaciones.

Tan grande ha sido ya su influencia en la Física general; tan vivísima luz ha arrojado sobre los mas oscuros fenómenos del calor; tanto ha esclarecido otros relativos á la electricidad y magnetismo; tanto poder tienen sus principios en el campo de la Fisiología y de la Química, especialmente sobre ciertos problemas antes oscurísimos de la vida animal y vegetal; tan fecundas han sido sus fórmulas aplicadas á los problemas de la expansion de los gases, de los cambios de estado, de la expansion de los vapores, del movimiento de los gases, del trabajo en todas las máquinas térmicas, que puede asegurarse que ha hecho una revolucion en las ciencias físicas y fisiológicas, y nos ha colocado en aptitud de poder formular la *Teo-*

*ria mecánica del calor*, con la cual se ha completado la nueva ciencia. Los principios fundamentales de la Termodinámica han hecho posible la publicación en pocos años de obras tan importantes como la Teoría mecánica del calor por *Clausius*, la de *Rankine*, la de *Verdet*, la de *Zeuner*, la de *Hirn*, la de *Reech*, que son exposiciones completas de la nueva ciencia, sin contar numerosos trabajos originales que han visto la luz pública en memorias y folletos, cuyo solo catálogo ocuparía mas páginas que la presente Memoria. En España hemos visto publicadas la obra de D. Gumersindo Vicuña, y las notabilísimas especulaciones científicas del sabio Echegaray sobre puntos de la mayor importancia en la Teoría mecánica del calor.

---

PRINCIPIOS FUNDAMENTALES DE LA NUEVA CIENCIA.—Sobre dos principios fundamentales descansa el edificio de la Termodinámica, levantado en menos de treinta años.

Primero.—Principio de la equivalencia.

Segundo.—Principio de Carnot.

Es digno de notarse que el principio de Carnot, que en un orden lógico debe venir tras el principio de la equivalencia, fué descubierto veinte años antes que este; y no pudo ser fe-

cundado y quedó estéril hasta que se descubrió el principio de la equivalencia; porque no basta para establecer una ciencia, descubrir una verdad ó un principio, que aunque esencial y fecundísimo, no es el primero, lógicamente hablando. Y como los descubrimientos no brotan siempre con lógica sucesión en el humano entendimiento, la lógica se venga, por decirlo así, no fecundándolos hasta que el tiempo viene á restablecer su imprescriptible derecho.

---

Principio de la equivalencia.—Su deducción racional á favor  
de una hipótesis.

Si antes del nacimiento de la Termodinámica, se le hubiese dicho á cualquier mecánico conocedor de *la ecuacion del trabajo y de las fuerzas vivas*, «el calor no es un flúido material imponderable como los físicos creen: el *calor* en un cuerpo no es mas que *la fuerza viva* correspondiente á un movimiento íntimo, invisible, rápido y desconocido de los átomos de la materia de ese cuerpo: la caloria ó unidad de calor no es mas que una unidad de fuerza viva, no una unidad de flúido imponderable;» ese mecánico, con esto solo, que á sus ojos no sería mas que una *hipótesis sobre el calor* (aunque hoy lo ha elevado indirectamente la Termodinámica casi á la categoría de teorema demostrado), hubiera podido discurrir de la manera siguiente:

Supongamos dos cuerpos desprovistos de elasticidad com-

pletamente (tomando esta espresion en el sentido que la usan los mecánicos), de iguales masas, moviéndose en el vacío sobre una misma linea recta, y marchando el uno hácia el otro sin que ninguna fuerza actúe sobre el sistema. Se supone que las fuerzas que pusieron en movimiento esos dos móviles, despues de haberles comunicado velocidades iguales y opuestas cesan en su accion. Esas fuerzas habrán producido un trabajo que es igual á la mitad de la suma de las fuerzas vivas de los móviles. Supongamos que esos cuerpos llegan á chocarse central y directamente. En virtud de la ley de inercia considerada en toda su latitud, la fuerza viva del sistema formado por esos dos móviles no puede aniquilarse en el acto del choque; luego si desaparece como fuerza viva de traslacion, que es lo que enseñamos los mecánicos, habrá quedado en los cuerpos bajo la forma invisible que constituye el calor; pero siendo en su esencia lo mismo que era antes, *fuerza viva*, producto de masa por el cuadrado de la velocidad de la masa. Luego si los mecánicos dábamos por terminado el fenómeno porque veíamos perecer en el choque las velocidades de los cuerpos, y quedar estos en reposo (aunque aparente), los fisicos no pueden darlo por terminado porque veñ nacer entonces, *como la experiencia lo prueba*, el fenómeno calorífico, que es en su esencia tan mecánico como el que lo originó. No deberemos pues decir los mecánicos, como hasta hoy hemos dicho: «la fuerza viva se ha perdido por completo en el choque;» sino que debemos decir: *la fuerza viva correspondiente al movimiento visible ha perdido su forma para tomar otra que es la forma calorífica; pero quedando invariable en valor y esencia: los átomos de los cuerpos que chocaron habrán perdido en el choque, el movimiento de traslacion en linea recta que antes del choque tenian; pero habrán tomado ese otro movimiento invisible y desconocido, que segun la hipótesis, constituye el calor, es condicion esencial del calor, y lo caracteriza.* La fuerza viva

de traslacion que desaparece se emplea en acrecer la velocidad de los átomos.

Ahora bien (continuará discurriendo el mecánico): entre el trabajo hecho por las fuerzas que pusieron en movimiento uniforme á aquellos dos móviles y la fuerza viva  $mv^2$  que el sistema de los dos móviles tenia antes del choque, hay una relacion constante, como se demuestra en Mecánica (ecuacion del trabajo y de las fuerzas vivas). Y como el calor producido en el choque, no es en la esencia otra cosa que aquella misma fuerza viva  $mv^2$ , bajo otra forma, resulta:

QUE ENTRE EL *trabajo producido* POR UNA FUERZA Ó UN SISTEMA DE FUERZAS, Y EL *calor producido* CUANDO LA FUERZA VIVA DESAPARECE, SIN EMPLEARSE EN OTRA COSA QUE EN PRODUCIR CALOR, *hay una relacion constante*: Ó LO QUE ES LO MISMO, ESE *trabajo* Y ESE *calor*, SON *equivalentes*.

Tal es la base de la Termodinámica: tal es el principio de la equivalencia que se verificará siempre *que el fenómeno sea simple*; esto es, siempre que todo el trabajo que desaparece no se emplee en otra cosa que en producir calor: siempre que la fuerza viva visible que desaparece se convierta en su totalidad en calor. De modo que representando por  $T$  el trabajo de las fuerzas expresado en kilográmetros y por  $C'$  las calorías producidas cuando el trabajo  $T$  desaparece, tendremos:

$$\frac{T}{C'} = \text{constante.}$$

Y nótese bien que esa constante no puede depender de la naturaleza del cuerpo ó de los cuerpos en que se verifica la conversion del trabajo en calor; porque esa ecuacion ha sido deducida por consideraciones puramente mecánicas, indepen-

dientes de dicha naturaleza. La experiencia sola puede dar el valor de *esa constante* que se llama *equivalente mecánico del calor*. La experiencia, como mas adelante veremos, ha dado su valor que es 425. Luego 425 kilográmetros, al convertirse en calor producirán *una caloría*. Y reciprocamente: Si es posible convertir completamente una caloría en trabajo, producirá 425 kilográmetros. La ecuacion de arriba, se puede pues escribir así:

(1). . . . .  $T = 425 C'$

Pero el fenómeno general de la conversion del trabajo en calor, no es tan simple como hemos supuesto. En general, los dos cuerpos que se chocan (siguiendo el ejemplo anterior) no se mueven en el vacío: sufren sobre su superficie una presión externa: cuando por consecuencia del choque se hace en ellos la conversion del trabajo en calor, se calientan y *aumentan de volumen*: este aumento de volumen no puede hacerse sin vencer la presión externa; luego los dos cuerpos *hacen un trabajo externo*; y este trabajo externo habrá salido del trabajo  $T$ , se habrá producido á expensas de  $T$ .

Por otra parte, sabido es que las moléculas de los cuerpos, están continuamente solicitadas por ciertas fuerzas que se llaman *fuerzas moleculares*: que no es posible separar esas moléculas sin vencer esas fuerzas moleculares que se oponen á la separacion, y sin emplear para ello un cierto trabajo que llamaremos *trabajo molecular*. No puede pues producirse el aumento de volumen de los cuerpos que chocaron sin gastar ese trabajo molecular; y ese trabajo molecular, en el experimento del choque, que antes hemos supuesto, habrá salido tambien del trabajo  $T$ ; se habrá hecho á expensas de  $T$ . Resulta pues: que el trabajo  $T$ , se habrá empleado en tres cosas, dividiéndose en tres partes:

PRIMERA= *el trabajo molecular* que lo representaremos por  $M$  (en kilográmetros.)

SEGUNDA= *el trabajo externo* que lo representaremos por  $E$  (en kilográmetros.)

TERCERA= *el calor producido* que lo representaremos por  $C$  (en calorías.)

Tendremos pues la ecuacion

$$T = M + E + 425 C. \dots \dots \dots (2)$$

La ecuacion (2) nos permitirá poner en claro los errores que se cometieron por los precursores y fundadores de la Termodinámica; ¡y es preciso conocerla para poder comprender y aclarar ciertos puntos interesantes de la historia de esta ciencia.

Hé aquí cómo, con solo el conocimiento de la ecuacion del trabajo y de las fuerzas vivas, y á favor de una natural hipótesis sobre la naturaleza del calor se llega hoy á establecer en la *Teoría mecánica del calor* el principio de la equivalencia entre el calor y el trabajo, el principio primero y mas fundamental de la Termodinámica, la base de esta ciencia. Pero la Termodinámica no ha venido por este camino racional á brotar en el entendimiento humano. Su gran principio de la equivalencia no ha necesitado en realidad apoyarse en ninguna hipótesis para nacer, pudiendo demostrarse experimentalmente de muchos modos. La nueva hipótesis del calor, fundamento de la *Teoría mecánica de este agente*, ha precedido al nacimiento del principio de la equivalencia; pero aquella se afirmó y tomó su poderosa fuerza de la base de la Termodinámica, así como esta encontró en aquella la razon de su esencia. Ambas cosas han marchado paralelamente en la historia, formando hoy ya un solo cuerpo, en que sobre el nombre de Termodinámica parece que predominará el de Teoría mecánica del calor.

Veamos pues, cómo ha ido germinando poco á poco en el entendimiento humano el convencimiento de la verdad de aquella hipótesis, y la deducción del principio de la equivalencia, hasta que fué posible formular este principio clara, precisa y generalmente. El día que se hizo esto nació la Termodinámica. El principio de Carnot, el segundo de la ciencia, que hacia veinte años que yacia en el polvo del olvido, le proporcionó la abundantísima sávia que en pocos años la convierte en frondoso árbol cuya semilla ha fecundado á todas las ciencias naturales.

---

# PARTE PRIMERA.

---

## I.

### **Historia del principio de la equivalencia.**

Al echar la vista atrás en la historia de las ciencias no puede verse sin cierta pena mezclada de admiracion por el genio, á sabios tan profundos como Lavoisier y Laplace, á espíritus filosóficos como el conde de Rumford, á genios matemáticos como Daniell Bernouilli, á experimentadores como Davy, á físicos tan ilustres como Young, unos vislumbrando la naturaleza verdadera del calor; otros viéndola con completa evidencia; otros comprendiendo y analizando el fenómeno importantísimo de la transformacion del trabajo en calor, otros entreviendo ya el principio de la equivalencia, y aun casi formulándolo, sin que ninguno de ellos, ni aun Rumford, que fué quien mas se acercó, llegase á establecer el gran principio que constituye la base de la Termodinámica. ¿De qué modo se explica este fenómeno? ¿Qué obstáculo se oponia á la desembara-

zada marcha de la inteligencia de Lavoisier y Laplace? ¿Cómo se comprende que llegando Rumford á entreabrir las puertas de la Termodinámica, como vamos á ver en seguida, no se precipitaran por ellas todos los sabios, guiados por la luz que los experimentos de Rumford despedían? ¿Qué era lo que les impedía ver aquella luz y lo que los mantenía indiferentes y encerrados en sus antiguas tiendas? UNA HIPÓTESIS. La Termodinámica no nació en los días memorables de los experimentos de Rumford, sino cuarenta y cuatro años después, porque á ello se oponía una *falsa hipótesis sobre la naturaleza del calor*, que paralizaba la actividad intelectual de los físicos; porque sobre esa hipótesis se había edificado una teoría completa que es la que dió con Fourier sus últimos y mas brillantes resplandores; porque con aquella teoría del calor se explicaban todos los fenómenos conocidos, y parecía preciso pugnar desesperadamente por ajustar á aquel lecho de Procusto los que á ello se resistían; porque todos los físicos habían contribuido á levantar el edificio de aquella teoría. En tal estado de evidente preocupacion científica, no estaba el mundo de la ciencia en las condiciones necesarias para hacer germinar rápidamente la semilla de Rumford, cuyas clarísimas razones y convincentes experimentos encontraron poco eco; pero no dejaron de quebrantar visiblemente la antigua hipótesis causándole ya la herida de que había de morir mas adelante.

Este es el mal de las hipótesis. Una hipótesis sobre un agente físico es una necesidad de la ciencia para relacionar todos los fenómenos producidos por ese agente, y constituir una teoría que explique las leyes de esos fenómenos, ó las relaciones de ellos con su causa. Pero cuando se acredita una hipótesis, cuando los siglos pasan, cuando la teoría se desarrolla y parece casi completamente formada, cuando generaciones de sabios la han respetado y con sus trabajos parece que la han fortalecido, cuesta mucho el derribarla para sustituirla con

otra mas racional; y en nombre de ella y para su defensa se ataca todo aquello que parece contradecirla. La voz, por elo-  
cuente que sea, de uno ó dos físicos contra la hipótesis rebela-  
dos, suele quedar apagada por el momento con el ruido del  
general torrente; mas la verdad poco á poco vá haciendo su  
camino.

Así ha sucedido con la antigua hipótesis llamada *de la ma-  
terialidad del calor*, en la cual se admitia que este agente era  
un flúido material imponderable cuya cantidad en un cuerpo  
dado podia aumentar ó disminuir, correspondiendo este au-  
mento y esta disminucion á un aumento ó disminucion de la  
temperatura de dicho cuerpo. Ese flúido estaba en los cuerpos  
como combinado ó unido á la materia de estos. Hoy no existe  
un solo físico que acepte semejante hipótesis, cuya falsedad  
han hecho ver Rumford, en primer lugar, y Davy en segundo.

Hácia el año de 1738, el genio geométrico de Daniell Bernouilli (Hidrodinámica, décima edicion), observando que la ten-  
sion ó fuerza elástica de un gas sobre las paredes de la vasija  
que lo contiene es un fenómeno independiente de la gravedad,  
dedujo que esta tension ó presion se podia explicar perfecta-  
mente, considerándola como el efecto de un rapidísimo y con-  
tinuo movimiento invisible de las moléculas del gas, no siendo  
otra cosa la presion sobre las paredes de la vasija que el resul-  
tado inmediato y necesario de los choques contra estas, de las  
moléculas mas próximas. Con esto se adelantó Bernouilli á  
Clausius, que ha hecho en estos últimos años un estudio nota-  
bilísimo de la constitucion molecular de los gases, partiendo  
de la hipótesis del movimiento molecular. Por este camino  
abierto hace mas de un siglo por Bernouilli, ha logrado Clausius  
encontrar la razon filosófica de las leyes de Mariotte y de Gay-  
Lussac; del enfriamiento de los gases por la expansion, del ca-

lentamiento por la compresion, de los calores especificos á presion constante y á volúmen constante, etc, etc.

Pero si bien es verdad que Bernouilli fué el primero (\*) que al profundizar en el estudio del fenómeno de la tensión de los gases admitió un rápido y continuo movimiento en las moléculas de estos cuerpos, ¿qué distancia no hay de esto á *considerar al calor* como consecuencia de un rápido movimiento de los átomos, lo mismo en los cuerpos sólidos que en los líquidos que en los gaseosos? ¿Y qué distancia no hay aun (en el terreno de la historia) entre esta hipótesis y el considerar al calor como la fuerza viva de la materia, ó sea el producto de la masa de los átomos por el cuadrado de la velocidad con que estos se mueven ó vibran? ¿Y cuánto, aunque parezca extraño, no ha debido trabajar aun la inteligencia humana para pasar de ese segundo periodo á la deducción y comprobación experimental del principio de la equivalencia entre el *calor y el trabajo*, á pesar de que á nosotros nos parezca hoy facilísimo y natural ese paso?

Por estas razones, el nombre de Bernouilli, tan grande por todos conceptos, no debe en nuestro sentir figurar en la historia de la Termodinámica, ni aun como *precursor*, que es el título con que lo presenta á su escogido auditorio el gran maestro Verdet, en las *Dos lecciones de Termodinámica* que dió en 1862 á la *Sociedad química de Paris*.

---

(\*) No creemos que merecen tomarse en consideración las ideas vagas y oscuras que en todos tiempos, desde los de la filosofía griega, se han emitido sobre el fuego ó el calor, en las que la idea confusa de este agente aparece mas ó menos enlazada con la de un movimiento interior de la materia misma.

Tampoco creemos que merecen el título de precursores que galantemente les otorga Verdet en sus bellísimas citadas *Dos lecciones*, los ilustres sabios Lavoisier y Laplace, porque en la *Memoria sobre el calor* que presentaron á la Academia de ciencias de Paris hicieron constar (manteniéndose ellos en una neutralidad que no perjudicaba por cierto á la antigua hipótesis del calor), que *algunos físicos creían que el calor no era otra cosa que el resultado de vibraciones insensibles de la materia*. La cita que hace Verdet de este pasage, mas bien que otra cosa lo que prueba es el apego de ambos sabios á la antigua hipótesis de la materialidad del calor, y la perniciosa influencia que aun sobre las mas privilegiadas inteligencias tiene una arraigada preocupacion científica: mal de que ni el mismo Newton pudo librarse. Ni Lavoisier ni Laplace *abandonaron nunca* la antigua hipótesis del calor: ni uno ni otro intentaron ó pudieron hacerla naufragar poniéndola frente al escollo (que tenían á la vista) *del calor producido por el choque y por el rozamiento de los cuerpos*, escollo en que habia definitivamente de quebrantarse empujada vigorosamente por Rumford y Davy, para morir despues á consecuencias del choque, y aplastada por el peso del principio de la equivalencia, que robusteció la nueva hipótesis del calor, al mismo tiempo que encontró en ella la razon de su ser.

Fijémonos algo sobre este importantísimo naufragio porque en él puede decirse que empieza la incubacion de la Termodinámica. Como veremos despues, no coincide justamente el naufragio de la antigua hipótesis del calor con el nacimiento de la Termodinámica; pero puede decirse que aquel contribuyó grandemente para que este nacimiento se apresurase. Era la antigua hipótesis un maléfico elemento en el cual no podia germinar la nueva ciencia: era con ella el campo de la Física un terreno que era preciso sanear para que pudiese brotar el germen Termodinámico: destruir la antigua hipótesis no era

inventar ó descubrir la Termodinámica; pero era quitar una rémora que se oponía á todo adelanto. ¿Quiénes la destruyeron, afirmando al mismo tiempo la nueva hipótesis del calor? *Rumford y Davy*. ¿Inventaron la Termodinámica? Nó: aunque Rumford llegó á entrever el principio de la equivalencia: la hicieron posible, inminente: le allanaron grandemente el camino para que pudiese venir al mundo sin obstáculos: le proporcionaron un gran elemento para su desarrollo con la nueva hipótesis del calor. Rumford y Davy merecen realmente el título de *precursores* que no podemos aceptar para Bernouilli, Lavoisier y Laplace.

---

### **Escollo en que naufragó la antigua hipótesis del calor.**

*El choque de los cuerpos y el rozamiento producen calor.*— Este fenómeno fué la piedra de toque que demostró la falsedad de la antigua hipótesis: el escollo en que naufragó. Esplicáballo la antigua teoría de esta manera: cuando dos cuerpos se frotan uno contra otro, hay una desagregacion, y se separan particulas de ellos: la capacidad de estas particulas para contener *el flúido calórico*, disminuye; y por consecuencia de esta disminucion, se desprende aquella parte de flúido calórico que ya no puede estar contenido. Pronto veremos cómo Rumford y Davy quebrantaron tan frágil explicacion.

---

Año de 1798.

—  
Memorias de la So-  
ciedad Real de Lón-  
dres.—Memoria del  
Conde de Rumford.

Cuando se emanciparon las colonias inglesas de América, emigró á Baviera, donde se presentó con el nombre de conde de Rumford (titulo con que firmaba sus escritos y que despues le fué concedido como premio á su mérito) un fisico filósofo cuyo verdadero nombre era «Benjamin Thomson.» Los especiales conocimientos que demostró en la maquinaria, le proporcionaron una ventajosa colocacion en la Fundicion Real de cañones de Munich. El conde de Rumford observó como filósofo lo que todos los torneros habian observado ántes que él, á saber: el enorme calor que se desarrolla y desprende al trabajar los metales con la herramienta. Todos los torneros saben que cuando se trabaja un metal, es necesario dejar caer sobre la herramienta de acero un delgado chorro de agua, para que el acero no se destemple: tan alta es la temperatura que se produce allí donde el acero muerde ó saca la viruta del metal. Haciendo este mismo experimento dentro de una vasija con agua, consiguió Rumford hacer hervir el agua en poco tiempo; y echando mano de los procedimientos colorimétricos encontró *que el calor producido en un tiempo dado era tanto mayor, cuanto mayor era el trabajo absorbido en el mismo tiempo.* De cuyos experimentos dedujo Rumford lo que testualmente copiamos: «El origen ó manantial del calor producido por el rozamiento *parece inagotable; en vista de lo cual, inútil parece añadir, que aquella cosa que un cuerpo ó un sistema de cuerpos aislados puede ir dando sin límites, no puede ser una sustancia material, (el flúido calórico).* Creo difícil, si nó imposible, el formar una idea de una cosa que se produce y se comunica como se produce y se comunica el calor, á menos que esta cosa no sea *el movimiento mismo.*»

Vemos aquí á Rumford declarándose convencido partidario de la nueva hipótesis que considera al calor como el resultado de un movimiento invisible de la materia; negando la posibilidad de la antigua hipótesis, y hasta indicando una *relacion entre el trabajo hecho para arrancar la viruta de un trozo de bronce, y el calor desarrollado*; lo cual equivale á ver el principio de la equivalencia en una aplicacion, en un caso particular: equivale á verlo, pero empequeñecido con las proporciones de la ley de un fenómeno particular: Rumford debe pues aparecer en la Termodinámica como *precursor* por el vigoroso ataque que dió á la antigua hipótesis, y por su afirmacion valiente de la nueva; y aun con notables derechos á *fundador* por haber antes que nadie entrevisto la equivalencia entre el calor y el trabajo, si bien en un caso particular, habiendo sido el primero que llamó la atencion sobre el *gran fenómeno de la conversion del trabajo en calor*. Tal es el verdadero papel que en nuestro concepto debe hacer Rumford en la historia. Gran precursor de la Termodinámica tocó muy de cerca á la fundacion de la nueva ciencia.

Año de 1799.

—  
Trabajos de Davy  
sobre el frotamiento  
del hielo contra el  
hielo.

Un año despues que Rumford, publicaba Davy los notables esperimentos que habia hecho, sin tener conocimiento alguno de los de Rumford. Frotando el hielo contra el hielo en condiciones tales que no podia haber absorcion del calor por los cuerpos que se frotaban tomándolo del exterior ó del recinto, llegó Davy á fundir una parte del hielo (fenómeno para el cual se necesitaba una cierta cantidad de calor que se llamaba calórico latente), y obtuvo agua á cero grados. Este experimento (que en la esencia es el mismo que el de Rum-

ford aunque mas eficaz contra la antigua hipótesis), produjo notable sensacion en el mundo científico. La antigua hipótesis recibió con él rudísimo golpe; porque ya no cabia explicar ni bien ni mal el experimento de Davy por medio de la antigua teoria. Hemos visto que esta explicaba el desarrollo de calor en el rozamiento por un efecto de la disminucion de la capacidad calorífica de las particulas de los cuerpos frotantes desprendidas en el rozamiento. Pues bien: en el experimento de Davy, lo que hace el papel de las particulas desprendidas por el rozamiento, que es el agua obtenida, *tiene una capacidad calorífica doble que el hielo*, siendo así que segun la antigua teoria, deberia el agua formada tener una capacidad menor que la del hielo. La experiencia daba pues un resultado diametralmente opuesto al de la teoria. Los trabajos de Rumford y de Davy aumentaron los partidarios de la nueva hipótesis del calor entre los cuales descuella el ya entonces reputado doctor Young; pero este dirijia principalmente al estudio de los fenómenos luminosos su actividad y poderosa inteligencia.

#### Año de 1812.

—  
Notabilísima hipótesis de Davy sobre la constitucion de la materia de los cuerpos.

Enunciado claro y general de la nueva hipótesis del calor.

Pocos años despues de los referidos experimentos de Davy, explicaba este la constitucion molecular de los sólidos, suponiendo que las moléculas de estos cuerpos describian unas al rededor de otras, curvas cerradas como las órbitas de los planetas, y admitiendo entre dichas moléculas una accion atractiva contrabalanceada ó equilibrada en cada punto de la invisible órbita, por la fuerza centrífuga. Esta fuerza centrífuga produciria el movimiento repulsivo ó repulsion que se atribuía al flúido calórico en la antigua hipótesis.

En una obra (Chemical Philosophy), publicada por Davy en 1812, llega este á la misma esplicita conclusion que Rumford, con respecto á la nueva hipótesis del calor, pero completándola: afirma que *la causa del fenómeno del calor es el movimiento, y que las leyes de su comunicacion son exactamente las mismas que las del movimiento*. Aun cuando puede decirse que dentro de las palabras subrayadas cabe y está esencialmente contenida toda la teoria mecánica del calor, debemos hacer constar que Davy no formuló ni clara ni oscuramente, ni aún en un caso particular, como Rumford, el principio de la equivalencia; y tanto por esto, como porque Rumford precedió á Davy en la publicidad de sus trabajos, creemos que Rumford debe ocupar el primer lugar y Davy el segundo, en la historia de la Termodinámica durante el período que podemos llamar de incubacion de la ciencia. Es verdad que Davy asestó mas duro golpe contra la antigua hipótesis, pero Rumford estuvo mas cerca del principio de la equivalencia, base de la Termodinámica.

Mr. Peter Guthrie Tait, en su bosquejo histórico de la Teoría dinámica del calor, vé en los trabajos de Rumford y de Davy toda la Termodinámica. Nosotros no podemos aceptar esta opinion, ni juzgar con un criterio tan absoluto, que como despues veremos redundaria en visible detrimento de los verdaderos fundadores de la ciencia. Claro es que toda la Termodinámica está *esencial* y virtualmente comprendida en las palabras de Davy que hemos subrayado en el párrafo anterior; pero ha costado sin embargo mucho trabajo el sacarla de allí: el hacerla pasar de un estado virtual á real: ha costado mucho á Mayer, á Joule, á Colding, *llegar á formular clara, precisamente, y de un modo general, el solo principio de la equivalencia*; y sin los brillantísimos experimentos de Joule, ¿cuándo se hubiera impuesto irresistiblemente aquel principio á todas las inteligencias? Es preciso trasladarse mentalmente á aquel tiem-

po en que á pesar de Rumford y de Davy aún vivía la antigua hipótesis: es preciso observar en la historia que nada se adelanta respecto al principio de la equivalencia desde 1800 á 1842 para deducir que algo muy importante faltaba que hacer: que este algo ocurre desde 1842 á 1845; que la Termodinámica realmente nace en 1842: se afirma, se consolida, se reconoce *universalmente* en 1845: toma inmediatamente su rápido vuelo y llega en veinte y cinco años al estado en que hoy la vemos.

Pero no es de extrañar que M. Tait vea claramente toda la Termodinámica concentrada en los escritos y experimentos de Rumford y Davy, cuando coloca entre los fundadores de la nueva ciencia á Newton, porque este llegó á la ecuacion del trabajo y de las fuerzas vivas. Por mas que hoy la teoría mecánica del calor, *considerando á este como fuerza viva*, lo incluya como caso particular en aquella ecuacion general de la mecánica, ¿no es nada el hecho de considerar al calor *como fuerza viva*? ¿Cuándo sospechó Newton siquiera que el calor pudiese sustituirse, como cantidad *equivalente*, al segundo miembro de aquella ecuacion general? ¿Ni cómo podía sospechar tal cosa el mas ilustre campeón de la antigua hipótesis que consideraba al calor como un fluido material? ¿cómo podía sospecharlo el partidario acérrimo de la hipótesis de la emision para explicar los fenómenos caloríficos y luminosos, el terrible combatiente que atacaba la brillantísima teoría de Huygens sobre la propagacion de la luz?

Indudablemente debemos admitir (ya que todas las verdades se encuentran mas ó menos remotamente enlazadas) que en el descubrimiento de una verdad, de un gran principio, tiene cierta parte ó cierta influencia mas ó menos indirecta, todo el conjunto de verdades precedentes en un mismo orden de ideas; pero no debemos exagerar tanto su influencia, que aminorando mucho el mérito del inventor ó del descubridor, parezca que este no ha hecho otra cosa que llegar á punto

para sacar un sencillo corolario. Con la exageracion de este criterio seria posible hasta llegar á ver la esencia de la Termodinámica en las obras de Aristóteles. Pero acaso se nos objete que M. Tait cita á Newton, no como descubridor de la nueva hipótesis del calor ni del principio de la equivalencia, sino de una verdad mecánica, de una relacion mecánica cuyo gran valor no se puede desconocer ni en la teoría del calor ni en Termodinámica. ¿Y acaso Newton llegó á esa relacion sin apoyarse en verdades necesarias para ello y que él no habia inventado? ¿Por qué pues detenerse en Newton? ¿Tan escasa es su gloria que necesita que su nombre figure en Termodinámica? ¿Con cuánta mas razon que Mr. Tait podíamos nosotros traer aqui los nombres de Descartes y de Huyghens? Algo mas cerca estuvieron estos de la nueva hipótesis del calor que Newton; porque la ciencia hoy no admite distincion esencial entre las ondas etéreas luminosas y las calorificas: la distincion versa solo sobre la rapidez de la vibracion, ó sobre la longitud de la onda; esto es, sobre un accidente.

Así como M. Tait en su notable libro ya citado sobre *la Teoría dinámica del calor*, ve los principios de la Termodinámica en los escritos de Newton, de Rumford y de Davy (tres nombres ingleses), la *Memoria* (francesa) *sobre los progresos de la Termodinámica en Francia*, no cita los trabajos de Rumford y de Davy, lo cual no parece justo á pesar del título de este trabajo.

Por fortuna para la fé de imparcialidad que pueda inspirar nuestra pobre opinion, y por desgracia para nuestro país, imparciales podemos ser en la cuestion de quién ha contribuido con mas ó menos parte á la grande obra de la incubacion y del nacimiento de la Termodinámica: imparciales podemos ser en una contienda en que solamente pueden combatir Inglaterra, Alemania, Francia y Dinamarca. Por otra parte, la cuestion solo puede existir en la alborada de la ciencia, no

despues; porque en la fundacion verdadera y en el desarrollo de la Termodinámica no se trata ya de principios mas ó menos oscuramente expresados, ni de aquilatar la influencia que haya podido tener tal experimento ó tal trabajo especulativo, sino de cuestiones concretas, de aplicaciones determinadas partiendo ya de principios fijos, clara y perfectamente definidos. En esto no cabe ya la apreciacion particular ó la duda; y como prioridad, la fecha hace fé.

Siguiendo un órden puramente cronológico de los principales descubrimientos y trabajos científicos que constituyen la base de la Termodinámica, deberíamos hablar ahora de los de Sadi Carnot; pero esto, que involucra los dos principios fundamentales de la nueva ciencia, es contrario á nuestro plan.

#### Año de 1839.

—  
Memoria de Seguin sobre la influencia económica de los caminos de hierro.

En 1839 se publicó en Francia por M. Seguin una obra sobre la influencia económica de los caminos de hierro. En esta obra se encuentra un pasaje notable, en el cual, fundándose el autor en la imposibilidad de lo que se ha llamado *el movimiento continuo* ó sea en la imposibilidad *de crear un trabajo de la nada*, deduce que *en una máquina de vapor, no puede el vapor recogido en el condensador depositar allí todo el calor que sacó de la caldera*, aun deduciendo las pérdidas al exterior.

Afirma con mucha razon M. Seguin que el calor recogido en el condensador debe ser menor que la cantidad de calor que dicho vapor toma del generador, ó del hogar; porque si esas cantidades de calor fuesen iguales, *se podria* utilizar indefinidamente el calor abandonado por el vapor en el condensador, (suponiendo que se evita toda pérdida al exterior) en la

formacion de la misma cantidad de vapor, en las mismas condiciones que la primera. Deducion es esta que seria irreprochable y exacta si Seguin hubiera puesto el adverbio *idealmente* detrás de la palabra subrayada, con lo cual hubiera quitado cierto lunar que tiene su demostracion; pero aun con él se ve la fuerza del argumento. Este pasaje, que dada la época en que se escribió revela por sí solo á un mecánico, hace ver que Seguin vió en el terreno de la aplicacion la nocion de la conversion del calor en trabajo, esto es, la reciproca de la idea de Rumford. Seguin presintió el principio de la equivalencia en un caso particular, sintetizando el juego de la máquina de vapor, como Rumford marchó á él en otro caso particular, analizando el fenómeno de la conversion del trabajo en calor, en el caso mas sencillo, en el rozamiento. Por lo demás, un pasaje aislado de una Memoria ajena á la cuestion que nos ocupa y que por incidencia y de soslayo tocó Seguin, no tenia condiciones para despertar la atencion de los sabios, ni para dar fruto en el campo de la Termodinámica. Al contrario, la Termodinámica es la que posteriormente ha sido causa y motivo de publicidad para el pasaje citado, el cual, despues de todo, si hace muchísimo honor á la penetracion, claridad de ingenio é inflexible lógica de Seguin, no adelanta nada esencial á los trabajos de Rumford que lo precedieron cuarenta años. A no ser porque es realmente original, diriamos que Seguin, en la historia de la Termodinámica, es un eco de Rumford.

Es digno de notarse que los cinco primeros pensadores que se encuentran en la historia de la Termodinámica que son, Rumford, Davy y Seguin, de los que ya hemos hablado, y Joule y Mayer de los que hablaremos en seguida, se han acercado ó han llegado al principio de la equivalencia, con completa independencia unos de otros, y por caminos muy diferentes.

*Rumford* entrevé el principio de la equivalencia en dos cuer-

pos, que frotados se calientan (año de 1798). *Davy se acerca á él* cuando estudia el frotamiento de dos cuerpos que no pueden calentarse por el frotamiento (año de 1799). *Seguin lo presiente* en una máquina de vapor funcionando (año de 1839). *Joule lo enuncia en un caso particular*, cuando estudia los efectos caloríficos y mecánicos de una corriente eléctrica (año de 1840). *Mayer lo vé con toda su generalidad y lo enuncia*, estudiando las funciones orgánicas (año de 1842).

De modo que estos cinco relámpagos brillantes que el grande y general fenómeno de la conversion del trabajo en calor ó recíprocamente produce en esas cinco inteligencias, brotan de la consideracion de fenómenos diferentes, con todos los caractéres de independenciam y originalidad.

#### Año de 1840.

—  
Primer trabajo de Joule donde este ve en un caso particular, el principio de la equivalencia.

Segun afirma M. Tait, en 1840 hizo y publicó Joule unos trabajos de electrolisis en los cuales llegó á deducir la equivalencia entre el calor y el trabajo. No conociéndolos nosotros, ni habiendo podido proporcionárnoslos, reproduciremos bajo la fé de M. Tait la siguiente proposicion que asegura que se encuentra consignada en uno de los artículos de Joule publicados en 1840: *El poder mecánico y el calorífico de una corriente eléctrica son proporcionales uno á otro.* ¿Estendió Joule esta proposicion á que le condujo la experiencia en el *caso particular* en que el agente eléctrico era el origen del trabajo ó del efecto mecánico y del calor, al *caso general* de un efecto mecánico cualquiera, producido por una fuerza cualquiera y convertido en calor? No. Pues entonces, con aquella proposicion no pasó Joule del punto adonde cuarenta años antes habia llegado Rumford. Si Jou-

le hubiera generalizado su proposición, si hubiera en el año de 1840 abarcado toda su generalidad, fecundidad y trascendencia, si allí hubiera visto no la ley de un fenómeno particular (que es lo que en nuestro concepto debió ver), *sino una ley general de la naturaleza*, no se hubiera limitado á escribir aquella proposición: hubiera entonces proclamado *la gran ley*, y no hubiera aguardado al año de 1845, (después que Mayer la proclamó) para hacer sus brillantes experimentos que hacen época en la historia de la Física. Tait manifiesta en su obra un decidido empeño en exaltar á Joule á expensas de Mayer. Tal vez, contra la voluntad misma de M. Tait, venga el espíritu de nacionalidad á mezclarse en este asunto, puesto que Joule es inglés, dañando al espíritu de recta y desapasionada imparcialidad. De todos modos no necesita Joule para brillar en la historia de la Termodinámica de la luz de Mayer, porque la tiene propia y grandísima. Notable es sin embargo, que por camino tan diferente del de sus predecesores llegase Joule también á una forma particular del general principio de la equivalencia.

---

Al llegar á este punto de nuestro trabajo que marca la línea divisoria entre los precursores de la Termodinámica, y los fundadores de esta ciencia que principian con Mayer, conviene decir algo respecto á este. Se ha rebajado por algunos la importancia de los trabajos de Mayer en la fundación de la nueva ciencia, y para justificarlo, se ha argüido de esta manera, en sustancia: *Mayer formula el hecho de la conversión del trabajo en calor y al revés, y el principio de la equivalen-*

cia entre ambas cosas. Aunque tal vez con menos precision y claridad, puede decirse que esto mismo hicieron sus antecesores, Rumford, Davy, Seguin, Joule. ¿Dónde está pues el mérito de Mayer? A lo cual contestamos: los antecesores de Mayer entrevén el principio de equivalencia ó llegan á él en un caso particular: no lo enuncian, ó lo enuncian particularizándolo, considerándolo como *ley particular* de un fenómeno dado: ninguno de ellos manifiesta haber abarcado en toda su generalidad el gran principio, ni haber comprendido su importancia, su fecundidad, su trascendencia. Mayer lo adivina por primera vez en ciertas funciones de la vida: abarca de un golpe toda su generalidad y trascendencia: lo enuncia como *ley general* que comprende cualquier trabajo, cualquier efecto mecánico producido por una fuerza cualquiera, y lo enuncia claramente por mas que *cometa errores de aplicacion* en los que no incurrieron sus predecesores precisamente porque no llegaron á avanzar tanto como Mayer en un terreno completamente nuevo.

Año de 1842.

Mayer. — Observaciones sobre las fuerzas de la naturaleza inanimada.

En 1842, el doctor Mayer, médico de Heilbronn, publicó su primer trabajo de Termodinámica titulado *Observaciones sobre las fuerzas de la naturaleza inanimada*. Segun él mismo manifiesta en su segunda obra (1845) llegó al principio de la equivalencia pensando en el fenómeno de la conversion de la sangre venosa en sangre arterial, y asimilando la máquina animal á la máquina térmica; pero no publicó sus ideas sobre la conversion del trabajo en calor y al revés, en los seres animados, hasta el año de 1845.

En su primera obra de 1842 consigna Mayer claramente el

principio general de la equivalencia entre el calor y el trabajo, base primera y esencial de la Termodinámica. Dá á la palabra trabajo una acepcion *general*, ya sea producido por la gravedad, por el viento ó por un motor animado, y termina su exposicion diciendo: *Es preciso que determinemos la altura á la cual se debe elevar un peso determinado, para que el trabajo que pueda producir mientras cae sea equivalente al calentamiento de igual peso de agua desde cero á un grado centigrado.* No puede espresarse el principio de la equivalencia mas clara y precisamente.

No estuvo tan feliz Mayer en la esplicacion del fenómeno de la conversion del trabajo en calor. En este punto Mayer está inferior á Rumford, lo que no es de extrañar, porque era menos fisico y sobre todo menos mecánico que Rumford. Por eso en él le abandonamos á la crítica justa de M. Tait; que no nos disgusta á nosotros menos que á él, el ver á Mayer envolviéndose inútilmente en una indeterminada y oscura metafisica, queriendo explicar el fenómeno por ese vago principio de que tanto se abusa hoy sin entenderlo ni definirlo; *por. la conservacion de la fuerza.* Pero de ningun modo sacaremos de aquí un argumento para deprimir á Mayer como hace Tait. Una cosa es la idea del principio de la equivalencia entre el trabajo y el calor, y esta idea Mayer la formula general y claramente, y otro cosa es la explicacion de *cómo* se verifica en la naturaleza lo que se llama *transformacion del trabajo en calor;* que es en lo que Mayer está muy por bájó de Rumford; porque este tuvo una clara idea de lo que hoy se admite como la naturaleza del calor, y Mayer no la tenia en 1842. Pero no se olvide que sobre esta cuestion, no cabe, aun hoy, mas que una hipótesis. M. Tait considera á Mayer inferior á Rumford en todo. Nosotros no. Mayer, enunciando y proclamando el principio de la equivalencia é indicando la marcha que puede seguirse para encontrar experimentalmente *el equivalente mecánico del ca-*

lor, supera en mucho á Rumford, el primero y principal de los precursores de la Termodinámica: le supera en el terreno propio de la Termodinámica; pero es inferior á este en la combinacion de la hipótesis por medio de la cual se puede comprender el fenómeno de la conversion del trabajo en calor: es inferior á este en la teoría mecánica del calor.

Entre otros medios para hallar el valor *del equivalente mecánico del calor* por la experiencia, Mayer indica el siguiente, que es muy notable, en su Memoria citada de 1842. *Comprimase un gas, dice, y el trabajo gastado para comprimirlo, equivale al calor desarrollado.* Él mismo hizo los cálculos (no el experimento) para hallar el valor del equivalente mecánico del calor deducido de la compresion del aire. Para hacer estos cálculos se sirvió del número obtenido por Delaroche y Bérard para el calor específico del aire; y como este número era poco exacto obtuvo un número demasiado bajo para el equivalente mecánico del calor. Obtuvo el número 365 en lugar del verdadero que es, como hemos dicho en la Introduccion, 425.

Salvo pues un error que no es imputable á Mayer, puede decirse que obtuvo el valor del equivalente mecánico del calor. Pero para ser justos es preciso confesar que el seguir Mayer un procedimiento tan exacto tuvo mucho de casual. Mayer no se habia fijado aun en el *trabajo molecular: desconocia completamente lo que entraña la ecuacion* (2) (Véase la Introduccion). Creia por lo tanto que el calor desarrollado en la compresion de *un cuerpo cualquiera*, era el equivalente del trabajo gastado en comprimirlo, lo cual es falso en general, y solamente verdadero en el caso particular en que el cuerpo que sufre la compresion es de tal naturaleza que no desarrolle trabajo molecular alguno al cambiar de volúmen. Ahora bien: el trabajo molecular no es en general nulo, ni aun en los gases; si bien en el aire se puede considerar como sensiblemente nulo. Si Mayer eligió un gas para la compresion, fué porque los

gases son los cuerpos en los cuales se puede producir el fenómeno de la compresion en grandes proporciones; y si entre los gases eligió el aire no fué seguramente por huir de un escollo cuya presencia ignoraba, sino porque para el aire se conocia (ya hemos visto que con poca exactitud) el calor especifico, y no para los otros gases.

Detallemos mas esta cuestion porque en ella se ha hecho hincapié para disminuir el mérito de Mayer. Consideremos la ecuacion (2) de la página 7 que dice:  $T=M+E+425 C$ , donde ya sabemos lo que significa cada letra, y supongamos desconocido el número 425 que es *el equivalente mecánico del calor*. Dividiendo toda la ecuacion por 425 tendremos:

$$\frac{T}{425} = \frac{M}{425} + \frac{E}{425} + C. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$\frac{T}{425}$  representa *la cantidad de calor* (calorias) comunicada á un cuerpo cualquiera.

$\frac{M}{425}$  representa *la parte de aquella cantidad de calor* que se emplea en el trabajo molecular.

$\frac{E}{425}$  representa *la parte de aquella cantidad de calor* que se emplea ó convierte en trabajo externo.

C representa *la parte de aquella cantidad de calor* que se emplea realmente en calentar el cuerpo; que produce la elevacion de temperatura; que se emplea en aumentar la velocidad de los átomos. Cuando comprimimos un cuerpo para reducirlo de volúmen, gastamos ó empleamos un trabajo, pero no comunicamos realmente á dicho cuerpo calor alguno bajo la forma de calor. Por lo tanto, para aplicar á este fenómeno la ecuacion (3) deberemos hacer cero en este ecuacion el término

$\frac{T}{425}$  que representa la cantidad de calor que al cuerpo sobre

que operamos se comunica. Entonces la ecuacion que hemos de aplicar será:

$$(4) \dots\dots\dots 0 = \frac{M}{425} + \frac{E}{425} + C$$

Pero si el fenómeno de la compresion y reduccion consiguien-  
te de volúmen se ha de verificar *sobre el aire* para el cual se  
sabe hoy que *el trabajo molecular es nulo*, entonces ya no ne-  
cesitamos emplear la ecuacion general (4), sino la particular  
que de ella se deduce haciendo  $M=0$ . Luego para el experi-  
mento de la compresion del aire podemos emplear la ecuacion

$$0 = \frac{E}{425} + C \dots\dots\dots \text{ó bien}$$

$$(5) \dots\dots\dots \frac{E}{C} = -425.$$

Ecuacion que (prescindiendo del signo) nos dice: que si se di-  
vide el trabajo externo  $E$  gastado ó empleado en comprimir  
una masa de aire por el calor  $C$  que en esta compresion se  
produce ó desarrolla, el cociente será el *equivalente mecánico*  
*del calor*. ( $C$  está espresado en calorías y  $E$  en kilográmetros).

Para Mayer, que no se habia fijado en el *trabajo molecular*  
 $M$ , la ecuacion (5) se podia aplicar á un cuerpo cualquiera que  
sufriese una compresion. Y como no es esta ecuacion sino la  
(4) la que se puede aplicar á un cuerpo cualquiera, claro es  
que Mayer al aplicar la (5) á cualquier cuerpo, comete todo el  
error que se deduce de despreciar á  $M$ . El primero que fijó,  
y esclareció la cuestion *del trabajo molecular* fué Joule en  
1844. Joule procuró evadirlo en sus brillantísimos experimen-  
tos, como mas adelante veremos, y fué el primero que probó  
que el trabajo molecular es en el aire sensiblemente nulo.  
Rumford, Davy, Seguin, Mayer, y aun el mismo Joule, antes

de 1842, no pensaron siquiera en una cuestion que debia naturalmente surgir inmediatamente despues del descubrimiento del principio de la equivalencia. Esta cuestion del trabajo molecular supone un adelanto positivo de Joule en 1844, sobre el de Mayer en 1842; supone un segundo y gran paso en la Termodinámica. M. Tait toma pié del error de Mayer sobre la cuestion del *trabajo molecular* para deprimirle (\*) y reducir poco menos que á la nada el servicio que á la Termodinámica prestó. ¡Como si mil errores que despues de este servicio cometiera pudieran anular el mérito contraído! ¡Ó como si Mayer tuviera el deber de descubrirlo todo para tener el derecho de decir que habia descubierto algo!

El profesor Helmholtz que tiene un brillante nombre en Termodinámica y á quien nadie disputará uno de los primeros lugares entre los que mas han promovido con sus trabajos y escritos los adelantos de esta ciencia, defiende á Mayer de los ataques de M. Tait con estas palabras: «Mayer no estaba en la posicion necesaria para hacer experimentos: fué rechazado por los fisicos con quienes quiso ponerse en relaciones. Sin duda no ignorais (habla con M. Tait) que la fatal

---

(\*) Y es lo peor del caso, que para no perder una sola ocasion de recordar el error de Mayer, error *naturalisimo en el año de 1842*, error en que tambien incurrió Seguin en 1839, M. Tait hiere de rechazo á M. Combes con la siguiente cita que hace de un pasaje de la Teoría mecánica del calor publicada por este último en el año de 1867. Copiamos de M. Tait:

«Seguin et Mayer ont toujours des imitateurs. Par exemple: «qu' un gaz ou tout autre corps soit réduit par le travail dû à des forces extérieures à diminuer de volume, il y aura en même temps production d' une quantité de chaleur qui sera dans le même rapport constant avec le travail mécanique dépensé.» Combes, Théorie mécanique de la chaleur.

No nos parece caritativo el presentar aquí á Combes como si ignorase (en el año 1867!) lo que no hay fisico que no sepa desde 1845. Combes cometerá una ligereza, un error de expresion, pero no está en el error de concepto que Tait supone.

»consecuencia de estas repulsas fué que su razon se extravió.  
»Es hoy muy difícil el trasladarse mentalmente al estrecho círculo de las opiniones de aquel tiempo, y apreciar claramente  
»hasta qué punto la novedad de sus ideas las hacia parecer extrañas. Así es, que aunque nadie puede negar que Joule haya  
»hecho mucho mas que Mayer, y que haya muchos puntos oscuros en los primeros escritos de Mayer, yo creo que debemos ver en este al hombre que, independientemente y por sí mismo ha descubierto la idea que ha dado mayor impulso á la ciencia en estos últimos años; y que su mérito no puede aminorarse porque en la misma época, otro, (\*) en otro país (\*\*), y en otra esfera de accion, haya hecho el mismo descubrimiento, y lo haya desarrollado finalmente mejor que Mayer.»

A lo cual contesta M. Tait, que «reconoce cordialmente la verdad de una *gran parte* de lo que dice Helmholtz; y que si tuviera que hacer nuevamente la critica de este asunto, probablemente no insistiria tanto sobre los errores y defectos del primer trabajo ó Memoria de Mayer de 1842.»

Rogamos al lector que no olvide que los *errores y defectos de Mayer* son los que ya hemos escrupulosamente analizado: que sus defectos consistian en su nebulosa metafisica para explicar la esencia del calor y el fenómeno de la transformacion del calor en trabajo: que sus errores consistian en no conocer el juego y la importancia del *trabajo molecular* en las transformaciones ó cambios que puede sufrir un cuerpo, error en que todos estuvieron, ó ignorancia que á todos aquejó hasta que Joule puso en claro esta cuestion *de aplicacion* del principio de la equivalencia en el año de 1844 (\*\*\*).

---

(\*) Joule.

(\*\*) Inglaterra.

(\*\*\*) Hemos procurado poner en claro el verdadero papel que hizo Mayer

Año de 1843.

Memoria de Colding presentada á la Sociedad Real de ciencias de Dinamarca—Trabajo de Joule en Inglaterra.

En el año de 1843, un fisico danés, Colding, ingeniero de la distribucion de aguas de Copenhague, presentó á la Sociedad Real de ciencias de Dinamarca un trabajo, en el cual, (sin tener conocimiento alguno del de Mayer) se deducia de varios experimentos sobre el rozamiento, el número 350 para *el equivalente mecánico del calor*; número inferior al que ya habia obtenido Mayer en 1842, y por lo tanto menos aproximado al verdadero que es 425.

Admitiendo como cierto (y seguramente es así) que Colding no conocia en aquella época los trabajos de Mayer que se publicaban cuando Colding hacia sus experimentos, corresponde á Colding una cierta parte en la honra de la invencion, mas no

---

en el establecimiento del primer principio de la Termodinámica. Traigamos además á este asunto los autorizados nombres de *Zeuner*, *Hirn* y *Verdet*.

C'est un médecin, le docteur Mayer, qui le premier a formulé une des propositions essentielles de la théorie mécanique, en s'appuyant sur des considérations tirées pour la plupart du regne des êtres vivants..... (*Hirn*).

---

C'est à Joule que revient l'honneur d'avoir le premier déterminé rigoureusement la valeur de cette importante quantité (el equivalente mecánico del calor); mais d'un autre côté, il est certain que Mayer a appelé le premier l'attention sur son existence. (*Zeuner*).

---

La priorité dans l'ordre des publications appartient sans nul doute au médecin allemand Jules-Robert Mayer..... Mayer comprenait la portée de sa découverte et savait en tirer parti. (*Verdet*).

en el privilegio de la prioridad. Por otra parte, la Memoria de Colding no tuvo influencia en el establecimiento definitivo del principio de la equivalencia, porque no fué conocida en Alemania, Inglaterra y Francia hasta despues de los trabajos de Joule, y cuando ya solamente podia tener un valor histórico.

Tampoco tiene otra clase de valor en Termodinámica un trabajo publicado por Joule en Inglaterra, en este mismo año de 1843, y en el cual, por incidencia, se fija Joule en el fenómeno de la conversion del trabajo en calor en una máquina magneto-eléctrica. En este mismo año publicó Joule en un apéndice de un artículo del *Philosophical Magazine* un procedimiento para hallar el *valor del equivalente mecánico del calor* por el rozamiento del agua obligada á pasar por una serie de tubos capilares.

#### Año de 1845.

Brillantísimos trabajos de Joule. Joule aprecia el trabajo molecular. Demuestra que es nulo en ciertos gases. Determina por varios medios experimentales el valor exacto del equivalente mecánico del calor. Queda definitivamente demostrado y admitido como ley general de la naturaleza, el principio de la equivalencia.

En el año de 1845 puede decirse que se afirma y consolida como verdad definitivamente adquirida el *primer principio de la Termodinámica, el principio fundamental de la equivalencia entre el trabajo y el calor.*

Joule hizo los primeros experimentos *directos y exactos* relativos á la conversion del trabajo en calor y á la determinacion muy aproximada del *equivalente mecánico del calor*, del cual no se habian obtenido mas que groseras aproximaciones. Sus trabajos experimentales presentaban tanta exactitud, los resultados obtenidos tanta conformidad ó concordancia, que escitaron poderosamente la atencion y el interés de los sabios sorprendidos por la apari-

cion sobre el horizonte de la ciencia de *un principio* que al nacer daba tan maravillosos frutos; y tomándolo como poderosa arma de investigacion científica, y empuñando al mismo tiempo otra (\*) que Clapeyron pulia y que habia encontrado entre las páginas de un olvidado folleto del malogrado jóven Sadi Carnot, emprendieron ávidos de saber la obra del monumento científico de la Termodinámica.

Uno de los mas relevantes méritos de Joule y uno de los servicios mas importantes que á la Termodinámica prestó, fué el de conocer la influencia que en los trabajos de experimentacion que iba á emprender, podria tener el juego de las fuerzas moleculares que acompaña siempre al cambio de volumen de los cuerpos.

Sospechando con fundamento que el trabajo molecular en los gases debia ser muy pequeño, ideó para comprobarlo un notabilísimo experimento (que antes habia hecho Gay-Lussac con otro objeto), racionando poco mas ó menos del modo siguiente:

Tomemos la ecuacion (4) de la página 29 que es

$$0 = \frac{M}{425} + \frac{E}{425} + C. \quad \dots \quad \text{ó bien}$$

$$M + E + 425 C = 0$$

Esta ecuacion (en la cual ya sabemos lo que cada letra representa) se aplica á la transformacion que sufre un cuerpo cuando cambia de volumen, á consecuencia de un trabajo externo *E*, pero sin que dicho cuerpo reciba ni pierda calor alguno; ó como se dice en Termodinámica, *sin variacion de calor*. Si pudiéramos conseguir que esa transformacion, que

---

(\*) El segundo principio de la ciencia: el principio de Carnot.

ese cambio de volumen se verificase sin la intervencion del trabajo externo  $E$ , entonces, y para este especialísimo caso, tendríamos que  $E=0$ ; y la fórmula anterior, para este caso especialísimo se convertiría en

$$M+425 C=0$$

¿Cómo encontrar en el terreno de la práctica un cuerpo que sin recibir ni perder calor alguno, sin hacer ningun trabajo externo positivo ni negativo, aumente de volumen en una gran proporción? *Un gas que se dilata en el vacío, por su propia fuerza elástica.* Para esa transformación especial en que el gas ni comunica al exterior ni de él recibe ningun trabajo externo, podemos emplear la ecuación  $M+425 C=0$  ¿Qué nos dice esta ecuación? que si  $M$  es muy pequeño, muy pequeño será  $C$ : que si  $M$  es nulo,  $C$  es nulo. Ó de otro modo: que si el trabajo molecular del gas es muy pequeño, muy pequeña será la cantidad de calor  $C$  que desaparecerá en la dilatación del gas, y por lo tanto este se enfriará muy poco: que si el trabajo molecular del gas fuese nulo, el gas no se enfriará al dilatarse: su temperatura no bajará.

Joule hizo el experimento, y vió que los gases permanentes no se enfriaban sensiblemente al dilatarse naturalmente en el vacío: vió que *la masa general del gas conservaba su temperatura* al doblar de volumen. Hé aquí un hecho que hubiera parecido increíble á los antiguos físicos, y sin embargo es un sencillo corolario de la Termodinámica. ¿Qué físico, antes del experimento de Joule, no hubiera afirmado que en ese experimento el gas había de enfriarse al dilatarse, *porque habia de robar á su propia masa todo el calórico latente de dilatación?*

Aquí vemos á la Termodinámica en los primeros días de su vida, casi al nacer, deshaciendo errores físicos de gran monta, iluminando con viva luz el antes oscuro fenómeno del cambio

de volumen de los gases, y enseñando á los físicos *en qué consiste el llamado calórico latente de dilatacion de los gases permanentes*. La Termodinámica ha enseñado por boca de Joule que cuando se comprime un gas permanente, el calor que se manifiesta es el equivalente del trabajo externo que se consume ó que se gasta para comprimirlo, segun lo manifiesta la ecuacion  $E+425 C=0$  (deducida de la general  $M+E+425 C=0$ , por ser  $M=0$  en los gases permanentes). La Termodinámica ha enseñado que cuando se dilata un gas permanente haciendo él mismo un trabajo externo, el gas se enfriará, y el calor que desaparece es el que se ha consumido en hacer ese trabajo externo, es el equivalente de ese trabajo externo; segun lo manifiesta la ecuacion  $E+425 C=0$ . La Termodinámica ha enseñado que si un gas permanente cambia de volumen, sin que este cambio vaya acompañado de ningun trabajo externo, el gas no puede ni calentarse ni enfriarse, segun lo manifiesta la ecuacion  $E+425 C=0$ , donde si  $E=0$ , resultará que  $C=0$ ,

Joule hizo varios exactísimos experimentos para hallar directamente el valor *del equivalente mecánico del calor*. Haciendo mover un molinete de hierro en agua y despues en mercurio por medio de un peso que descendiendo por la accion de la gravedad hacia el papel de motor; midiendo el trabajo hecho por la gravedad y el calor producido por el rozamiento del molinete contra el liquido y de las moléculas liquidas entre sí; y combinando sus aparatos con rara habilidad para compensar, disminuir y medir causas de error, obtuvo Joule los valores siguientes, por término medio de muchas experiencias, para el *equivalente mecánico del calor*.

<i>Por la agitacion del agua.</i> . . . .	423,92
<i>Por la agitacion del mercurio.</i> . . . .	424,68

Despues que Joule hubo demostrado que el trabajo molecular en el aire es sensiblemente nulo, y que por lo tanto era exacta la fórmula de la compresion del aire de que Mayer se sirvió para calcular el valor del equivalente mecánico del calor, dedujo, que si esta fórmula daba un valor inexacto de este equivalente, debia consistir en la poca exactitud del número dado por Delaroche y Bérard para medir el calor específico del aire á presion constante. Sustituyendo Joule en dicha fórmula 424 en lugar del equivalente mecánico del calor, y tomando como incógnita el calor específico del aire, rectificó Joule por un camino verdaderamente inesperado el número dado por Delaroche y Bérard. El primero de los experimentadores del mundo, el eminente fisico M. Regnault, emprendió la tarea de determinar nuevamente y por delicados procedimientos el valor del calor específico del aire, y con aquella satisfaccion que solamente pueden sentir los sabios al ver á la naturaleza comprobando las predicciones de la razon humana, vió la exactitud de la consecuencia de Joule, obteniendo un número distante del de Delaroche y Bérard y muy aproximado al de Joule. Aquí vemos un triunfo científico de los mas notables: apenas nace el equivalente mecánico del calor, rectifica el calor específico del aire dándolo con una exactitud á la que no pudieron llegar directamente Delaroche y Bérard.

---

De 1845 á 1865.

—  
Comprobaciones  
experimentales del  
principio de la equi-  
valencia y del equi-  
valente mecánico del  
calor.

Despues de los trabajos de Joule que son los mas importantes en la fundacion del primer principio de la Termodinámica, no solamente por su extraordinario valor intrínseco, sino porque fueron poderoso despertador de la atencion de los sabios y aguijon de su actividad, debemos hacer mencion de los de Hirn, dirigidos por un camino inverso á la determinacion del equivalente mecánico del calor. Los trabajos de Hirn (sobre los cuales no se digna detenerse M. Tait), á mas de su reconocida importancia científica, tienen un valor práctico especial, por haber operado no con aparatos de gabinete ó de laboratorio, sino con máquinas de vapor de mas de cien caballos. Inútil es relatar aquí los experimentos de Hirn, asi como los medios empleados para evitar unas causas de error y corregir otras. Los que quisieren enterarse al por menor de todos estos detalles pueden consultar su Memoria, que presentó al concurso abierto por la Sociedad de Fisica de Berlin, y cuyo premio obtuvo. No está sin embargo completamente exento de todo error aquel importantísimo trabajo: hay en él un error de apreciacion, como demostró Clausius; pero ¿qué obra humana se vió de error completamente libre?

De los numerosos experimentos de Hirn se deduce que entre el calor que absorbe el vapor en el generador, y el que devuelve en el condensador (aumentada esta última partida con las pérdidas al exterior), hay una notable diferencia: que el primero es siempre mayor que el segundo: que esa diferencia ó *déficit* de calor es equivalente al trabajo producido por la máquina. Dividiendo pues el trabajo de la máquina (medi-

do en ella misma) por aquel *déficit* se tendrá el equivalente, mecánico del calor. La media de los experimentos de Hirn sobre dos máquinas de vapor con condensador dá el número 413 para el equivalente mecánico del calor; número que se aproxima bastante al verdadero 425, dadas las dificultades inmensas y numerosas causas de error de semejante experimentación, y que indica la escrupulosidad con que esta se hizo.

Joule determinó también el equivalente mecánico del calor sirviéndose del calor desarrollado por una corriente inducida y obtuvo el número 452.

Fabre obtuvo el número 443, empleando el calor desprendido por una máquina electro-magnética.

Weber obtuvo el número 420 sirviéndose del calor total desarrollado en una pila de Daniell.

Quintus-Icilius obtuvo el número 400 empleando el calor desarrollado en un hilo metálico por donde circulaba una corriente eléctrica.

El importante trabajo de Hirn, que ya hemos historiado, quedó concluido en 1862.

La concordancia de todos esos números (despreciando las inevitables diferencias propias de la experimentación) demuestra que *el trabajo de 425 kilográmetros producido por una fuerza cualquiera, sea la de la gravedad, sea la de una corriente eléctrica, sea la de un motor animado, sea la fuerza elástica del vapor ó de un gas ó de un resorte, cuando ese trabajo se convierte íntegro en calor, produce una caloría; y recíprocamente, en las mismas condiciones, cada caloría producirá 425 kilográmetros.*

El principio ó ley de la equivalencia entre el calor y el tra-

bajo, base primera y fundamental de la Termodinámica, queda tan sólidamente sentado hoy como un teorema de Mecánica ó de Geometría.

En el ya mencionado período de veinte años de 1845 á 1865 publicó Mayer dos nuevas obras. En la primera, que vió la luz en 1845, titulada *Memoria sobre el movimiento orgánico y la nutricion*, aplica y extiende el principio de la equivalencia á la máquina animal; generalizacion y aplicaciones en las cuales nadie le ha disputado la gloria de la prioridad.

Lo mismo podemos decir de la que publicó en 1848, titulada *Materiales para la Dinámica del cielo*, en la cual hace felicísimas indicaciones del partido que puede sacarse del principio de la equivalencia en cuestiones que se relacionan íntimamente con el movimiento de los astros.

Estas obras, de cuyo contenido en parte nos ocuparemos en otro lugar, confirman la opinion que hemos emitido acerca de Mayer y del papel importante que ha hecho en Termodinámica. Mayer fué el primero que generalizando el principio de la equivalencia, ábarcó toda su fecundidad, importancia y trascendencia. En Mayer se descubre al pensador profundo, al verdadero filósofo. Careciendo de la base científica especial y de los medios y habilidad de experimentacion que Joule tenia, claro era que en el detallado estudio de los fenómenos, en la aplicacion á ellos del análisis matemático, en la determinacion experimental del equivalente mecánico del calor, no podia competir con Joule; asi como tambien era natural que los físicos de Europa se volviesen á mirar los deslumbradores experimentos, exactos resultados, y luminosas conclusiones de Joule, que ya tenia un envidiable renombre como hábil físico, y diesen la espalda, al menos por entonces, al médico de Heilbronn, al oscuro y metafísico Mayer, sin nombre en Física,

que anunciaba una obra sobre las fuerzas de la naturaleza inanimada, y otra sobre el movimiento orgánico y la nutrición, títulos poco propios en aquella época para llamar la atención de los físicos.

Hemos procurado poner en claro el verdadero papel que hizo Mayer en Termodinámica, haciendo ver que es muy superior al casi nulo á que lo han querido reducir algunos.

Aquí terminamos la historia del primer principio ó primera ley de la Termodinámica. Los nombres de *Mayer* y de *Joule* deben camppear en ella en primer término: el de *Colding* en segundo. *Mayer y Joule* merecen el nombre de *fundadores de la Termodinámica*. Pronto veremos que la justicia exige que al lado de estos dos nombres y como *fundador* se coloque el de *Sadi Carnot*, que enunció por primera vez el segundo principio de la ciencia, el principio que lleva su nombre.

## II.

### **Historia del segundo principio ó segunda ley de la Termodinámica,**

LLAMADO

#### PRINCIPIO DE CARNOT.

Año de 1824.

—  
Carnot enuncia el segundo principio de la Termodinámica en una obra titulada;

«Reflexiones sobre la fuerza motriz del fuego y sobre las máquinas propias para desarrollar esta fuerza.»

Hemos seguido el orden cronológico en la historia del primer principio, saltando por encima del segundo, porque creemos muy conveniente no involucrar dos cuestiones que nada tuvieron de comun en su nacimiento, ni durante mucho tiempo estuvieron ligadas por vínculo alguno.

En el año de 1824, un jóven de 25 años, francés, alumno de la Escuela Politécnica, llamado Sadi Carnot, hijo del que fué ministro de la República francesa, publicó en Paris una Memoria que lleva por título: *Reflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*. Al leer este trabajo, notabilísimo y profundo á pesar de sus errores, se vé que la imaginacion de Carnot, vivamente escitada por el inmenso vuelo que tomaban en aquella época las máquinas de vapor, quiso abordar el estudio de esta poderosa palanca de la industria que el génio del hombre habia encontrado, y sorprender el secreto de su fuerza.

Para conseguir este objeto tenia Carnot que luchar con dos inconvenientes graves, con dos terribles obstáculos:

*Primero.*—Creía en la materialidad del calor, ó sea en la antigua hipótesis, hoy desacreditada, respecto á la naturaleza del calor.

*Segundo.*—No conocia la transformacion del calor en trabajo ni el principio de la equivalencia por consiguiente; ignorancia que á pesar de Rumford, era general en aquella época.

Dejóse Carnot seducir en sus raciocinios por una analogía engañosamente seductora entre la máquina de vapor y un motor hidráulico que aprovecha un salto de agua, seducción lógica en un partidario de la antigua hipótesis del calor. Así como en una rueda de cajones, por ejemplo, el trabajo disponible ó utilizable en el agua no depende mas que de la cantidad de agua que entra en el receptor por unidad de tiempo, y del salto ó diferencia de niveles, creyó Carnot, que el trabajo disponible en una máquina de vapor dependia de la cantidad de fluido calórico que pasaba en la unidad de tiempo por la máquina, y de la diferencia entre la temperatura del vapor en la caldera y en el condensador, ó sea *del salto del calor ó de la temperatura*.

Así como *toda* el agua que entra por arriba en la rueda de cajones, sale *íntegra* por abajo, Carnot creia que *todo* el calor que el vapor tomaba en la caldera, lo depositaba *íntegro* en el condensador.

Bastan los principios expuestos en la presente Memoria con el desarrollo que les hemos dado para que cualquiera persona agena á la Termodinámica pueda comprender lo erróneo de la doctrina de Carnot. Si *todo* el calor que desaparece de la caldera apareciese *íntegro* en el condensador, ¿de dónde saldría el trabajo de la máquina? De la nada, lo cual es absurdo. Y apesar de partir de tan capital error, llegó Carnot, por una feliz y

casual coincidencia, á deducir un principio verdadero, el principio de Carnot.

**CICLOS.** El análisis del trabajo de Carnot, y el de los importantes servicios que con él ha hecho á la Termodinámica, exigen algunas digresiones convenientemente intercaladas, para poner este asunto al alcance del mayor número posible de lectores. Uno de aquellos servicios es la concepcion del *ciclo*. Veamos en qué consiste el ciclo.

Un cuerpo cualquiera, sólido, líquido ó gaseoso, puede cambiar de volumen cuando cambia su temperatura, y cuando cambia la presión externa que sufre sobre su superficie y á la cual hace el cuerpo equilibrio. De modo que estas tres variables *volumen del cuerpo, temperatura del cuerpo, presión del cuerpo*, determinan el estado termodinámico del cuerpo en un momento dado.

Representando por  $v$  el volumen del cuerpo,  
por  $T$ , la temperatura absoluta del cuerpo,  
y por  $p$  la presión del cuerpo,

su estado termodinámico será dado por la ecuacion (conocida ó no conocida)

$$(6) \dots \dots \dots F(v, T, p) = 0$$

Podemos concebir que un cuerpo, partiendo de un estado termodinámico dado por tres valores determinados  $v'$ ,  $T'$  y  $p'$ ,

que llamaremos *estado inicial*, haga una evolucion ó série de transformaciones en la cual vayan variando el volumen, la temperatura y la presión, segun una ley cualquiera, pero satisfaciendo siempre á la ecuacion (6), y finalmente el cuerpo vuelva á su estado inicial. A esta evolucion en que *el estado final es exactamente el mismo que el inicial*, se ha llamado ciclo. La idea del ciclo, que ha sido fecundísima para la Termodinámica se debe á Carnot.

¿Qué ventajas ha traído á la Termodinámica la concepcion del ciclo?

Veámoslo.

Consideremos un cuerpo cualquiera que sufre sobre su superficie una presión cualquiera: calentémosle ó démosle calor: aumentará de volumen *venciendo la presión externa*, y por lo tanto hará un trabajo externo positivo. Quitémosle calor: se enfriará: disminuirá de volumen y hará un trabajo externo negativo (esto es, se acumulará en el cuerpo el trabajo ó fuerza viva desarrollado por la presión externa). Supongamos que el cuerpo vuelve á su estado inicial, es decir, á la misma temperatura, á la misma presión y al mismo volumen de que partió: el cuerpo no habrá ganado ni perdido calor alguno en el ciclo. *El trabajo total desplegado por las fuerzas moleculares durante el ciclo habrá sido nulo; puesto que las moléculas del cuerpo han vuelto á sus primitivas posiciones relativas.* No es esto decir que las fuerzas moleculares no hayan hecho trabajo alguno durante el ciclo; al aumentar de volumen el cuerpo, habrán hecho un trabajo molecular positivo que absorberá calor ó que hará desaparecer el calor equivalente; pero al disminuir el volumen habrán hecho un trabajo negativo é igual al anterior que restituirá justamente el calor absorbido en la primera parte.

El trabajo externo ha tenido, como el molecular, dos fases: en la primera, cuando el cuerpo aumentaba de volumen, el trabajo externo del cuerpo era positivo, y en la segunda fase era negativo. Supongamos que el primero ha sido mayor que el segundo: ¿qué habrá sucedido? Que no habrán podido compensarse estos dos trabajos (como se compensaron los moleculares); y que el *cuerpo*, al finalizar el ciclo, *ha hecho definitivamente un trabajo externo positivo*, igual á la diferencia de los trabajos de las dos fases del ciclo.

Pero la experiencia nos enseña que cuando existe en un ciclo *este trabajo externo definitivamente hecho por el cuerpo*, la cantidad de calor que este recibió durante la primera fase del ciclo es mayor que la que tuvimos que quitarle en la segunda, para reducirlo á su estado inicial. Es decir, que hay una cantidad de calor que ha desaparecido en el ciclo, en la evolucion; y el principio de la equivalencia nos dice entonces *que la cantidad de calor que ha desaparecido, el déficit, es equivalente al trabajo externo hecho por el cuerpo*.

De modo que llamando  $Q$  á la cantidad de calor que cedimos al cuerpo, ó que el cuerpo tomó, y  $Q'$  á la cantidad de calor que quitamos al cuerpo, ó que este devolvió, y  $k$  al trabajo externo efectuado por el cuerpo durante el ciclo, tendremos la siguiente ecuacion importantísima, de que nos serviremos algunas veces.

$$(7) \quad \dots \dots \dots 425 (Q - Q') = k.$$

$Q$  y  $Q'$  representan ó expresan calorías, y  $k$ , kilográmetros.

Observemos que hemos hecho sufrir al cuerpo *una evolucion independiente del trabajo molecular*, el cual, en general, nos es desconocido. Si la evolucion hubiera dependido del trabajo

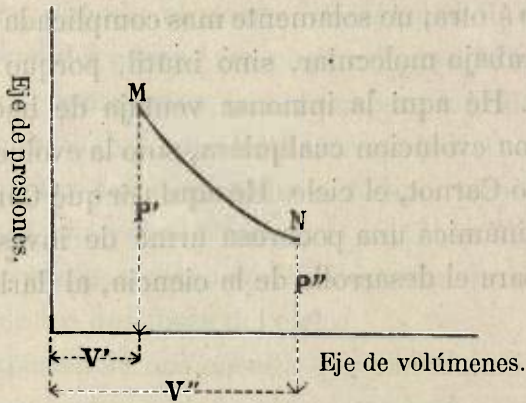
molecular, no hubiéramos podido llegar á la sencillísima relacion (7), sino á otra, no solamente mas complicada porque contendria el trabajo molecular, sino inútil, porque este nos es desconocido. Hé aquí la inmensa ventaja de hacer sufrir al cuerpo no una evolucion cualquiera, sino la evolucion especial en que se fijó Carnot, el ciclo. Hé aquí por qué Carnot ha dado á la Termodinámica una poderosa arma de investigacion, fecundísima para el desarrollo de la ciencia, al darle el ciclo.

#### LÍNEAS ISOTÉRMICAS (ó de igual temperatura).

Volvamos los ojos á la ecuacion (6) citada en la página 44 que es  $F(v, T, p)=0$  y que representa el estado termodinámico de un cuerpo en un momento cualquiera. Podemos suponer que el cuerpo hace una evolucion tal que cambian de un modo continuo las variables  $v$  y  $p$ , pero permaneciendo constante  $T$  durante toda la evolucion. Para conseguir este resultado basta suponer que damos ó quitamos al cuerpo en cada momento de la evolucion, la cantidad de calor necesaria para que  $T$  no varíe.

Entonces, y para esta evolucion, la ecuacion (6) se convertirá en esta otra que será una funcion de dos solas variables  $v$  y  $p$ .....  $f(v, p)=0$ .

Tomemos dos ejes rectangulares: tomemos los valores de  $v$  como abscisas, y los de  $p$  como ordenadas, y construyamos la curva cuya ecuacion es  $f(v, p)=0$ . Esta curva se llama *linea isotérmica*, ó de temperatura constante.



Supongamos que el cuerpo pasa del estado inicial representado por  $f(v', p')=0$ , á un estado final representado por  $f(v'', p'')=0$ ; ó lo que es lo mismo (véase la figura adjunta); que el cuerpo pasa del estado que representa el punto  $M$  al estado que representa el punto  $N$ , describiéndose (con los puntos correspondientes á los estados intermedios) el trozo  $MN$  de línea isotérmica cuya ecuacion es  $f(v, p)=0$ .

Propongámonos ahora resolver una cuestion que pondrá en claro la gran ventaja que se obtiene aceptando ese sistema gráfico para representar la evolucion ó la série de transformaciones termodinámicas de un cuerpo. *¿Cuál será el trabajo externo hecho por el cuerpo durante la evolucion  $MN$ ?*

Cuando un cuerpo que tiene el volumen  $v$  y sufre sobre su superficie la presión  $p$ , toma un incremento de volumen, una diferencial de volumen que representaremos por  $dv$ , el trabajo externo hecho por el cuerpo es  $p \cdot dv$ . Luego el trabajo externo hecho por el cuerpo al pasar del estado representado por el punto  $M$  al estado representado por el punto  $N$  será la integral entre los límites  $v'$  y  $v''$  (abscisas respectivas de  $M$  y  $N$ ) del trabajo diferencial  $p \cdot dv$ . El trabajo externo hecho por el cuer-

po en la evolucion  $MN$  será pues  $\int_{v'}^{v''} p \, dv$ ; ó lo que es lo mismo, será igual al área comprendida entre la curva  $MN$  (v. la figura), el eje de los volúmenes, y las dos ordenadas estremas de la curva  $MN$ , puesto que  $\int_{v'}^{v''} p \, dv$  expresa el valor de dicha área.

Basta pues *medir ó hallar dicha área para tener el trabajo externo.*

En los gases permanentes, en que se puede aceptar sin error notable la ley de Mariotte, las líneas isotérmicas vienen dadas por la ecuacion  $pv = \text{constante}$ , que realmente no es otra cosa que *la espresion algebraica de la ley de Mariotte.*

Se vé pues que en los gases permanentes las líneas isotérmicas son sensiblemente hipérbolas equiláteras.

#### LÍNEAS ADIABÁTICAS (ó de ninguna transmision de calor).

El conocimiento de las líneas isotérmicas y el de las líneas adiabáticas es indispensable para comprender el *ciclo de Carnot*, y este es indispensable para comprender el *principio*. Por esto, y porque deseamos que puedan comprender este trabajo aún aquellas personas que no conozcan la Termodinámica, vamos á apuntar lo que son *líneas adiabáticas*.

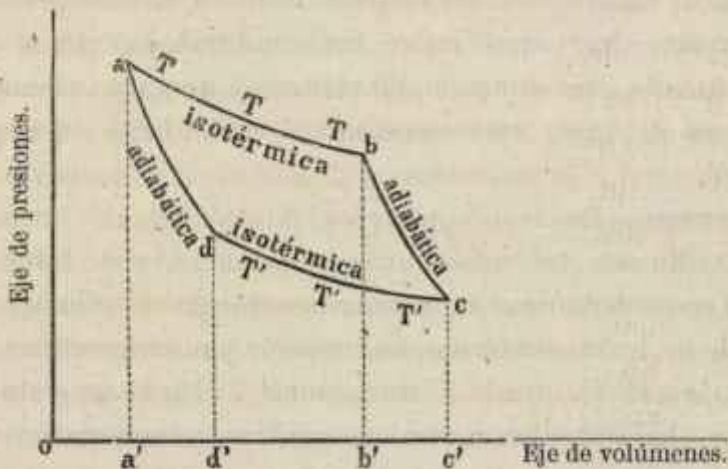
Podemos imponer al cuerpo que verifica la evolucion, no la condicion que antes le impusimos, que era que no pudiese cambiar durante ella de temperatura, sino esta otra: *que durante la evolucion no tome el cuerpo ni pierda calor alguno*, ó como se dice en Termodinámica, *que la evolucion se haga*

*sin variacion de calor.* A favor de esta condicion y de la ecuacion general  $F(v,p,T)=0$ , podemos en ciertos casos llegar á una relacion entre  $v$ , y  $p$ , independiente de  $T$ . Representemos esta relacion por  $\Phi(v,p)=0$ . La línea representada por esta ecuacion se llama *línea adiabática*. Se ha podido llegar á esa ecuacion para los gases perfectos, y se ha obtenido para ellos la siguiente:  $pv^m = constante$ . Esta ecuacion (cambiando el valor de la constante), comprende todas las líneas adiabáticas de un gas perfecto. Para aplicarla á cada gas habrá que poner por  $m$  el valor correspondiente al gas. Y  $m$  representa el *coeficiente de expansion del gas*, ó sea la relacion  $\left(\frac{C}{c}\right)$  entre el calor específico del gas á presion constante y el calor específico á volumen constante. Y aunque no sea mas que de paso, permítasenos llamar la atención sobre el inmenso valor de la ecuacion  $pv^m = constante$ , que ofrece nada menos que *la ley* que liga el volumen de un gas con su presion (ó su fuerza elástica) cuando se hacen variar estas dos variables sin que el gas *reciba ni ceda calor alguno*. Esta importantísima ecuacion, á la que á favor de cierta hipótesis llegaron Laplace y Poisson no ha podido considerarse como sólidamente establecida, hasta que Clausius en su primera Memoria, y Reech y Bourget despues, la han deducido con extrema facilidad, apoyándose en una verdad tan bien sentada como es el principio de la equivalencia. A la Termodinámica se debe pues el haber deducido aquella ecuacion con la conciencia cierta de que es la expresion de una ley natural. A la Termodinámica se debe el haberle dado la fuerza de teorema demostrado.

CICLO DE CARNOT. El ciclo de Carnot está formado por dos líneas isotérmicas y dos líneas adiabáticas. Es un cuadrilátero

formado por esas líneas. Supongamos un cuerpo á la temperatura absoluta (\*)  $T$ , y cuyo volumen á esta temperatura está

### CICLO DE CARNOT.



representado en la adjunta figura por la abcisa  $oa'$ : supongamos que su presión está representada por la ordenada  $aa'$ . El punto que representa este *estado inicial del cuerpo* será el punto  $a$ : Partiendo de este punto, ó de este estado inicial vamos á hacer sufrir al cuerpo la evolucion siguiente:

PRIMERO.—El punto  $a$  que figura el estado del cuerpo, recorre la línea isotérmica  $ab$ . Desde el punto  $a$  al punto  $b$ , el cuerpo (que se puede suponer que es un gas) disminuye de presión (puesto que disminuyen las ordenadas): aumenta de

(\*) La temperatura absoluta de un cuerpo es, como mas adelante veremos, la que se cuenta desde el cero absoluto de calor, situado 273 grados centígrados por bajo del cero ordinario.

volumen (puesto que aumentan las abscisas): como su temperatura no debe cambiar durante todo el trayecto  $ab$  que es línea isotérmica, será preciso irle comunicando todo el calor que sea necesario para que la temperatura se sostenga constante durante dicho trayecto  $ab$ . Representemos por  $Q$  esta cantidad de calor. La temperatura desde  $a$  hasta  $b$  será siempre  $T$ . En el trayecto  $ab$  el cuerpo habrá hecho un trabajo externo positivo (puesto que aumenta de volumen), que como hemos ya visto en otro lugar está representado por el área del trapecio  $aa'bb'$ .

SEGUNDO.—Desde el punto  $b$  al punto  $c$  hay una línea adiabática. En este trayecto el cuerpo no toma ni cede calor alguno: y como disminuye su presión y aumenta de volumen (haciendo un trabajo externo), se enfriará; y su temperatura en el punto  $c$  será  $T'$ , siendo  $T'$  menor que  $T$ . En el trayecto  $bc$  el cuerpo habrá hecho un trabajo positivo puesto que su volumen ha aumentado, y este trabajo externo positivo está representado por el área  $bb'cc'$ .

TERCERO.—En el trayecto  $cd$  el cuerpo disminuye de volumen, aumenta de presión, y hace un trabajo externo negativo: luego se calentaría si nouviésemos el cuidado de irle quitando calor á medida que se vaya calentando; pero haciéndolo así conseguiremos que su temperatura no suba nunca de  $T'$  y que con esta temperatura  $T'$ , constante, llegue el cuerpo al estado que marca el punto  $d$ . Representemos por  $Q'$  la cantidad de calor que hemos tenido que irle quitando al cuerpo durante la línea isotérmica  $cd$  para que conserve constante su temperatura  $T'$ . Durante el trayecto  $cd$  el cuerpo habrá hecho un trabajo externo negativo (puesto que disminuye de volumen), que estará representado por el área  $dd'cc'$ .

CUARTO.—Finalmente, en la línea adiabática  $da$  el cuerpo disminuye de volumen y aumenta de presión haciendo un trabajo externo negativo: luego se calentará: y su temperatura

podrá ascender desde  $T'$  que es en  $d$  hasta  $T$  que queremos que sea en  $a$ . Durante este trayecto  $da$  que es línea adiabática, el cuerpo ni toma ni cede calor: el cuerpo habrá hecho un trabajo externo negativo (porque disminuye de volumen), que vendrá representado por el área  $aa'dd'$ .

EN RESÚMEN: el cuerpo sale de su estado inicial  $a$  para recorrer una línea isotérmica á la temperatura constante  $T$ , y durante ella recibe una cantidad de calor  $Q$ . Despues recorre una línea adiabática en la cual ni recibe ni cede calor alguno. Despues recorre una línea isotérmica á la temperatura constante  $T'$ , inferior á  $T$ , y durante ella el cuerpo cede una cantidad de calor  $Q'$ . Despues recorre una línea adiabática durante la cual ni recibe ni cede el cuerpo calor alguno, y vuelve al estado inicial  $a$ . La evolucion es pues un ciclo.

Llamaremos hogar al foco calorífico que suministra al cuerpo la cantidad de calor  $Q$  durante la línea isotérmica á alta temperatura  $T$ ; llamaremos refrigerante á la sustancia á baja temperatura de que nos servimos para quitar al cuerpo la cantidad de calor  $Q'$  durante la línea isotérmica cuya temperatura es  $T'$ .

El ciclo que acabamos de describir es *el ciclo de Carnot*. Puesto que en él hemos dado al cuerpo una cantidad de calor  $Q$  tomada al hogar, y puesto que el cuerpo devuelve ó cede al refrigerante solamente una cantidad de calor  $Q'$  menor que  $Q$ , podemos decir que en el ciclo ha desaparecido una cierta cantidad de calor, que en el ciclo hay *un déficit de calor* que es  $(Q-Q')$ ; déficit de calor, que como hemos visto en la página 46, ha de ser equivalente al trabajo externo definitivamente hecho por el cuerpo, y que lo representamos por  $K$ . Así tendremos la ecuacion (7), ya encontrada, que es  $425(Q-Q')=K$ .

$Q$  y  $Q'$  representan ó están expresados en calorías y  $K$  en kilográmetros.

Respecto al trabajo externo  $K$ , definitivamente hecho por el cuerpo, se compone, como acabamos de ver, de una suma de cuatro trabajos externos, dos positivos y dos negativos, medidos por sus respectivas áreas, ya mencionadas. Así tendremos:

$$k = \text{área } aa'bb' + \text{área } bb'cc' - \text{área } dd'cc' - \text{área } aa'dd'.$$

ó bien: . . . . .  $k = \text{área } abcd.$

ó bien: . . . . .  $k = \text{área del ciclo}.$

Figurémonos ahora una máquina ideal en la cual una masa de aire (por ejemplo), sufra toda la série de transformaciones que constituye el ciclo de Carnot. Esa masa de aire tomará del hogar la cantidad de calor  $Q$ , y cederá al refrigerante una cantidad menor  $Q'$ . ¿Cuál diremos que es *la cantidad de calor que esa masa de aire transporta desde el hogar al refrigerante?* Evidentemente  $Q'$ . Pues Carnot, al creer, como creía, que todo el calor tomado al hogar por la masa de aire era transportado íntegro al refrigerante, tomaba á  $Q$  como la cantidad de calor transportada. Y á pesar de este capital error, vamos á ver que llegó á enunciar bien el principio que lleva su nombre; es decir, que á pesar de la confusion de  $Q$  con  $Q'$ , es cierto el enunciado. Este hecho es realmente curioso.

Enunciado y demostracion del principio de Carnot (segun él mismo).

Hé aquí el enunciado del teorema.

*El trabajo hecho por un cuerpo que funciona segun el ciclo de Carnot, entre dos temperaturas determinadas  $T$  y  $T'$  es independiente de la naturaleza del cuerpo: dicho trabajo no depende mas que de la cantidad de calor transportada por el cuerpo desde el hogar al refrigerante.*

Se demuestra en Termodinámica, que cuando un cuerpo funciona segun un ciclo de Carnot, entre las temperaturas determinadas  $T$  y  $T'$ ; representando por  $Q$  la cantidad de calor que el cuerpo toma al hogar, y por  $Q'$ , la cantidad de calor que el cuerpo cede al refrigerante, existe entre las cuatro cantidades  $Q$ ,  $Q'$ ,  $T$  y  $T'$  la siguiente relacion:

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{T}{T'} \dots \dots \dots (8)$$

en la cual  $T$  y  $T'$  representan temperaturas absolutas.

Pero la ecuacion (7) de la página 46 que se aplica á un ciclo cualquiera nos dá. . .  $k = 425 (Q - Q') = k$

siendo  $k$  el trabajo externo hecho por el cuerpo en el ciclo.

Combinando estas dos ecuaciones se obtendrán las dos siguientes:

$$k = 425 \left( \frac{T - T'}{T} \right) Q \dots \dots \dots k = 425 \left( \frac{T - T'}{T'} \right) Q' \dots \dots \dots (9)$$

La primera ecuacion nos dice que  $k$ , ó sea el trabajo externo, no depende mas que de  $Q$ ; puesto que  $T$  y  $T'$  se suponen fijas, determinadas, constantes. La segunda nos dice que  $k$ , ó sea el trabajo externo no depende mas que de  $Q'$ . Asi pues: tómesese en su verdadero sentido la espresion *cantidad de calor transportada por el cuerpo*, que es  $Q'$ ; ó tómesese como lo hacia Carnot cometiendo un gravisimo error como si esa cantidad de calor fuese  $Q$ , *el teorema resultará siempre bien enunciado.*

Por esta feliz coincidencia pudo Carnot sentar un principio verdadero partiendo de una hipótesis falsa (la antigua hipótesis del calor,) y cometiendo además el capital error de creer que *todo el calor*  $Q$  tomado por el cuerpo al hogar, era trasportado al refrigerante. Esto en Termodinámica es el absurdo equivalente á admitir en Mecánica la posibilidad del movimiento continuo: equivale á admitir la creacion de un trabajo, de la nada. Y, ¡cosa singular! Precisamente Carnot se funda, para demostrar su principio, en la imposibilidad del movimiento continuo. Oigamos su demostracion.

Supongamos, dice, dos cuerpos ó dos máquinas, que funcionan entre las mismas temperaturas absolutas  $T$  y  $T'$  segun el ciclo explicado (el ciclo de Carnot). Supongamos que ambos cuerpos ó ambas máquinas transportan del hogar al refrigerante la misma cantidad de calor  $M$ . Digo que el trabajo hecho por el primer cuerpo es igual al trabajo hecho por el segundo.

Para demostrarlo, admitamos por un momento que los trabajos producidos por ambos cuerpos son desiguales. Supongamos ambos cuerpos en su estado inicial, y á punto de recorrer el ciclo: acoplemos ambos cuerpos ó ambas máquinas, y hagamos que recorran el ciclo, pero el uno *en sentido inverso* del otro. En esta doble é inversa evolucion, el primer cuerpo habrá transportado del hogar al refrigerante la cantidad de calor  $M$ ; el segundo habrá transportado del refrigerante al hogar la misma cantidad de calor  $M$ . De modo que al final del ciclo

doble todo vuelve á su estado inicial. Pero como los trabajos positivo y negativo que han hecho los cuerpos *se supone* que son desiguales, resultará que no habrán podido compensarse, como se compensaron las cantidades de calor; luego se habrá producido *un trabajo externo* igual á la diferencia de los trabajos de ambos ciclos, *y este trabajo definitivo se habrá producido de la nada*, lo cual es absurdo; luego es absurdo suponer que los trabajos que hacen los dos cuerpos son desiguales; luego son iguales; luego el trabajo hecho por un cuerpo en un ciclo de Carnot, entre dos temperaturas determinadas, no depende mas que de la cantidad de calor transportada del hogar al refrigerante.

### Reversibilidad.

Otro gran servicio prestado por Carnot á la Termodinámica consiste en haber concebido y formulado *la reversibilidad* de los ciclos, determinando el carácter de la reversibilidad. El ciclo de Carnot que ya hemos dado á conocer, es reversible, esto es, es de tal naturaleza que el cuerpo puede recorrerlo en sentido inverso al que siguió en la explicacion que dimos en la página 51, sufriendo el cuerpo en este camino inverso transformaciones exactamente inversas á las del camino directo ya explicadas, haciendo un trabajo positivo cuando lo hacia negativo y al revés, dando calor al hogar cuando antes lo tomaba, y tomando calor al refrigerante cuando antes lo cedía; y todo ello en las mismas proporciones que antes.

Un ciclo reversible será tambien aquel que recorre un cuerpo de tal modo que se verifique que en todas las transforma-

ciones la presión externa que sufre el cuerpo difiera en cada momento infinitamente poco de la presión interna del cuerpo ó de su presión propia (si se trata de un gas, de su fuerza elástica); y que la temperatura del recinto ó de las sustancias que rodean al cuerpo y que le han de dar ó de quitar calor, difiera infinitamente poco de la temperatura del cuerpo, en cada momento de la evolución. Pero este carácter de la reversibilidad no lo tiene un ciclo cualquiera. Un gas, por ejemplo, que se dilata en el vacío (y por lo tanto sin hacer trabajo externo) por su propia fuerza elástica, y que después se comprime hasta reducirlo *exactamente* á su estado inicial quitándole el calor producido por la compresión, ofrecerá un caso de ciclo cerrado, pero no reversible.

Resumiendo los grandes servicios prestados por Sadi Carnot á la Termodinámica, de la cual estuvo siempre mucho más lejos que el conde de Rumford, podemos reducirlos á los tres siguientes:

PRIMERO.—Feliz concepción del *ciclo*.

SEGUNDO.—Distinción del carácter de *reversibilidad*.

TERCERO.—Enunciado del *principio de Carnot* ó del segundo principio fundamental de la Termodinámica.

Estos tres servicios han sido de tal valor para el desarrollo de la nueva ciencia que constituyen un alto timbre de gloria para su autor y unen su nombre á los de Mayer y Joule, debiendo considerarse á los tres como *los fundadores de la Termodinámica*.

Año de 1834.

—  
Clapeyron comenta el folleto de Carnot, dando formas convenientes á las concepciones de este.

No debe olvidarse en la historia del segundo principio de la Termodinámica el nombre de Clapeyron. Este geómetra aclaró algunos puntos oscuros de la Memoria de Carnot, sacándola del olvido y de la oscuridad en que yacía. Él ha sido el primero que aplicó á los ciclos la forma geométrica con que los hemos dado á conocer, y que todos los físicos han aceptado por ser la mas fácil, clara y sintética manera de representar el conjunto de todas las transformaciones que sufre un cuerpo, y al mismo tiempo el trabajo externo que este produce en su evolucion.

Hemos terminado la *Primera Parte* de nuestro trabajo, ó sea la historia de la fundacion de la ciencia. Hemos guardado en ella el orden de fechas, aclarando algunos puntos dudosos, procurando apreciar en su justo valor la parte que aportó cada físico para la construccion del hermoso monumento científico de nuestro siglo, que se llama Termodinámica, y tratando de guardar en los juicios la mas estricta imparcialidad.

De lo expuesto hasta aquí, y sin esforzarse en hacerlo resaltar, se desprende el inmenso valor científico que atesoran los dos principios fundamentales de la Termodinámica. Repárese solamente en la luz que arrojan sobre el choque y el rozamiento de los cuerpos, haciendo ver cómo nace el calor en estos fenómenos á expensas de *aquella fuerza viva que se creía antiguamente que en ellos se aniquilaba*: repárese en el antes oscurísimo fenómeno del calórico de dilatacion de los gases, calórico cuyo destino se ignoraba, creyéndose erróneamente que era un efecto anexo é inmediato de la separacion molecular,

siendo así que es casi exclusivamente debido al trabajo externo: reflexiónese sobre el trabajo externo producido en las transformaciones termodinámicas de un cuerpo: sobre el trabajo molecular que acompaña siempre á estas transformaciones: sobre el modo de hacer dichas transformaciones independientes del trabajo molecular, por medio de los ciclos: sobre la relación constante entre el trabajo externo efectuado en un ciclo y el calor que desaparece: sobre la ley que liga el volumen de un gas con su fuerza elástica, cuando aumenta ó disminuye el primero *sin variación de calor*, ley contenida en la fórmula  $pv^m = \text{constante}$ , ya explicada, y que representa la ecuación de las líneas adiabáticas de los gases perfectos, á que dicha ley se refiere: sobre la razón filosófica de la inexactitud de la ley de Mariotte ( $pv = \text{constante}$ ) en los gases en que el trabajo molecular no se puede considerar como nulo.....

Reflexiónese un poco sobre tan extraordinarios resultados dados por la Termodinámica apenas nacida, y se comprenderá la inmensa importancia y trascendencia de sus principios, y se concluirá diciendo que no ha habido siglo alguno en que las ciencias físicas hayan hecho un descubrimiento más general y más fecundo. Y esta afirmación recibirá una justificación completa en las *dos partes siguientes* de esta Memoria.

Vamos á entrar ahora en la *Parte segunda* de este trabajo: en el desarrollo histórico de la Termodinámica, haciendo ver sus principales aplicaciones dentro del campo de la Física general, y su importancia tanto bajo el punto de vista científico como bajo el de su utilidad práctica.

En este vasto terreno hay cuatro nombres que figuran en primer lugar: el de *Helmholtz*, que ponemos antes que todos en el orden histórico porque además de sus importantes estudios

sobre la electricidad en sus relaciones con la nueva ciencia, fué el primero que empezó á dar forma á esta, coordinando y metodizando los trabajos de los precursores y de los fundadores de la Termodinámica, haciendo en ella en cierto modo un papel análogo al de Monge en la Geometría Descriptiva: los de *Clausius* y *Rankine* por sus grandes y fecundas aplicaciones del análisis matemático á los principios de la nueva ciencia; por haber formado lo que podríamos llamar la Termodinámica matemática: y finalmente el de *William Thomson* por la sagacidad lógica con que anticipándose á los descubrimientos experimentales los predecía, deduciéndolos de los dos fundamentales principios de la Termodinámica.

Trás estos cuatro nombres, y algunos muy cerca de ellos, vienen los de multitud de sabios dignos por sus trabajos analíticos, ó por sus comprobaciones experimentales de que la historia de la Termodinámica conserve con gratitud eterna sus nombres. Entre estos tenemos que citar *nuevamente* á *Joule*, *Mayer*, *Hirn* y *Zeuner*; y por primera vez los nombres de *James Thomson*, *Verdet*, *Cazin*, *Dupré*, *Fabre*, *Saint-Robert*, *Weber*, *Fairbairn*, *Edlund*, *Kirchhoff*, *Reech*, *Briot*, *Maxwell*, *Mousson*, *Bunsen*, *Béclard*, *Heidenhain*, *Bourget*.

---



# PARTE SEGUNDA.

---

## DESARROLLO DE LA TERMODINÁMICA

### Y DE SUS PRINCIPALES APLICACIONES

dentro del campo de la Física tanto bajo el punto de vista científico,  
como bajo el de su utilidad práctica.

---

Imposible es condensar dentro de los naturales límites de este trabajo, todos los medios de cálculo alguna vez muy diferentes, de que en cada caso particular han echado mano los físicos para aplicar á ciertos fenómenos los principios de la nueva ciencia. Nuestra misión debe en este punto concretarse á apuntar los resultados obtenidos, haciendo resaltar su valor científico ó su importancia práctica.

Inútil es ya aquí el orden cronológico, por la razón apuntada en la *Parte primera*. Mas conveniente nos parece seguir aquel orden de encadenamiento lógico que es el mejor para la inte-

ligencia, y el natural de la enseñanza; en una palabra, el órden que mejor responde á nuestro propósito de hacer inteligible la lectura de estas páginas al mayor número posible de personas.

CALOR DE DILATACION EN LOS GASES PERFECTOS (\*)=La Termodinámica, no solamente ha hecho conocer *lo que es realmente el calor de dilatacion de los gases, cosa que antes se ignoraba,*

---

(\*) CALOR DE DILATACION. Para definir este coeficiente consideremos un kilogramo de un cuerpo cualquiera. Sean  $v$  y  $t$  el volumen y la temperatura de ese kilogramo del cuerpo, y sea  $p$  la presion externa que sufre sobre su superficie.

Para que el volumen  $v$  obtenga un incremento infinitamente pequeño  $dv$  (sin cambiar la temperatura  $t$  durante el fenómeno), se necesitará una cierta cantidad de calor infinitamente pequeña que representaremos por  $dQ$ . Pues bien: la relacion finita de esos dos incrementos ó sea  $\frac{dQ}{dv}$  es lo que se llama calor de dilatacion del cuerpo que se considere; ó de otro modo; es el límite á que tiende la relacion de esos incrementos supuestos finitos, cuando ellos tienden á disminuir indefinidamente, pero permaneciendo constante la temperatura  $t$ .

Se vé pues que *el calor de dilatacion* comprende ó engloba dos cantidades de calor: una es la necesaria para vencer el trabajo molecular, la que se emplea en el trabajo molecular que presupone la dilatacion, y la otra es la consumida en hacer el trabajo externo.

Pero en los gases perfectos el trabajo molecular es nulo; luego en ellos el calor de dilatacion se emplea en el trabajo externo, y lo mide, ó lo equivale.

Tratándose de un gas perfecto, el trabajo externo para el incremento de volumen  $dv$ , y bajo la presion  $p$ , valdrá  $p dv$ . Luego el calor absorbido será

$dQ = \frac{p dv}{425}$ . De donde sale  $\frac{dQ}{dv} = \frac{p}{425}$  y como  $\frac{dQ}{dv}$  es el calor de dilatacion,

llamándolo  $l$  tendremos  $l = \frac{p}{425}$ ; ó representando por  $A$  la cantidad  $\frac{1}{425}$  tendremos  $l = Ap$ .

sino que ha proporcionado á Clausius, á Rankine y á William Thomson las bases para llegar por medio del análisis matemático á la fórmula que dá el valor de dicho calor de dilatacion en los gases perfectos. La fórmula obtenida es

$$(10) \dots \dots \dots l = A p$$

En la cual  $l$  es el calor de dilatacion del gas, que se supone perfecto; esto es, en el cual se supone nulo el trabajo molecular.  $A$  representa la recíproca del equivalente mecánico del calor, ó sea el número  $\frac{1}{425}$ ; y  $p$  representa la presión del gas.

Dicha fórmula, importantísima para todo estudio de los cambios de volumen de los gases, establece la ley de proporcionalidad entre el calor de dilatacion y la presión, en un gas perfecto.

---

VALOR DEL COEFICIENTE DE EXPANSION EN UN GAS PERFECTO.— Siguiendo el mismo camino que los condujo á la fórmula anterior, los físicos citados llegaron á estos importantes resultados:

PRIMERO.—El calor específico á volumen constante,  $c$ , de un gas perfecto, es independiente de la temperatura y de la presión del gas, y por lo tanto es constante.

SEGUNDO.—La diferencia  $C - c$  entre el calor específico  $C$  á presión constante, de un gas perfecto, y el calor específico  $c$  á



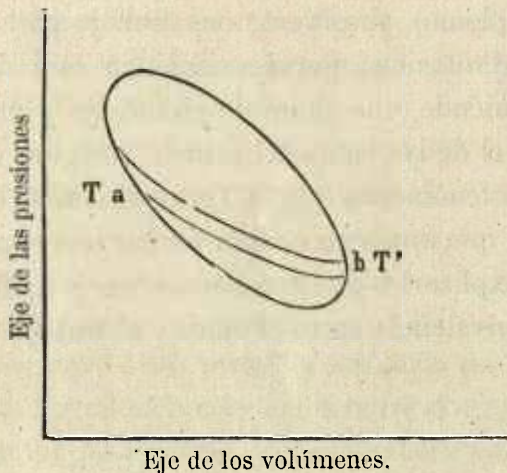
lor, 425. Y como *la velocidad del sonido* en un gas perfecto se encuentra ligada por una sencilla fórmula ó ecuacion con *el coeficiente de expansion  $m$* , resulta *una sencilla relacion entre la velocidad del sonido y el equivalente mecánico del calor*. De modo que dada la velocidad del sonido en un gas perfecto, podrá deducirse de ella el valor del equivalente mecánico del calor. ¿Quién habia de sospechar la existencia de tal lazo entre cosas al parecer tan distantes como la velocidad del sonido y el equivalente mecánico del calor? Y es que los principios de la nueva ciencia que á tales resultados nos conducen, penetran en las entrañas mismas de todo fenómeno físico, aunque á primera vista parezca extraño á la Termodinámica. Una campana cuyo badajo la hace vibrar en el vacío, se calentará mas que vibrando en pleno aire. Una campana que se voltea en el aire con el badajo suelto exigirá mas trabajo para voltearla y sostener su rotacion, que con el badajo atado. Un mismo golpe dado sobre dos cuerpos de igual masa y de igual forma, el uno sonoro, el otro no elástico, calentará menos al primero que al segundo. Una vasija cerrada que contenga en su interior una porcion de arena, ó de un líquido, ó de balas de plomo, y que se haga girar al rededor de un eje, de modo que haya movimientos y rozamientos en el cuerpo interior (agua, arena, plomo), absorberá mas trabajo para sostener el movimiento de rotacion, que si se impiden esos movimientos interiores, poniendo una masa de plomo fija y cuyo peso sea el mismo que el de las balas del primer caso, en vez de estas balas. He aquí fenómenos que la Termodinámica explica facilisimamente y que antes no podian recibir una explicacion racional. Para explicarlos se necesita conocer y aplicar el principio de la equivalencia entre el calor y el trabajo.

### Generalizacion del principio de Carnot, por Clausius.

Clausius ha dado una demostracion del principio de Carnot, ó segunda ley de la Termodinámica, apoyándose sobre una base diferente de la que sirvió á Carnot, pero empleando el mismo método de reduccion al absurdo. Clausius se apoyó en el siguiente principio, que á pesar de parecer axiomático, ha sufrido los embates y las objeciones de varios fisicos dedicados al estudio de la nueva ciencia y de sus aplicaciones. El principio axiomático de Clausius, defendido por este, ha resistido victoriosamente la controversia. Dice así:

*Es imposible que el calor pase de un cuerpo á otro mas caliente que el primero, en un sistema en que al mismo tiempo no se produzca el fenómeno de la conversion del trabajo en calor, ó vice-versa.*

Posteriormente, ha hecho Clausius un profundo estudio analítico sobre los ciclos reversibles y ha llegado á una fórmula general que comprende como caso particular el principio de Carnot.



Sea un ciclo reversible representado en la figura adjunta. Consideremos en él dos líneas adiabáticas infinitamente próximas. Sean  $a$  y  $b$  los dos elementos lineales del ciclo interceptados entre dichas líneas adiabáticas. Sea  $T$  la temperatura absoluta del cuerpo, que corresponde al trayecto elemental  $a$  del ciclo. Sea  $T'$  la temperatura del cuerpo que corresponde al trayecto elemental  $b$ . Sea  $dQ$  (diferencial) la cantidad infinitamente pequeña de calor que recibe el cuerpo que sufre las transformaciones del ciclo, en el trayecto  $a$ . Sea  $dQ'$  la cantidad infinitamente pequeña de calor que el cuerpo cede en el trayecto  $b$ .

Clausius demuestra que  $\frac{dQ}{T} - \frac{dQ'}{T'} = 0$

Y como podemos dividir todo el ciclo por una infinidad de líneas adiabáticas, y aplicar esa misma relación á cada par de trayectos elementales (semejantes á  $a$  y  $b$ ) en que queda dividido el ciclo, tendremos:

$$(12). \quad \int \frac{dQ}{T} - \int \frac{dQ'}{T'} = 0$$

ecuación general de la cual es un caso particular la que contiene el principio de Carnot y que con el número (8) hemos señalado en la página 55. En efecto; en el caso del ciclo de Carnot, el cuerpo toma siempre calor á la *temperatura constante*  $T$ , y lo cede siempre á la *temperatura constante*  $T'$ ; luego para este caso la fórmula (12) es inmediatamente integrable y dá  $\frac{Q}{T} - \frac{Q'}{T'} = 0$ , que es la fórmula (8).

Clausius escribe la fórmula (12) de otra manera. Considerando como positivas las cantidades de calor  $dQ$  que el cuerpo toma en un ciclo reversible, y como negativas las cantidades de calor  $dQ'$  que el cuerpo cede, claro es que la ecuación (12) se puede escribir así:  $\int \frac{dQ}{T} = 0$ , que es la forma con que la emplea Clausius.

La importantísima fórmula (12) de Clausius, se puede enunciar como ley, del modo siguiente: *En un ciclo reversible, la suma de las cantidades de calor positivas ó negativas, infinitamente pequeñas, que el cuerpo toma, divididas respectivamente por las temperaturas absolutas correspondientes, es siempre nula.*

**MEDIDA DIRECTA DEL TRABAJO MOLECULAR EN LOS GASES.** Esta importante aplicación de la Termodinámica se debe á William Thomson, el cual, para apreciar y medir este trabajo, ideó el ingeniosísimo medio de hacer circular el gas por un largo tubo, obligándole á atravesar un tapon ó diafragma poroso colocado hácia el medio del trayecto, y observando al mismo tiempo el enfriamiento producido en el gas. Como el diafragma establecía (á causa de la estrechez de sus poros) una presión diferente entre las dos partes del tubo que él separaba, el gas sufría una expansión después de atravesar el diafragma; y como esta expansión se hace *sin variación de calor*, esto es, sin dar ni quitar al gas calor alguno, puede aplicarse á este caso la ecuación (4); la cual, conociendo el trabajo externo  $E$  (véase pág. 29) y la cantidad  $C$  (que se conoce por el enfriamiento que el gas sufre), puede dar el valor de  $M$  que es aquí lo que se toma por incógnita, que es el trabajo molecular.

Así se ha podido encontrar el pequeñísimo valor que tiene el trabajo molecular en los gases, cantidad diferente para cada uno. Este estudio, y el de los coeficientes de dilatación, han puesto de manifiesto el *porqué de la inexactitud de la ley de Mariotte y el porqué unos gases se desvían de ella en un sentido, y otros en el opuesto*; lo cual, antes de la Termodinámica, hubiera sido un verdadero enigma.

MOVIMIENTO DE LOS GASES.—VELOCIDAD DE SALIDA. Zeuner, eminente profesor de Mecánica en la Escuela Politécnica de Zurich, ha dado una solución satisfactoria (que antes de la Termodinámica no podía obtenerse por falta de los elementos necesarios) al problema de la velocidad de salida de los gases. En efecto; este problema, para obtener una solución racional y suficientemente exacta en la práctica exige el conocimiento y aplicación del principio de la equivalencia; puesto que los cambios de presión de un gas, por pequeños que sean, han de ir acompañados de compresión ó de expansión, de desprendimiento de calor ó de absorción (aun cuando solamente sean locales), de trabajo externo positivo ó negativo. La fórmula de Navier que supone el paralelismo de las capas, no puede dar resultados prácticos exactos. La de Bernouilli, que supone una constancia en la densidad que no puede existir, para los gases, en el momento de la salida, tampoco. El problema debe su actual solución de Zeuner, á la Termodinámica.

CALOR DE DILATACION PARA TODOS LOS CUERPOS. William Thomson ha sido el primero que ha aplicado el segundo principio de la Termodinámica al estudio de los cambios de volu-

men de todos los cuerpos. Su brillante estudio le condujo á la fórmula siguiente que dá el calor de dilatacion  $l$  de un cuerpo cualquiera:

$$l = AT \frac{dp}{dT} \dots \dots \dots (13)$$

En la cual  $A$  es  $\frac{1}{425}$  ó sea la reciproca del equivalente mecánico del calor;  $T$ , la temperatura absoluta del cuerpo; y  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$  es el primer coeficiente diferencial ó primera derivada de la presión externa que el cuerpo sufre, con relación á la temperatura de dicho cuerpo: ó de otro modo: es el coeficiente diferencial de  $p$  con relación á  $T$  sacado ó deducido de la ecuacion  $F(p, v, T) = 0$  que fija el estado termodinámico del cuerpo en un momento dado (véase página 44), suponiendo que en dicha ecuacion es constante  $v$ .

La importantísima fórmula (13) de Thomson que dá el calor de dilatacion de un cuerpo cualquiera, no hubiera podido deducirse sin los conocimientos que forman la base de la Termodinámica. La Física, no solamente carecia de medios para llegar á ella, sino que puede decirse que es casi imposible el llegar experimentalmente á obtener el calor de dilatacion de un cuerpo sólido ó líquido ni aún en un solo caso. Otro servicio muy grande ha prestado la fórmula de Thomson. Como que hay una fórmula que liga el calor específico  $C$  á presión constante de un cuerpo *cualquiera*, sólido, líquido ó gaseoso, con el calor específico  $c$  á volumen constante, de dicho cuerpo, y con su calor de dilatacion  $l$ , substituyendo en esta fórmula por  $l$  su valor dado por la (13) de Thomson, tendremos obtenido el

CALOR ESPECÍFICO Á VOLUMEN CONSTANTE DE UN CUERPO  
CUALQUIERA.

que es

$$c=C-AT \frac{dp}{dT} \cdot \frac{dv}{dT} \dots \dots \dots (14)$$

En la cual sabemos lo que representan  $A$ ,  $T$  y  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$ .

$\left(\frac{dv}{dT}\right)$  representa el coeficiente diferencial de  $v$  con relacion á  $T$ , suponiendo constante la variable  $p$ ; ó de otro modo: el coeficiente diferencial sacado de la ecuacion  $F(p,v,T)=0$  (que representa la relacion general que liga en cada momento el volumen del cuerpo con la presion externa que sufre y con su temperatura), considerando para la diferenciacion á  $p$  como constante.

Para comprender y apreciar todo el valor de la ecuacion (14) no hay mas que pensar en las inmensas dificultades que en Física se encontrarían paralogar experimentalmente á una aproximacion del valor de  $c$ , ó sea del calor específico á volumen constante de un cuerpo, solamente en un caso dado. Cien experimentos dificilísimos (ya podríamos decir imposibles), podrían á lo mas conducir á una fórmula empirica casi desprovista de valor científico. Verdad es que la fórmula (14) dá  $c$  en funcion de  $C$ ; pero sabido es que este coeficiente  $C$  que es el calor específico del cuerpo á presion constante, es el único accesible á la experimentacion directa: que la Física contiene una lista muy completa y corregida por Regnault de los calores específicos á presion constante de los principales cuerpos. Si para un cuerpo determinado, no conociésemos el valor de  $C$ , podríamos determinarlo directa y experimentalmente

sin dificultad; pero no podemos decir otro tanto de  $c$ , ó sea del calor específico de los cuerpos á volumen constante. De aquí el gran valor que tiene hoy en Física la fórmula (14).

LEY DE LA EXPANSION ELEMENTAL DE UN GAS, SIN VARIACION DE CALOR. Este gran problema de la Física se ha abordado y resuelto con el primer principio de la Termodinámica y las fórmulas de la Calorimetría. Así se han encontrado con suma facilidad las dos relaciones ó ecuaciones diferenciales que comprenden *la ley buscada*. La primera relacion liga la variación infinitamente pequeña que sufre *el volumen* de una masa gaseosa cuando *sin variacion de calor* cambia la temperatura de dicho gas, con la variación infinitamente pequeña de *la temperatura*. La segunda relacion liga las dos diferenciales de *la temperatura* y de *la presión*. Claro está que eliminando entre estas dos ecuaciones la diferencial de la temperatura, se obtendrá una tercera relacion que ligará las dos diferenciales de *la presión* y del *volumen*.

LEY DE LA EXPANSION ELEMENTAL DE LOS VAPORES SOBRECALENTADOS (no saturados).

Este problema se ha resuelto en Termodinámica del mismo modo que el anterior; porque un vapor sobre-calentado, ó no saturado, sufre la expansion *elemental ó infinitamente pequeña*, sin que el fenómeno se complique mas que si se tratara de un gas cualquiera. Se supone, como antes, que la expansion elemental se haga *sin variacion de calor*, esto es, sin que el vapor, reciba ni pierda calor alguno durante la expansion elemental, que es aquí el fenómeno que estudiamos.

### EFEITOS TÉRMICOS PRODUCIDOS POR LA COMPRESION EN LOS LÍQUIDOS, Y POR LA TRACCION Y COMPRESION EN LOS SÓLIDOS.

Las fórmulas generales que han servido para el estudio del cambio de volumen de los cuerpos sin variacion de calor, han sido aplicadas por Joule al estudio de los efectos caloríficos ó térmicos producidos por la compresion en los líquidos, y por William Thomson al estudio de los efectos térmicos producidos por la traccion y por la compresion en los sólidos. Los resultados dados por las fórmulas han sido plenamente justificados por experimentos tan difíciles como delicados. Estos trabajos, cuyo valor por hoy es puramente científico hacen comprender cuán poderosa arma de investigacion científica ha puesto la Termodinámica en manos de los físicos.

Al nombre de Joule y al de William Thomson debemos unir, por sus comprobaciones experimentales sobre este asunto, el de Edlund.

### CALOR DE VAPORIZACION DE UN LÍQUIDO.

Hé aquí un problema interesante y de grandísimo valor práctico que tampoco podia resolver racionalmente la Física: la determinacion del valor del calor de vaporizacion de un líquido cualquiera á una temperatura determinada, ó lo que es lo mismo: la determinacion de la cantidad de calor que necesita un kilogramo de un líquido determinado, que se supone ya elevado á la temperatura absoluta  $T$  y colocado á la presion  $p$  (que corresponde á la saturacion á  $T$ ), para reducirse

completamente á vapor que tenga esas mismas temperatura  $T$  y presion  $p$ , y por lo tanto saturado.

Para que se pueda comprender y apreciar en su inmenso valor el gran adelanto que al resolver este problema ha hecho la Física, gracias á la Termodinámica, bastará recordar que Regnault, fisico eminente y habilisimo experimentador, despues de un paciente y largo trabajo experimental, sobre un solo liquido, el agua, no ha podido hacer mas que reunir los datos para llegar á la fórmula empirica siguiente.

$$L=606,5-0,695 t-0,00002 t^2-0,0000003 t^3$$

en la cual  $L$  representa el calor de vaporizacion del agua á la temperatura  $t$  (ordinaria, no absoluta). Compárese ese resultado con el que ofrece la fórmula *racional* siguiente obtenida por Clausius, *para cualquier liquido*, por medio del segundo principio de la Termodinámica ó teorema de Carnot:

$$L=AT(v'-v)\frac{dp}{dT} \dots \dots \dots (15)$$

En la cual  $v$  representa el volumen de un kilogramo del liquido de que se trate á la temperatura absoluta  $T$  y presion  $p$  correspondiente á la saturacion á aquella temperatura. La letra  $v'$  representa el volumen de un kilogramo de vapor saturado á dicha temperatura  $T$ ;  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$  es el primer coeficiente diferencial de la presion ó tension con relacion á la temperatura, coeficiente diferencial que se obtendrá de la relacion que ligue á  $p$  con  $T$  en el vapor del liquido de que se trate. Clau-

sius tiene la gloria de haber deducido antes que nadie la ecuacion (15). Llegó á ella cuando publicaba sus primeros trabajos de aplicacion de las leyes de la Termodinámica, en el año de 1850. Es verdad que Clapeyron habia llegado antes á obtenerla, pero de un modo incompleto, representando por una letra el producto  $AT$  que entra en la fórmula (15) y dejándole sin determinar. Clapeyron sabia que esa espresion que dejaba sin determinar, era una funcion de la temperatura, y la dió el nombre de *funcion de Carnot*. No debe confundirse sin embargo esta espresion con la  $\left(\frac{1}{T}\right)$  á quien Thomson tambien ha dado el nombre de *funcion de Carnot*.

TEMPERATURAS ABSOLUTAS.==CERO ABSOLUTO DE CALOR Ó DE  
TEMPERATURAS.

La antigua hipótesis del calor que consideraba á este agente como un fluido imponderable material que existia unido á la materia ponderable de los cuerpos, y que podia abandonarlos en parte produciendo así el enfriamiento de estos, admitia que para llevar un cuerpo al cero absoluto de calor era preciso privarle de todo el fluido calórico.

La Termodinámica, al robustecer y casi elevar la nueva hipótesis del calor á la categoría de teorema demostrado, ofrece el medio de llegar fácil y naturalmente á la consideracion del cero absoluto de calor, haciendo cero la velocidad de aquellos invisibles movimientos atómicos que constituyen el calor, como llega el mecánico á la consideracion del reposo de un cuerpo, haciendo cero la velocidad con que se movia. Al llegar á esta conclusion ocurre naturalmente esta pregunta. *¿Cuál seria la temperatura que marcaria un termómetro de aire con*

*escala centigrada, si fuera posible colocarlo en el cero absoluto de calor?* Imposible es contestar exactamente la pregunta, por lo complicada que es *en realidad* la ley de dilatacion del aire, siendo como es, su coeficiente de dilatacion una cantidad, no constante como ordinariamente se supone, sino funcion de la temperatura, y por lo tanto variable con ella. William Thomson ha hecho grandes trabajos para hallar esa hasta hoy desconocida funcion, pero sin conseguirlo. Admitiendo, como una aproximacion suficiente para las necesidades de la práctica, la constancia del coeficiente de dilatacion del aire, es fácil hallar cual es la temperatura del termómetro de aire que corresponderia á la presion cero ó fuerza elástica cero del aire; y se encuentra para valor de dicha temperatura del cero absoluto —273 *grados centigrados*.

Contando las temperaturas á partir del cero absoluto, y representando por  $T$  la temperatura absoluta de un cuerpo, y por  $t$  su temperatura ordinaria, espresadas ambas en grados centigrados tendremos . . . . .  $T=273+t$ .

Diferenciando esa ecuacion resulta. . . . .  $dT=dt$ .

De donde resulta, que en las fórmulas diferenciales se puede sustituir  $dT$  por  $dt$  y viceversa. El empleo de las temperaturas absolutas simplifica mucho las fórmulas de la Termodinámica. Nosotros las representamos siempre en esta Memoria por  $T$  mayúscula y por  $t$  minúscula las ordinarias.

Claro es, en virtud de lo expuesto, que el tomar como temperatura del cero absoluto la de —273 grados centigrados es solamente una aproximacion suficiente para la práctica; como tampoco es mas la relacion  $T=273^\circ+t$ , que permite pasar de las temperaturas absolutas á las ordinarias y recíprocamente. En realidad  $T$  es una funcion complicada y hasta hoy desconocida de  $t$ . Dicha funcion seria hoy conocida, si hubieran te-

nido éxito los trabajos de William Thomson para hallar la funcion de Carnot, ó sea  $\frac{1}{T}$ .

#### CALOR ESPECÍFICO DE LOS VAPORES SATURADOS.

Principiaremos por definir lo que es este coeficiente que no debe confundirse ni con el calor específico del vapor á presion constante, ni con el calor específico del vapor á volumen constante. Este nuevo coeficiente ha sido introducido por primera vez en Termodinámica por Clausius, en 1850.

Consideremos un kilogramo de un vapor cualquiera, saturado á la temperatura  $T$ , y á la presion *correspondiente*  $p$ . Representemos por  $dQ$  la cantidad infinitamente pequeña de calor que hay que comunicar á ese vapor, para que, *sin dejar de estar saturado*, se eleve á la temperatura  $(T+dT)$ . Claro es que durante la transformacion, la presion es *variable*. Pues bien: la relacion finita de los incrementos diferenciales  $dQ$  y  $dT$ ,

ó sea el coeficiente diferencial  $\left(\frac{dQ}{dT}\right)$  es lo que se llama *calor específico del vapor saturado*. Lo representaremos por  $c'$ . Necesitamos ahora definir otro nuevo coeficiente relativo al liquido cuyo vapor se estudia, y que hace respecto al liquido el mismo papel que  $c'$  respecto al vapor. Definamos este otro coeficiente. Consideremos un kilogramo del liquido á la temperatura  $T$  y presion *correspondiente*  $p$ . (Las letras  $p$  y  $T$  representan como antes, la temperatura y presion ó tension correspondiente en el vapor saturado del liquido que se considere). Representemos por  $dQ'$  la cantidad infinitamente pequeña de calor que necesita absorver ese kilogramo de liquido para pa-

sar de  $T$  á la temperatura  $(T+dT)$ , *variando* durante esa transformacion elemental la presion que sufre el liquido desde su valor primitivo  $p$  correspondiente á  $T$  hasta el correspondiente á  $(T+dT)$ . La relacion finita ó coeficiente diferencial  $\left(\frac{dQ'}{dT}\right)$ , es lo que llamaremos ahora calor específico del liquido á la temperatura  $T$  y bajo la presion *variable*  $p$ . Este calor específico del liquido, en estas especiales condiciones, no ha recibido hasta ahora nombre especial en Termodinámica. Nosotros lo representaremos por la letra  $C'$ , y no debemos confundirlo con el calor específico del liquido á la temperatura  $T$  y bajo la presion *constante*  $p$ , que es el calor específico ordinario que traen las tablas de Física y que representaremos siempre en todo lo que sigue por la letra  $C$ .

Clausius obtuvo por primera vez el valor de  $c'$ , ó sea el valor del *calor específico de un vapor saturado á la temperatura  $T$*  (cualquiera) *y presion correspondiente  $p$* , dándonoslo en la fórmula siguiente:

$$(16). \quad \dots \dots \dots c' = C + \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}$$

Fórmula en la cual sabemos lo que cada letra representa, porque conservamos siempre las mismas notaciones.  $L$ , representa, como ya hemos dicho en otra parte, el calor de vaporizacion del liquido á cuyo vapor se quiera aplicar la fórmula. Es verdad que en esa fórmula entra  $C'$  que es imposible determinar directa y experimentalmente; pero Clausius ha encontrado una relacion sencilla y práctica entre  $C$  y  $C'$ ; y como  $C$  es el calor específico del liquido á presion constante, número que dan las tablas y que es accesible á la experimentacion directa en caso de necesidad, resultará conocido el va-

lor de  $C'$  para el líquido de que se trate. Hé aqui como la ecuacion (16), que parecia á primera vista que no era susceptible de aplicacion, podrá servir, como ha servido á Clausius, primero, y despues á Zeuner á Dupré y á Combes, para aplicaciones de la mayor importancia segun verá inmediatamente el lector.

Clausius, autor de la importantísima fórmula (16), la aplicó él mismo al vapor de agua, y obtuvo los sorprendentes resultados que consignamos en la siguiente tabla, porque se prestan á consideraciones de mucha trascendencia y de inmenso valor práctico.

CALORES ESPECÍFICOS DEL VAPOR DE AGUA SATURADO.

Á cero grados. . . .	$c'$ vale. . . .	— 1,916
á 50 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	— 1,465
á 100 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	— 1,133
á 150 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	— 0,879
á 200 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	— 0,676

Nadie, antes que Clausius lo dedujera, y manifestára los números que en esta tabla consignamos, hubiera creído *que el calor específico del vapor de agua saturado tenia un valor negativo* á todas las temperaturas á que empleamos el vapor

en las máquinas movidas por este agente. De tan inesperado resultado se deduce que si una porcion de vapor de agua saturado y seco, sufre entre  $0^{\circ}$  y  $200^{\circ}$  una expansion elemental, *sin recibir ni perder calor alguno* (sin variacion de calor), *este vapor se condensará en parte*: y si dicho vapor saturado y seco, sufre, en las mismas condiciones, una compresion elemental, *se sobre-calentará*, esto es, dejará de estar saturado, tomando una temperatura mas elevada que la que corresponde á su presion ó tension. Estos resultados estaban en completa contradiccion con lo que la imperfecta teoria de los vapores enseñaba á los fisicos.

Pero aun hay mas. Con la misma fórmula (16) de Clausius, que sirvió á este eminente fisico para calcular la tabla anterior referente al vapor de agua, han formado Zeuner, Dupré y Combes tablas análogas para otros vapores, como el de sulfuro de carbono, el de acetona, el de éter, el de benzina, el de clorofor-  
mo, el de cloruro de carbono; y han obtenido los importantes resultados que siguen:

PRIMERO.—Entre  $0^{\circ}$  y  $160^{\circ}$  el calor específico  $c'$  del vapor saturado del sulfuro de carbono, es *constantemente negativo*, como el del vapor de agua.

SEGUNDO.—Entre  $0^{\circ}$  y  $120^{\circ}$  el calor específico  $c'$  del vapor de éter, saturado, es *constantemente positivo*; y varia desde  $+0,416$  que corresponde á cero grados, hasta  $+0,433$  que corresponde á  $120$  grados.

TERCERO.—Entre  $0^{\circ}$  y  $210^{\circ}$ , el vapor de benzina ofrece el resultado siguiente:

á cero grados. . . .	$c'$ vale. . . .	$-0,455$
á 70 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	$-0,038$
		— <i>temperatura de inversion</i> —
á 140 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	$+0,048$
á 210 grados. . . .	$c'$ vale. . . .	$+0,415$

Estos resultados hacen ver que si se completan las tablas para todos los vapores *todas presentarán el fenómeno notabilísimo del cambio de signo del calor específico  $c'$* , que nos presenta la benzina. La temperatura que corresponde en cada vapor á este cambio de signo se ha llamado *temperatura de inversion*.

La última tabla demuestra que *la temperatura de inversion* de la benzina está comprendida entre los 70 y los 140 grados centígrados. Fácil es, por otra parte, obtener *directamente* la temperatura de inversion para un vapor de un líquido cualquiera, por medio de la ecuación (16). Basta para ello despejar en dicha fórmula á  $T$ , poniendo cero en lugar de  $c'$ . El valor de  $T$ , así obtenido es la temperatura de inversion contada á partir del cero absoluto. Restando del valor obtenido para  $T$  el número 273 se tendrá la temperatura de inversion contada á partir del cero ordinario.

De lo expuesto resulta que el vapor saturado de éter producirá entre  $0^\circ$  y  $120^\circ$ , fenómenos *diametralmente opuestos* á los que ofrece el vapor de agua saturado entre  $0^\circ$  y  $200^\circ$ , cuando se sometan ambos vapores á una pequeña expansión ó á una pequeña compresión; porque el primero tiene un calor específico *positivo* y el segundo *negativo*. Así, una expansión que en el vapor de agua saturado produce una condensación parcial, en el vapor de éter saturado producirá al contrario, una desaturación, y el vapor se sobre-calentará: una compresión que en el vapor de agua saturado producirá desaturación, en el vapor de éter producirá condensación parcial.

En general, y para un mismo líquido, podemos decir: «Una pequeña expansión de un vapor saturado producirá condensación parcial, si á la temperatura á que se opera, el calor específico  $c'$  es negativo: pero si este fuere positivo, se producirá desaturación. Una pequeña compresión producirá desaturación, si se opera á una temperatura que corresponda á

»un valor negativo del calor específico  $c'$ ; y producirá condensacion parcial si se opera á una temperatura para la cual  $c'$  sea positivo. Una ligera expansion ó compresion no producirá efecto alguno ni de condensacion ni de desaturacion, si se opera á *la temperatura de inversión.*»

Ante la magnitud, la novedad y la trascendencia de semejantes resultados, debidos á la aplicacion de la segunda ley ó principio de la Termodinámica, pálido fuera cuanto agregásemos. La experiencia ha confirmado plenamente, como no podia menos de suceder, las conclusiones de la teoría. Hirn llenó un ancho tubo de metal cerrado en sus extremos por cristales planos, con vapor de agua saturado y seco. Sometió este vapor á una expansion, dejando salir una parte á la atmósfera, y *vió llenarse el tubo de niebla*, ó lo que es lo mismo, *vió la condensacion del vapor*. El mismo Hirn hizo el inverso experimento con el éter en vapor saturado y seco: produjo una compresion sobre dicho vapor, y vió la niebla que acusaba la condensacion parcial del vapor de éter.

Ignorando todos los fisicos, antes del nacimiento de la Termodinámica, estas leyes á que obedecen los vapores saturados, estaban en la imposibilidad de comprender completamente y en todos sus detalles el juego del vapor en las máquinas movidas por este agente. De aquí el error del sabio M. Regnault al calcular la cantidad de calor que realmente se utilizaba en las máquinas de vapor, y que estimó ó calculó muy por bajo de la verdad, como veremos en la *Parte tercera* de esta *Memoria*.

Puede pues decirse que el conocimiento *racional y completo* que hoy podemos tener de las máquinas de vapor, á la Termodinámica lo debemos.

Reflexiónese un poco en la inmensa diferencia que hay entre admitir que el vapor al sufrir la expansion en el cilindro de la máquina se dilata segun la ley de Mariotte (lo cual es falso no solamente para el vapor, sino hasta tratándose de un gas perfecto, porque en la expansion hay trabajo externo producido, y por lo tanto enfriamiento, y entonces no es aplicable una ley que supone la temperatura constante), y considerar á este complicado fenómeno con arreglo á las leyes que de lo expuesto se deducen: reflexiónese un poco sobre esta inmensa diferencia, y veremos la confirmacion de lo que al principio del párrafo decíamos. Conocíamos la máquina de vapor, pero de un modo que tenia mucho de *empírico*; y Wat con su dinamómetro indicador del trabajo, y Pambour con su teoría no podían aspirar nunca á darnos el conocimiento racional del juego del vapor que nos dá hoy la Termodinámica. (*Zeuner, teoría mecánica del calor con sus aplicaciones á las máquinas*). Creíase antes en Física que una máquina de vapor de éter funcionaria con arreglo á las mismas leyes que una máquina de vapor de agua, y la Termodinámica ha venido á demostrar, que la expansion en ambas máquinas producirá en cierta proporción, efectos opuestos.

LEY DE LA EXPANSION ELEMENTAL DE UN VAPOR SATURADO Y SECO,  
SIN VARIACION DE CALOR.

Esta importante ley viene espresada por la fórmula siguiente:

$$(17) \dots\dots\dots Ldm' + m'c'dT=0$$

En la cual  $m'$  representa el peso del vapor saturado sobre que se opera la expansion elemental.  $L$ , el calor de vaporiza-

cion del cuerpo que se considere, agua, éter, benzina, cloriformo etc.  $c'$  el calor específico del vapor saturado sobre que se opere, con el signo que tenga á la temperatura  $T$ .

$T$ , la temperatura absoluta del vapor saturado y seco que se somete á la expansion, sin variacion de calor.  $dm'$  representa la cantidad infinitamente pequeña de vapor que se condensa, ó de liquido que podría reducirse á vapor, si hubiese liquido en presencia del vapor.

LEY DE LA EXPANSION FINITA DE UN VAPOR SATURADO Y SECO, SIN VARIACION DE CALOR. La integracion de la ecuacion diferencial (17), que dá la ley de la expansion elemental, ha permitido á Clausius y á varios otros fisicos pasar á la ley de la expansion finita; y obtenida esta, se ha podido con su auxilio obtener *la verdadera fórmula del trabajo de la expansion en una máquina de vapor*. Estos importantes trabajos se encuentran en la quinta Memoria de Clausius, publicada en 1856. Hoy es fácil proporcionarse cualquiera de sus Memorias, puesto que se ha publicado la coleccion completa.

#### FUSION DE LOS CUERPOS.

La fórmula (15) de Clausius que es  $L=AT(v'-v)\frac{dp}{dT}$ ,

es general, y no solamente se aplica como hemos visto ya al cambio ó paso de estado de los cuerpos de liquido á vapor, sino tambien al fenómeno de la fusion. Aplicada á este caso,  $T$  y  $p$  representan respectivamente la temperatura absoluta de fusion y la presion externa que se ejerce sobre la superficie del

cuerpo durante la fusion:  $v'$  representa el volumen de un kilogramo del líquido de que se trate á la temperatura  $T$  y presión  $p$ :  $v$  representa el volumen de un kilogramo del sólido que se funde á dichas temperaturas y presión.

$L$ , representa el calor de fusion, que es lo que buscamos.

De la consideracion de esa fórmula se deduce que así como la temperatura de vaporizacion de un líquido depende de la presión, la temperatura de fusion de un sólido también dependerá de la presión. Aplicando al agua las sencillas consideraciones que de la fórmula (15) se desprenden al comparar los signos de  $(v'-v)$  y de  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$ , dedujo James Thomson que todo aumento de presión debe producir una disminucion en la temperatura de la congelacion del agua. En efecto; para el agua se verifica que  $(v'-v)$  es negativo, puesto que aumenta de volumen al congelarse; luego  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$  ha de ser negativo, toda vez que el segundo miembro de la fórmula (15) es positivo siempre. El valor negativo de  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$  prueba que para un incremento positivo de la presión  $p$ , corresponde un incremento negativo de la temperatura  $T$ , ó sea un decremento.

Clausius llegó á la misma conclusion que James Thomson, generalizándola; pero Thomson habia anunciado tan notable fenómeno para el agua desde el año de 1849. William Thomson, Mousson y Bunsen, han comprobado experimentalmente esas consecuencias de la Termodinámica. Pero aun hay mas. Como muchos cuerpos, al revés que el agua, disminuyen de volumen al solidificarse, resulta que para estos cuerpos, la cantidad  $(v'-v)$  es positiva; y por lo tanto  $\left(\frac{dp}{dT}\right)$  también lo ha de ser, puesto que positivo ha de ser siempre el segundo miembro de la ecuacion (15). De modo

que para estos cuerpos tendremos un resultado contrario al que ofrece el agua. Así es que un aumento de presión que hace descender la temperatura de congelación del agua, eleva la temperatura de solidificación de la parafina, y en general, elevará la temperatura del cambio de estado en todos aquellos cuerpos que, como la parafina, disminuyan de volumen al solidificarse, ó lo que es lo mismo, en todos aquellos cuerpos que tengan positivo el valor  $(v'-v)$ .

Inútil es encarecer el valor científico que encierra la fórmula (15) para el estudio del fenómeno de la fusión. La Física no hubiera podido llegar á obtener el valor general del *calor de fusión de un cuerpo cualquiera, y la ley según la cual varía este calor de fusión con la presión y con la temperatura*, si la Termodinámica no hubiera dado con sus principios los necesarios medios para ello. ¿Hasta donde habían podido llegar los físicos en este asunto? Hasta determinar experimentalmente el calor de fusión de cada cuerpo en un solo caso, suponiéndolo constante. Pero dependiendo, como realmente depende el calor de fusión, de la presión y de la temperatura á que el fenómeno se verifica, se ignoraban *las leyes del fenómeno* que la Termodinámica nos ha revelado al darnos la fórmula (15).

#### DISOCIACION.

La química se ha enriquecido en estos últimos años con los descubrimientos de Sainte-Claire Deville sobre la disociación de los cuerpos. Isambert, Hautefeuille, Debray y Gernez han dado mayor extensión á los trabajos del primero. Pero á escepción de la ley de la *tensión de disociación*, análoga á la de la tensión de los vapores saturados, poco más se hubiera po-

dido adelantar en este asunto, y sobre todo en el conocimiento de las leyes de tan notable fenómeno sin el auxilio de la Termodinámica. Esta ciencia, considerando el fenómeno de la disociación como si fuese el caso mas general del cambio de estado, y aplicándole la fórmula (15) de Clausius,  $L=AT(v'-v)\frac{dp}{dT}$ ,

ha conseguido determinar *el calor de disociación*  $L$ , ó lo que es lo mismo, *el calor de combinación* á una temperatura cualquiera  $T$  (á que el fenómeno pueda producirse) y á una presión  $p$ , correspondiente á  $T$ . Esa misma fórmula comprende las leyes del fenómeno.

Aquí vemos á la Termodinámica iluminando con la antorcha de sus principios los mas oscuros problemas de la Química, y poniendo algunas leyes en claro, que sin aquellos principios no se hubieran descubierto.

OBSERVACION FINAL. Todas las aplicaciones precedentes de la Termodinámica en el campo de la Física, no se han obtenido por primera vez siguiendo exactamente el mismo camino que nosotros hemos apuntado. Algunas se han hecho por dos ó mas físicos siguiendo caminos algo diferentes. Cuando hemos podido escoger hemos *apuntado* el método de Clausius, mas claro aunque menos general que el de Rankine; tambien lo hemos seguido en aquellos estudios (que son muchos) en que la prioridad, la iniciativa, el primer resultado, corresponde á Clausius. Kirchhoff y Reech han expuesto dos nuevos métodos para los principios y las investigaciones de la nueva ciencia. Cada método tiene en algunos casos ventajas de generalidad, ó de claridad, ó de sencillez, ó de rapidez, que pierde en otros. La comparación de estos métodos constituiría un buen tema de análisis

matemático; pero sale completamente fuera del plan de esta Memoria destinada á la historia y exposicion de la Termodinámica y de sus principales aplicaciones bajo el punto de vista de la ciencia pura y aplicada.

---

# PARTE TERCERA.

---

## IMPORTANCIA DE LA TERMODINÁMICA EN LAS OTRAS CIENCIAS.

---

### I.

#### **La Termodinámica en el campo de la Química.**

La Termodinámica, al estudiar el fenómeno general de la transformación de un cuerpo homogéneo, simple ó compuesto, ha puesto en evidencia *el trabajo molecular* ó trabajo hecho por las fuerzas moleculares que se oponen á la aproximación y á la separación de las moléculas. Esta aproximación ó esta separación supone siempre un cierto trabajo positivo ó negativo hecho por dichas fuerzas, y correspondiente á una equivalente cantidad de calor producido ó de calor que desaparece. Y este calor es la medida de aquel trabajo por mas que las fuerzas moleculares sean, en su esencia, desconocidas.

En el mismo caso se encuentra la desconocida fuerza que se llama afinidad, como se encuentran tambien todas las fuerzas de la naturaleza. Resulta de aqui que la Termodinámica ha podido dar á la Química los principios para explicar *la significacion* y medir *el efecto* de una combinacion quimica. *En el acto de una combinacion quimica se produce calor.* ¿Qué significaba á los ojos del quimico esa produccion de calor? Imposible era contestar científicamente á esta pregunta antes del nacimiento de la Termodinámica. Esta ciencia da la contestacion clara y precisa, con la evidencia de no poder equivocarse. *Ese calor producido es el resultado natural del trabajo positivo de las fuerzas atómicas llamadas afinidades: ese calor es el equivalente de aquel trabajo.*

Pongamos un ejemplo. Los átomos mezclados de dos cuerpos simples, bajo la accion de esas fuerzas llamadas afinidades, cuya naturaleza ahora no importa desconocer, pasan de una posicion de equilibrio (la mezcla), á otra mas estable en *determinadas condiciones* que la primera (la combinacion). Para *este paso*, se efectúa un trabajo análogo en la esencia al de la gravedad cuando esta precipita un móvil desde lo alto de una montaña al valle; y así como este móvil al chocar con la tierra y encontrar mas estable posicion de equilibrio, presenta bajo la forma calorífica todo el trabajo que en él habia acumulado la gravedad durante la caida, así los átomos en la nueva posicion de equilibrio mas estable que se llama *combinacion*, presentan como calor todo el trabajo en ellos acumulado por la afinidad, durante el paso de la mezcla á la combinacion, durante lo que pudiéramos llamar *la caida de los átomos unos sobre otros*.

Esto, por lo que se refiere á la significacion del fenómeno llamado combinacion quimica, y por lo que se refiere al calor en ella producido.

Respecto á la segunda cuestion, de menos importancia científica pero de mas valor aún en el terreno de la práctica que la anterior, no hay menos que agradecer á la Termodinámica. Cierto es que ya el quimico sabrá con lo que antecede *lo que es* el antes oscurisimo fenómeno de la combinacion química, y mas todavía: sabrá que midiendo exactamente el calor producido en una combinacion, tendrá *la medida del trabajo que ha hecho la afinidad* en aquel caso particular; y por lo tanto podrá en cierto modo medir la intensidad de la fuerza, penetrando así en las entrañas mismas del fenómeno. ¿Pero cómo medir *exactamente* el calor producido? No bastan para ello los procedimientos calorimétricos que la Física ofrece. No podia la Física con sus antiguos medios hacer esa medida: ha sido preciso que venga la Termodinámica á enseñar cómo ha de medirse el calor producido en un fenómeno fisico ó químico. Todos los procedimientos calorimétricos jamás hubieran enseñado al quimico que la produccion del calor en un fenómeno va generalmente acompañada de *un trabajo externo* positivo ó negativo, que puede disminuir ó aumentar el valor *del verdadero calor producido* en una cantidad que puede ser muy grande. Y esta cantidad es menester aumentarla ó disminuirla *al calor medido*, para tener *el verdadero calor producido*, y con este, *la verdadera medida del trabajo de la afinidad*.

Y no solamente ha sido preciso que la Termodinámica enseñe todo eso, sino que se ha necesitado aun que diga cómo se reduce á calor, cómo se valúa en calorías ese trabajo externo positivo ó negativo que á la combinacion química acompaña, para hacer las correcciones en consecuencia. Ha sido preciso, en una palabra, que dé el equivalente mecánico del calor.

El fenómeno de la combinacion química no es hoy mas os-

curo á los ojos del químico que lo es á los del físico el calor producido en la compresión de un gas, ó á los del mecánico el calor desarrollado en el choque de dos cuerpos no elásticos. ¡Triunfo sorprendente de la nueva ciencia! La Termodinámica ha establecido un lazo estrecho é indisoluble entre la Mecánica y la Química. Al ver tales resultados, ¿qué tiene de extraño que Hirn exclame en su último libro presentado en 1868 á la Academia de ciencias de París: «Sans aucun doute, d'ici à peu d'années, la chimie, qui semblait une science de faits et de mémoire, sera abordable à l'analyse mathématique?»

La Termodinámica ha sentado el principio siguiente, de inmensa importancia en Química. El trabajo producido por las afinidades en una combinación química *A*, podrá utilizarse con éxito, bajo la forma de calor ó de electricidad, en descomponer un compuesto *B*, si el trabajo positivo de la reacción *A* fuese mayor en valor absoluto que el trabajo negativo correspondiente á la descomposición *B*; pero no sucederá así cuando el primer trabajo fuese inferior al segundo. Principio es este tan evidente, como que de no admitirlo se seguiría la posibilidad del movimiento continuo, ó sea la de crear un trabajo de la nada.

Y como según hemos visto, los trabajos de las afinidades ó fuerzas atómicas están medidos por el *verdadero calor producido*, resulta que conociendo *los calores de combinación* sabremos a priori si el acto de tal combinación podrá ó no podrá utilizarse para producir tal descomposición.

Así se comprende y se explica fácilmente que la corriente eléctrica producido por un elemento voltáico formado de zinc, cobre y agua acidulada por el ácido sulfúrico, sea incapaz de descomponer el agua; incapacidad cuya racional explicación no se ha tenido hasta que la han dado los principios de la Termodinámica. Un equivalente de zinc al disolverse en el ácido sulfúrico diluido desprende, ó mejor dicho, produce 18680

calorías; mientras que un equivalente de hidrógeno al combinarse con el oxígeno produce 34460 calorías: luego el querer descomponer el agua con un elemento de Daniell equivale á querer encontrar el movimiento continuo.

Basta lo que dejamos expuesto y lo que apuntamos al tratar de la *disociacion* sin descender á detallar las aplicaciones especiales que ya se han hecho de los principios de la Termodinámica á algunas reacciones químicas, para juzgar de la importancia que tiene la nueva ciencia en el inmenso campo de la Química moderna.

---

## II.

### **La Termodinámica en el campo de la Mecánica aplicada.**

La Termodinámica ha roto el tupido velo con que se encubría á los ojos del mecánico la naturaleza de aquellas antiguas fuerzas resistentes llamadas *resistencias pasivas*, que comprendían principalmente la rigidez de las cuerdas y correas, los choques, y sobre todo *el rozamiento*. Sabíase que esas resistencias pasivas absorbían en nuestras máquinas una parte del trabajo motor; pero ¿de qué modo se hacia esta absorcion ó este aniquilamiento de una parte de dicho trabajo? ¿Cómo el rozamiento absorbe ó aniquila una parte del trabajo motor? ¿Era acaso, como se creyó en un principio, por un efecto del desgaste, de la desagregacion de los cuerpos frotantes? No; porque este desgaste puede reducirse casi á la nada, sin que por esto pueda aminorarse en la misma proporcion el trabajo absorbido por el rozamiento. ¿Era acaso producida la pérdida ó absorcion del trabajo motor por una accion molecular entre los cuerpos frotantes? No; porque esta explicacion es mecánicamente absurda. Al cabo de una revolucion completa entre los dos cuerpos ó las dos piezas de la máquina frotantes (por ejemplo, un gorrón en su cojinete), las moléculas de ambas piezas han vuelto á ocupar las mismas posiciones relativas que tenian al empezar dicha revolucion; luego el trabajo definitivamente hecho en el periodo de la revolucion, por esas

fuerzas ó acciones moleculares (suponiendo que existiesen, sería rigurosamente nulo.

La parte del trabajo motor de una máquina, que se perdía para el mecánico, la encuentra el físico convertida en calor, como enseña la Termodinámica: el movimiento visible de rotación ó translación de las piezas frotantes, se ha transformado en parte en aquellos movimientos invisibles de la materia, que caracterizan el calor. Ahora puede el mecánico establecer la ecuación general del trabajo en una máquina, no con una ficción, como antes lo hacía, ficción solamente buena para la práctica, sino con una realidad equivalente á aquella ficción.

¿Quién le había de decir á Prony, cuando inventaba su freno dinamométrico y establecía su fórmula para hallar por el trabajo absorbido por el rozamiento el *trabajo de la máquina*, que ese cálculo podría ser reemplazado ó sustituido por un cálculo calorimétrico, ó sea por un calorímetro que midiese el calor desarrollado en el freno? Pues esto puede hacer, á esto conduce la Termodinámica. Nada tendría de extraño que mañana viésemos un inventor que utilizando lo que la nueva ciencia enseña, inventase un cómodo y sencillo instrumento, una especie de freno térmico, donde un *termómetro* acusase el trabajo que hay utilizable en una máquina cualquiera.

Si se nos permite hablar en este momento sin la rigurosa exactitud científica (para evitar prolijos detalles y frases aclaratorias sobre el trabajo molecular y el externo que el lector mismo puede fácilmente suplir), podemos decir: que conocido el caudal de un salto de agua, y suponiendo iguales las velocidades del agua antes y un poco después de la caída, el aumento de temperatura que tendrá el agua de abajo sobre la de arriba, dará la medida del trabajo disponible en ese salto; puesto que este aumento de temperatura está en relación determinada y conocida con la altura de caída. Suponiendo que la velocidad con que entra el agua por arriba en un motor hi-

dráulico, sea igual á la velocidad con que sale por abajo, puede decirse que el aumento de temperatura que tome el agua al pasar por el motor dá la medida del trabajo que el motor pierde. El motor en el cual el agua no se calentase nada, seria el mejor motor posible. Estas últimas consideraciones podrán acaso estar desprovistas de un interés práctico, por la dificultad que habria en apreciar diferencias casi insensibles de temperatura, y por las causas de error anexas al fenómeno; pero tienen indudablemente muy grande interés científico: lo tienen inmenso para demostrar en todos los terrenos la transformacion del trabajo en calor y al revés, y para hacer ver que no puede disminuir la energía total del universo, como dice Rankine: para hacer ver que el trabajo ó la fuerza viva se transforman, pero no pueden aniquilarse nunca.

#### CALOR UTILIZADO EN LAS MÁQUINAS DE VAPOR.

Pasemos ahora á otra cuestion importantisima que yacia en las tinieblas de la mas profunda oscuridad, y que ha sido completamente esclarecida por la aplicacion de los principios de la Termodinámica.

De la cantidad de calor que recibe del hogar el vapor de una máquina de vapor, ¿qué fraccion utiliza la máquina?

Hé aquí una pregunta que se ha contestado mal hasta que la nueva ciencia ha dado los medios para contestar. El eminente fisico M. Regnault dió una fraccion tan pequeña para el calor utilizado, que causó asombro, y que á ser cierta, era la condenacion teórica del motor. Cualquiera que en aquella época hubiera conocido la relacion de equivalencia entre el calor y el trabajo, y la hubiera aplicado á la máquina de vapor, hu-

hubiera comprendido que los cálculos de M. Regnault no podían aplicarse con exactitud al juego del vapor en dicha máquina: hubiera comprendido que algo muy importante pasaba en la máquina que no se tenía en cuenta en el cálculo de M. Regnault: hubiera visto que este se equivocaba en más de un doble. Pero esto no podía verse ó comprenderse entonces porque faltaba el conocimiento del principio de la equivalencia. Cuando Hirn, en los experimentos que en la Primera parte de esta Memoria dejamos reseñados, encontró experimentalmente la diferencia entre la cantidad de calor tomada por el vapor en la caldera, y la cantidad de calor abandonada por este en el condensador, y dividió esa diferencia por la primera cantidad, encontró una fracción *mas que doble* de la calculada por Regnault.

¿De qué provenía semejante diferencia entre la fracción calculada por el autor de los mejores y más completos estudios que se han hecho sobre el vapor de agua, y la fracción encontrada experimentalmente por Hirn? De que M. Regnault, como todos los físicos, ignoraba que el vapor, al sufrir la expansión, *se condensaba en parte*; y este calor producido en esa condensación parcial, *y que se convertía en trabajo*, no podía volver á aparecer en el condensador, como suponían Regnault y todos los físicos que ignoraban aquella conversión.

#### MÁQUINAS TÉRMICAS.

COEFICIENTE ECONÓMICO DE LAS MÁQUINAS TÉRMICAS.

COEFICIENTE ECONÓMICO DE LA MÁQUINA IDEAL DE CARNOT.

Cuando en la Parte primera de esta Memoria, describimos el ciclo de Carnot, formado por dos líneas isotérmicas y dos

líneas adiabáticas, vimos que el trabajo externo producido por un cuerpo que recorriera ó que sufriera las transformaciones de dicho ciclo, venía dado por la fórmula (7) página 53, que es la siguiente:

$$K=425 (Q-Q');$$

en la cual  $K$  representa el trabajo exterior que hace el cuerpo al recorrer la evolución llamada ciclo de Carnot;  $Q$  representa la cantidad de calor expresada en calorías, que el cuerpo toma del hogar,  $Q'$ , la cantidad de calor, en calorías, que el cuerpo cede al refrigerante. La cantidad de calor que desaparece en el ciclo, *que es la que se convierte en trabajo ó que se utiliza*, es  $(Q-Q')$  Dividiendo  $(Q-Q')$  por  $Q$  se tiene la relación entre el calor utilizado y el calor total gastado en el ciclo. Esta relación  $\left(\frac{Q-Q'}{Q}\right)$ , que siempre será menor que la unidad, y que representa la fracción del calor total que se utiliza, se llama *coeficiente económico del ciclo*. Y si construyésemos una máquina en la cual una masa de aire, por ejemplo, sufriese *exactamente* las transformaciones del ciclo de Carnot,  $\left(\frac{Q-Q'}{Q}\right)$  sería *el coeficiente económico de la máquina*. Supongamos que esta máquina, tipo ideal al cual se refieren todas las máquinas térmicas, se ha construido, y llamémosla en todo lo que sigue *Máquina de Carnot*. Según hemos visto en la página 53, representando por  $T$  la temperatura más alta del cuerpo que recorre el ciclo de Carnot (la masa de gas, por ejemplo), y por  $T'$  la temperatura más baja de dicha masa de gas, tenemos entre  $Q$ ,  $Q'$ ,  $T$  y  $T'$  la siguiente relación:

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{T}{T'}$$

De donde se deduce,

$$\frac{Q-Q'}{Q} = 1 - \frac{T'}{T}$$

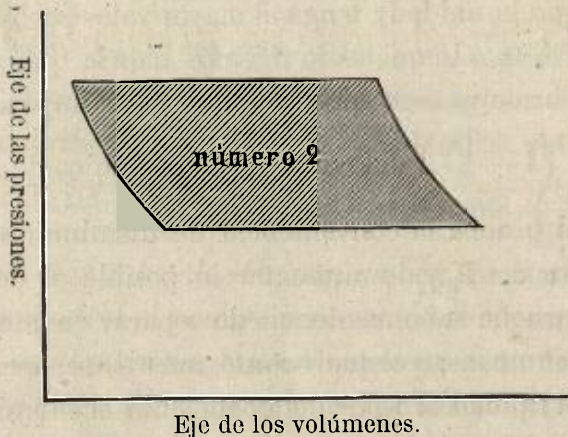
Traduciendo estos resultados al lenguaje ordinario, podemos decir: *que el coeficiente económico de la máquina de Carnot es conocido en cuanto se conocen las temperaturas absolutas  $T$  y  $T'$  entre las cuales funciona la máquina: que para hallar este coeficiente, no hay mas que restar de la unidad la relación de la temperatura absoluta mas baja à la mas alta.*

Para conseguir que este coeficiente económico (que es siempre menor que la unidad), tenga el mayor valor posible, habria que hacer  $T'=0$ ; ó lo que es lo mismo, habria que enfriar el refrigerante hasta el cero absoluto, lo cual es imposible. Pero la espresion  $\left(1 - \frac{T'}{T}\right)$  del coeficiente económico de la máquina de Carnot prueba la conveniencia de disminuir cuanto se pueda el valor de  $T'$  y de aumentar lo posible el de  $T$ , ó de otro modo: prueba la conveniencia de separar cuanto se pueda dichas temperaturas; porque cuanto mas se separen mas se acercará à la unidad el valor del coeficiente económico y mas perfecta será la máquina. Ahora bien; la máquina ideal de Carnot que realice exactamente el ciclo de este géometra, no puede construirse. Dificilmente se puede llevar al terreno de la práctica el ciclo formado por dos rectas paralelas al eje de

las presiones y por dos líneas isotérmicas como indica la ad-  
junta figura número 1, que es uno de los sistemas propuestos



por Stirling, aplicándolo á una masa de aire, ó bien el sistema  
(uno de los estudiados por Ericsson) á que se refiere el ciclo  
número 2, formado por dos rectas paralelas al eje de los volú-



menes, y por dos líneas isotérmicas. Pero ni aún estos ciclos  
son en rigor realizables con alguna exactitud en la práctica.

Si fuera posible que las máquinas de aire caliente realizasen esos ciclos, tendrían el coeficiente económico de la máquina ó del ciclo de Carnot que es, como se demuestra en Termodinámica, *el coeficiente económico máximo, al cual podrá llegar el coeficiente de algunos ciclos, mas nunca podrá excederlo.*

Hay dos ciclos, menos ventajosos bajo el punto de vista teórico, pero mas susceptibles de realizarse con exactitud en la práctica, de que debemos ocuparnos. El primero, de Stirling, se forma con dos rectas paralelas al eje de las presiones y dos líneas adiabáticas. Lo recorre una masa de aire. El cálculo da para esta máquina el coeficiente económico  $\left(1 - \frac{T'}{T_1}\right)$ , en el cual  $T'$  representa la temperatura mas baja que toma (al recorrer el ciclo) la masa de aire, y  $T_1$  representa una temperatura intermedia entre la mas baja que es  $T'$  y la mas alta que siempre la representaremos por  $T$ . Observemos que este coeficiente económico de la máquina Stirling  $\left(1 - \frac{T'}{T_1}\right)$  es menor que el de Carnot  $\left(1 - \frac{T'}{T}\right)$ , puesto que  $T_1$  es menor que  $T$ .

El segundo ciclo, de Ericsson, está formado por dos rectas paralelas al eje de volúmenes y por dos líneas adiabáticas, y ofrece un resultado análogo al de la máquina Stirling.

La máquina ideal de Carnot es pues el tipo de la máquina térmica perfecta. El trabajo que teóricamente podría producir es el total disponible, ó de otro modo: el máximo trabajo que puede hacer un cuerpo al cual se comunican  $Q$  calorías, recorriendo un ciclo entre las temperaturas extremas fijas  $T$  y  $T'$  será  $425 \left(1 - \frac{T'}{T}\right) Q$ . Por esto se comparan con el coeficiente económico de la máquina de Carnot los de todas las máquinas térmicas, como vamos á ver.

Tomemos como ejemplo la máquina Stirling funcionando con arreglo al ciclo formado por dos rectas paralelas al eje de las presiones y por dos líneas adiabáticas. Su coeficiente económico es  $\left(1 - \frac{T'}{T_1}\right)$ . Divídase este coeficiente económico por el de la máquina de Carnot que es  $\left(1 - \frac{T'}{T}\right)$ , y se tendrá un número menor que la unidad (porque  $T_1$  es menor que  $T$ ) y con el cual se apreciará el grado de perfección de la máquina Stirling bajo el punto de vista teórico. Cuanto más se aproxime ese número á la unidad, mejor será la máquina. *Este número* ha sido llamado por Hirn *rendimiento específico de la máquina*. El trabajo teórico total que podría producir la máquina de Stirling es  $425 Q \left(1 - \frac{T'}{T_1}\right)$ , siendo  $Q$  la cantidad de calor que se comunica al cuerpo que recorre el ciclo.

El coeficiente económico de una máquina es una expresión general, dentro de la cual caben muchos coeficientes económicos particulares.

Tomemos como ejemplo la máquina Stirling de que acabamos de hablar. Su coeficiente económico general es  $\left(1 - \frac{T'}{T_1}\right)$ .

Pues sin cambiar esta expresión algebraica general, (ó lo que es lo mismo, sin cambiar la esencia del ciclo) puede recibir muchos valores particulares, porque podemos disponer entre ciertos límites de la temperatura  $T_1$ . Désele pues á  $T_1$  el valor que haga un máximo el trabajo externo  $425 (Q-Q')$  y habremos hecho la máquina, *dentro del sistema*, lo más perfecta posible. En efecto; permaneciendo constante la temperatura  $T'$  del refrigerante y la máxima  $T$  del cuerpo, el mayor valor que puede tomar la expresión  $425 (Q-Q')$  corresponderá á un cierto valor de  $T_1$  que será  $\sqrt{TT'}$ , como se vería fácilmente haciendo los cálculos. Sustituyendo este valor de  $T_1$  en

la espresion del coeficiente económico  $\left(1 - \frac{T'}{T_1}\right)$  se encuentra que el coeficiente mas favorable que pueda tener dicha máquina de Stirling es

$$\left(1 - \sqrt{\frac{T'}{T}}\right)$$

cantidad que será el coeficiente económico máximo de esa máquina, y que sin embargo será inferior al coeficiente económico de la máquina ideal de Carnot,  $\left(1 - \frac{T'}{T}\right)$  lo cual se vé á la simple inspeccion de ambos coeficientes,

$$\left(\text{puesto que } \frac{T'}{T} < \sqrt{\frac{T'}{T}}\right)$$

y de conformidad con lo que hemos dicho: que el coeficiente económico del ciclo de Carnot es un máximo al cual podrán llegar los de otros ciclos, pero en general le serán inferiores.

De lo expuesto resulta que caben mejoras, aun dentro del mismo ciclo, (aun dentro de la misma máquina), como caben infinitas elipses y aún el círculo dentro de la fórmula general de la elipse, cuando se varían las constantes de la fórmula ó ecuacion de esta curva. Sin cambiar pues la esencia de un ciclo se puede sacar mejor ó peor partido del sistema. Estas ideas, que los estrechos límites de una Memoria permiten apuntar mas no esplanar, son de grandísima utilidad para el proyecto de una máquina térmica, para la eleccion del ciclo ó del sistema, para la distribucion de las partes, para la construcción, para la comparacion teórica de varias máquinas térmicas de un mismo sistema ó de sistemas diferentes. Solamente así, solamente apoyándose en estas consecuencias de los

principios de la Termodinámica, es como puede el inventor de una máquina térmica formar apriori un concepto racional de los resultados que podrá dar su invento, y tener, calculando el coeficiente económico de su sistema ó de su ciclo, una idea de la perfeccion de la máquina concebida, y un limite superior al cual no llegará nunca en la práctica. Así es como debe procederse en estas investigaciones, hoy que afortunadamente tenemos los medios de no ir á ciegas y por tanteos, como fueron Stirling y Ericsson, los cuales tenian que remitir al fallo de la experiencia para poderlos conocer, los resultados que podia dar cualquiera innovacion ó modificacion del ciclo.

Hoy puede el inventor de una máquina térmica, estudiando el ciclo, que es la ley de la máquina, deducir apriori el coeficiente económico de la máquina que piensa construir. Tanto como se aproxime su coeficiente económico al de la máquina de Carnot, será la máquina más perfecta, bajo el punto de vista teórico. Despues, dentro ya del sistema ó ciclo aceptado, puede buscar cual es el ciclo particular que dá mayor trabajo externo, dentro de las temperaturas fijas extremas, y con arreglo á este ciclo particular, calcular la disposicion y partes de la máquina.

Inútil es decir que el coeficiente económico *práctico* que la máquina dará luego, será inferior al teórico por las imperfecciones del *ciclo práctico*, el cual no puede nunca ajustarse exactamente al teórico porque la máquina desfigura siempre mas ó menos el ciclo ideal. Tambien contribuyen á establecer una notable diferencia entre el coeficiente económico teórico y el práctico, las pérdidas de calor al exterior y las resistencias pasivas, ó sea la conversion en calor perdido de una parte del trabajo útil de la máquina á causa de los choques y del

rozamiento. Cuando todas esas causas de disminucion del coeficiente económico se reunen exageradamente en una máquina térmica, pueden convertir una máquina teóricamente buena en prácticamente mala; pero nunca una máquina térmica teóricamente mala será prácticamente buena.

Apliquemos estas ideas á algunos casos particulares para hacer sentir aún mas el valor que tienen en la Mecánica aplicada estas magníficas consecuencias de la Termodinámica.

Hirn encontró experimentalmente el coeficiente económico de una máquina de vapor con condensador que funcionaba á las temperaturas (ordinarias) de  $146^{\circ}$  para el vapor de la caldera y de  $34^{\circ}$  para el condensador. De modo que la máquina funcionaba entre las temperaturas absolutas

$$T=273^{\circ}+146^{\circ}=419^{\circ} \text{ y } T'=273^{\circ}+34^{\circ}=307^{\circ}$$

El coeficiente económico *práctico* que encontró fué 0,12.

Apliquemos los valores de  $T$  y  $T'$  que preceden, á la máquina ideal de Carnot, y tendremos que su coeficiente económico

$$\text{teórico sería } \left(1 - \frac{T'}{T}\right) = \left(1 - \frac{307}{419}\right) = 0,26$$

En la máquina de Stirling, última que hemos considerado, suponiendo que funcionase entre las mismas temperaturas extremas  $T=419^{\circ}$  y  $T'=307^{\circ}$ ; y suponiendo que funcionase segun el ciclo que es mas favorable, el coeficiente económico teórico que es  $\left(1 - \sqrt{\frac{T'}{T}}\right)$  valdría 0,15. No se olvide que de esos tres coeficientes, el de la máquina de vapor es práctico y los otros dos teóricos. Si buscásemos el coeficiente económico teórico de esa máquina de vapor encontraríamos un número mayor

que el 0,15 de la máquina Stirling, pero menor que el 0,26 de la máquina de Carnot.

Claro está que la máquina de Stirling, la de Ericsson, y en general, todas las de aire caliente, deben funcionar entre temperaturas mucho mas distantes entre si que las que hemos supuesto. Nuestra suposicion desfavorable á las máquinas de aire caliente, ha tenido por objeto el poder compararlas con las de vapor, en condiciones análogas.

El coeficiente económico de una máquina de vapor *con expansion completa*, que se deduce del análisis del ciclo es el siguiente:

$$\frac{L\left(1 - \frac{T'}{T}\right) + C'(T - T' + T' \log. \frac{T'}{T})}{L + C'(T - T')}$$

En cuya expresion  $C'$  es el calor específico medio del agua entre las temperaturas  $T$  y  $T'$ .

$T$  es la temperatura absoluta del vapor en la caldera.

$T'$  es la temperatura absoluta del condensador.

$L$  es el calor de vaporizacion del agua á la temperatura  $T$ .

Aplicando esa expresion á una máquina de vapor que funcione entre las temperaturas (ordinarias) de 150° para el vapor y de 50° para el condensador, tendríamos que el coeficiente económico teórico sería 0,21.

Entre esas mismas temperaturas la máquina ideal de Carnot dá 0,23.

Lo que nos prueba que la máquina de vapor *con expansion completa*, no está tan lejos de la perfeccion como se creyó algun tiempo. Bien es verdad que hemos supuesto la expansion completa, que es el caso mas favorable, y que es irrealizable ó poco menos, en la práctica. Pero puede hacerse la expansion muy grande, de modo que el ciclo de la expansion real tenga un área no mucho menor que la del ciclo de la expansion completa. Haciéndolo así se obtiene un coeficiente económico que no es mucho menor que el de 0,21 que acabamos de encontrar.

No olvidemos que las pérdidas de calor al exterior, los choques, los rozamientos, la resistencia del aire, hasta el ruido que hace la máquina y que representa una cierta cantidad de fuerza viva comunicada al aire, reducen, (juntamente con la imperfeccion del ciclo práctico de que acabamos de hablar) el coeficiente teórico 0,21 al práctico que varía desde 0,12 á 0,15.

Finalmente, para hacer aún mas palpables el partido que se ha sacado de la Termodinámica y los servicios que esta ha prestado en el asunto concreto de la máquina de vapor, recordaremos el gran trabajo de Zeuner. Este sabio profesor de Mecánica estudia en su obra titulada *Teoría mecánica del calor con sus aplicaciones á las máquinas*, no solamente el ciclo teórico que corresponde á una máquina de vapor con expansion completa, sino los ciclos prácticos que corresponden á todos los casos usuales. El importantísimo y completo trabajo de Zeuner sobre la máquina de vapor, con todas las consecuencias y reglas aplicables al cálculo de las proporciones de la máquina, hacen que su obra, basada sobre las ideas mo-

dernas de la Termodinámica, diste tanto de las antiguas sobre este asunto, como dista una fórmula racional de una fórmula empírica.

El exámen económico de la máquina de vapor, ó sea su exámen bajo el punto de vista del coeficiente económico comparado con el de la máquina ideal de Carnot entre los mismos límites de temperatura, nos hace ver que el medio de mejorar la máquina de vapor, de aumentar su coeficiente, es aumentar la diferencia entre las temperaturas extremas. Pero la naturaleza del cuerpo térmico empleado en estas máquinas, que es el vapor de agua, no consiente el separar mucho mas de lo que hoy se hace esas temperaturas. Puede decirse que es imposible hoy, prácticamente hablando, trabajar con una presión superior á 10 atmósferas, ni tener en el condensador una temperatura inferior á 30°. Como á 10 atmósferas corresponde una temperatura de 180°, podemos decir que no es posible prácticamente tener una máquina de vapor que tenga para  $T$  un valor mayor que  $(273^{\circ}+180^{\circ})$ , ni un valor para  $T'$  menor que  $(273^{\circ}+30^{\circ})$ .

Así pues, por este lado poco hay que esperar del porvenir respecto al mejoramiento de las máquinas de vapor. Bajo este punto de vista permiten mas latitud las máquinas de aire caliente. Una manera habria de separar las temperaturas extremas de una máquina de vapor: emplear dos vapores, el de agua y el de un liquido mas volátil, el éter ó el cloroformo, por ejemplo, funcionando separadamente en dos máquinas combinadas. Este sistema no permitiría elevar el valor de  $T$ , temperatura del vapor de agua, pero permitiría bajar el de  $T'$ , temperatura mas baja del sistema, que seria entonces la temperatura de condensacion del éter. El calor producido en la

condensacion del agua produciria la vaporizacion del éter. De aqui el origen racional de *la máquina de vapor de dos líquidos*, máquina teóricamente mas perfecta que la de un solo líquido; pero llena de tales inconvenientes en la práctica, que al menos por hoy, contrabalancean y aun esceden á las ventajas. El porvenir de las máquinas térmicas propiamente dichas parece mas bien inclinarse hácia la máquina de vapor de agua sobre-calentado, la cual tiene la ventaja de las de aire de poder separar mucho las temperaturas extremas, sin tener el inconveniente que tienen estas cuando se aumenta mucho el valor de  $T$ , de oxidar y destruir los metales.

Cualquiera que sea el porvenir de las máquinas térmicas, el inmenso servicio prestado á la Mecánica aplicada, relativamente á estas máquinas, se deduce bien claramente de cuanto dejamos expuesto.

La Termodinámica ha establecido las tres aserciones siguientes:

PRIMERA.—El cuerpo destinado á sufrir las transformaciones termodinámicas en una máquina térmica cualquiera, no tiene ninguna influencia en el coeficiente económico de la máquina, el cual solamente depende de la naturaleza del ciclo. Poco importa que el cuerpo sea una masa de aire ó de otro gas, vapor etc., si el ciclo recorrido es el mismo.

SEGUNDA.—El ciclo de Carnot se puede considerar como el ciclo perfecto á cuyo coeficiente económico llegará el de algunos ciclos que funcionen entre las mismas temperaturas extremas, *mas nunca podrá sobrepujarlo*. Su coeficiente, entre temperaturas extremas determinadas, es un *máximum teórico* al que deben procurar aproximarse los de las máquinas térmicas.

TERCERA.—El coeficiente económico de la máquina de vapor, como los de las máquinas térmicas en general, aumenta cuando se separan las temperaturas extremas entre las cuales funciona la máquina.

#### MÁQUINAS DE MEZCLAS DETONANTES.

Estas máquinas pueden considerarse también como térmicas, y han sido por lo tanto estudiadas aplicándoles los principios de la Termodinámica.

El estudio de sus coeficientes económicos no ofrece dificultad alguna. Las máquinas de este género que se han construido se pueden reducir á dos tipos: la de óxido de carbono y aire formando una mezcla, y la del gas del alumbrado y aire (máquinas de Lenoir y máquinas de Hugon). El estudio del ciclo para el primer tipo de dichas máquinas dá para el valor del coeficiente económico teórico el número 0,4; y para el segundo tipo, ó sea para la mezcla de aire y de hidrógenos carbonados (gas del alumbrado), el número 0,3. Se supone al gas del alumbrado la composición media ordinaria, bien depurado, y en ambos tipos se supone que el aire entra en la mezcla en la proporción necesaria. Claro es que, por las razones ya apuntadas en otra parte, los coeficientes económicos prácticos han de ser inferiores á los teóricos.

## MÁQUINAS ELECTROMAGNÉTICAS.

Así como el trabajo producido por las afinidades químicas en el hogar de una máquina de vapor se convierte en calor, el cual en parte es convertido por la máquina en trabajo, del mismo modo el trabajo producido por las afinidades en una pila se convierte en calor ó en electricidad, y una parte de este calor ó de esta electricidad se convierte en trabajo disponible en una máquina electro-magnética.

PRIMER SISTEMA.



Consideremos un sistema, como el que representa la adjunta figura, formado solamente por una pila eléctrica y un conductor que reúne sus polos. Representemos por  $Q$  la cantidad de calor producido en ese sistema en actividad, dando á la expresion *calor producido*, la significacion que se le dá en Termodinámica. Esta cantidad de calor  $Q$  se compone de la que se forma en la pila y de la que se manifiesta en el conductor interpar, y será *siempre constante* cualquiera que sea la naturaleza, diámetro y longitud del conductor interpar. Si en un caso determinado es mas grande que en otro el calor que

se manifiesta en el conductor interpolar, *en compensacion* será menor el calor que se desprenderá en la pila. Ley es esta importantísima, prevista por la Termodinámica, y comprobada en multitud de experimentos por Fabre. Si en el circuito de la figura y sistema anterior, se introduce una máquina electro-

SEGUNDO SISTEMA.



magnética, como representa la adjunta figura, formando así el segundo sistema, y hacemos que esa máquina, bajo la acción de la corriente eléctrica produzca un trabajo en un cierto tiempo, como la elevación de un peso  $p$  á una altura  $h$ , se verá *que la cantidad total de calor producido en el sistema segundo, será menor, en el mismo tiempo, que la cantidad total de calor  $Q$  desarrollado en el primer sistema en que no se hacía trabajo alguno. Llamemos  $Q'$  á la cantidad total de calor producida en el segundo sistema. El déficit de calor  $(Q-Q')$  ha de ser equivalente al trabajo  $ph$ . De modo que tendremos:*

$$Q-Q' = \frac{ph}{425}$$

El coeficiente económico de la máquina será por consiguiente fácil de deducir.

### MÁQUINAS MAGNETO-ELÉCTRICAS.

Las corrientes de induccion presentan uno de los muchos medios que ofrece la naturaleza para la conversion del trabajo en calor. Las máquinas magneto-eléctricas de Clarke, de Nollet, de Wilde, de Ladd, de Gramme, permiten realizar este fenómeno. Pero si se quiere presentar de un modo mas sorprendente, recordemos el aparato de Foucault y su experimento que hubiera llenado de asombro y confusion á los partidarios de la antigua hipótesis del calor, y que es realmente una de las maravillas de la ciencia moderna. Un disco de laton montado sobre un eje horizontal puede girar con extrema facilidad y tomar una gran velocidad (á favor de dos poleas, una cuerda ó correa y un manubrio), entre los dos polos de un electro-imán inactivo. Pero cuando el electro-imán está en actividad, el poder de las corrientes de induccion desarrolladas es tal, que se necesita hacer un penosísimo esfuerzo y un considerable trabajo para sostener la rotacion del disco.

Este trabajo que parece aniquilado por un poder ó fuerza misterioso para los profanos y admirable para todos, aparece en el disco bajo la forma de calor. El disco se calienta prontamente á 50° ó 60°. Este bellissimo experimento lo ha presentado Tyndall en sus conferencias de una manera mas notable para los espectadores, sustituyendo el disco que se habia de calentar, con un tubo de laton en donde llega á fundirse una aleacion sólida alli colocada.

Todas estas máquinas, así como las anteriores, han servido también para comprobar en este terreno esa gran ley de la naturaleza que se llama el principio de la equivalencia. Evidentemente estas máquinas, útiles bajo el punto de vista de la producción de la luz, de transmisión de señales, ó de alguno otro que mañana la experiencia enseñe, no pueden tener gran importancia (al menos por ahora) bajo el doble punto de vista económico-mecánico.

El haber tratado de ellas aquí tiene por objeto no solamente comprobar el gran principio de la equivalencia, y completar el cuadro de las máquinas térmicas que incidentalmente hemos bosquejado, sino cumplir nuestro propósito de demostrar con sólido y razonado fundamento, que á todas se aplican las leyes que de los fundamentales principios de la Termodinámica se derivan, y que nos conducen al valor del coeficiente económico de cada una.

Compárese el conocimiento que hoy tenemos de las máquinas térmicas, gracias á la nueva ciencia, con el que tenían nuestros antecesores hasta el año de 1842. Esta memorable fecha marcará en la historia la línea divisoria de la Física antigua y de la moderna. Hasta ella puede decirse que no salieron los físicos del error profundo de creer que *el trabajo en las máquinas térmicas salía de la nada*.

Recordemos, para comprobarlo una vez más, estas palabras de Hirn:

«Avant 1842, tous les physiciens sans exception eussent répondu par l' affirmation á cette question: dans la machine á vapeur, y aura-t-il égalité entre la quantité de chaleur d'abord donnée, puis retrouvée? Tous eussent dit sans hésiter un instant: oui, il y a égalité entre les quantités de chaleur dépensées et retrouvées; la chaleur ne peut que se disperser

»plus ou moins dans les divers corps; mais il est impossible qu'  
»elle cesse d' être chaleur. Aujourd' hui, au contraire, il n' y  
»a plus un seul physicien qui puisse encore répondre ainsi.»  
¡Con cuánta elocució hace este solo hecho la apologia de la  
Termodinámica!

---

### III.

#### **La Termodinámica en el campo de la Fisiología.**

La Termodinámica, partiendo de los descubrimientos y trabajos de Lavoisier, Laplace, Dulong y Regnault sobre el calor producido en el animal, los cuales prueban que este calor no reconoce otro origen que la combustion del carbono y del hidrógeno procedentes de los alimentos, por el oxígeno que respira el animal, y considerando á este por lo tanto como una máquina térmica, ha comprobado en el mundo organizado el gran principio de la equivalencia, y ha deducido el coeficiente económico de la máquina humana.

El primero que vió en el animal el fenómeno de la transformación del trabajo de las afinidades (combustion del carbono y del hidrógeno) en calor, y la transformación de parte de este calor en trabajo que se emplea tanto en las funciones internas como en la locomoción y toda clase de trabajo externo, fué el tantas veces nombrado en este escrito, doctor Mayer, en el año de 1843, aunque no dió al público sus trabajos completos hasta 1845. (*Del movimiento orgánico y de la nutrición por Mayer=1845*). El que sometió esta cuestión al terreno de la práctica y de los números, buscando en el hombre la ley de la conversión del calor en trabajo, fué Hirn, en el año de 1858, en que dió al público su Memoria presentada á la Sociedad de Física de Berlin.

El sistema de experimentacion seguido por Hirn puede verse detalladamente en su obra; aquí no haremos mas que las precisas indicaciones. La persona que habia de someterse á la experimentacion, se colocaba en el interior de un gran calorimetro que presentaba los medios necesarios para medir *el calor emitido* en una hora por dicha persona. *El calor realmente producido* por esta en una hora se encontraba analizando el aire expirado, cuyo volumen se medía. Este análisis daba el ácido carbónico formado y de aquí se deducia la cantidad de carbono quemado por hora. Deduciendo del oxígeno que tiene el aire natural, el oxígeno contenido en el ácido carbónico formado, se tenia el oxígeno que se habia convertido en agua combinándose con el hidrógeno en el cuerpo humano; y de aquí se deducia el hidrógeno quemado. Del carbono y del hidrógeno quemados por hora se deducia *el calor realmente producido, ó sea el calor equivalente al trabajo desplegado por las afinidades en una hora.*

Los experimentos de Hirn tuvieron tres fases:

PRIMERA.—Experimentos en que la persona á ellos sometida estaba en *reposo* dentro del calorimetro.

SEGUNDA.—Experimentos en que la persona sobre la cual se experimentaba estaba constantemente haciendo dentro del calorimetro *un trabajo positivo*, que consistia en elevar su cuerpo, ó sea su propio peso, por medio de una rueda de paletas que giraba en sentido contrario al del movimiento ascensional del paciente.

TERCERA.—Experimentos en que el paciente hace *un trabajo negativo* (como el que hacemos al descender una escalera)

por el descenso del peso de su propio cuerpo, valiéndose del mecanismo anterior, pero en sentido inverso.

La primera série de experimentos con la persona en reposo, condujo á Hirn á las conclusiones siguientes:

*El calor desarrollado en la unidad de tiempo por el cuerpo humano en reposo, es proporcional á la cantidad de oxígeno absorbida ó combinada en el mismo tiempo, cualquiera que sea el sexo, la edad, y el estado de salud.*

*En el estado de reposo, cada gramo de oxígeno absorbido por la persona producía 5 calorías próximamente.*

El primer resultado ó primera conclusion, facilitaba extraordinariamente la investigacion del *calor realmente producido por hora*, puesto que es proporcional al oxígeno que desaparece ó que se combina por hora. De los demás resultados que obtuvo Hirn no nos ocuparemos, porque si tienen mucho valor en Fisiología, no lo tienen bajo el punto de vista termodinámico.

Hirn dedujo de la segunda série de experimentos, hechos con el paciente trabajando positivamente, lo que sigue:

*En el estado de trabajo positivo, cada gramo de oxígeno absorbido, no daba al calorímetro las 5 calorías; habia un notable déficit de calor, que debia corresponder al trabajo hecho por el paciente, y ser equivalente á este trabajo. Medido este, la experiencia confirmó plenamente la deducción.*

La tercera série de experimentos dió el resultado siguiente:

*En el estado de trabajo negativo, á cada gramo de oxígeno absorbido daba el calorímetro mucho mas de las 5 calorías: este exceso de calor debía corresponder al trabajo negativo hecho por la persona, (\*) y serle equivalente; y esto mismo acreditaron los números.*

Estos experimentos suministraron á Hirn los datos para determinar *el coeficiente económico de la máquina humana*. Y contra lo que se creía por todos los físicos y mecánicos, se ha visto, como dice el mismo Hirn, *que la obra de Dios* (aunque incomprensible y admirabilísima por muchos conceptos), *es, bajo el punto de vista termodinámico, comparable con la obra del hombre*. En efecto, el coeficiente económico práctico de la máquina humana, resulta por término medio de los experimentos de Hirn, igual al 0,12 obtenido por Hirn en alguna máquina de vapor.

Aun cuando no se conoce *el coeficiente económico* para otros animales, porque el experimentar con ellos presentaría mas

---

(\*) Esto es un modo abreviado de expresar la idea. Cuando una persona descende una escalera, se dice que hace un trabajo negativo; lo cual quiere decir que la gravedad desarrolla ó acumula en esa persona un trabajo positivo, ó su equivalente en calor.

dificultades que con el hombre, es de suponer que muchos animales, estarán, bajo este punto de vista, mas favorecidos que el hombre: tendrán seguramente un coeficiente económico superior al del hombre. Así sucederá, por ejemplo, con las aves. ¿Quién sabe si el poderoso abrigo con que las ha dotado el Ser Supremo no responde precisamente á la necesidad de evitar la pérdida de calor al exterior, para tener así disponible y poder convertir en trabajo una mayor parte del calor producido, toda vez que el calor que el animal convierte en trabajo externo, desaparece completamente de su cuerpo como calor, del mismo modo que desaparece en una máquina térmica?

El trabajo externo que hace el ave (como todo animal), y que es muy grande, es calor perdido que sale de su cuerpo, y no por su superficie, ni con el aire y vapor de agua expirados, ni por efecto de la transpiracion: no sale del cuerpo bajo la forma de calor: no sale bajo la forma de movimientos moleculares invisibles; sino bajo la forma de trabajo ó fuerza viva; poniendo en movimiento el animal su propio cuerpo, su propia masa, y á veces una adicional, con una cierta velocidad, ó bien elevando su propia masa á una cierta altura.

Si bajo el punto de vista del coeficiente económico, la máquina humana no es superior á la de vapor, lo es mucho bajo el punto de vista del trabajo que puede hacer, comparado con su propio peso; y aun mayor sería la superioridad del motor animado, si elegimos el ave para la comparacion. La delicada máquina de vapor, dice Hirn, que pudiera producir el trabajo de una golondrina pesaría cien veces mas que esta.

Los antiguos físicos y fisiólogos establecían mal la comparación entre la máquina humana y la de vapor; porque respecto á la última partían de la base del calor total producido en el hogar, en vez de partir de la cantidad de calor que realmente penetra en la caldera; y respecto del hombre, creían que este quemaba el mismo combustible en el estado de reposo que cuando produce un trabajo ordinario medio, siendo así que en este último caso, según Hirn, consume *cinco veces mas* en el mismo tiempo.

Algo debemos decir aquí respecto á dos errores vulgares que suelen cometerse por muchas personas que ignoran ú olvidan los principios de la Termodinámica en su relación con la Fisiología.

Consiste el primero en ver en los rozamientos de las vísceras del animal y de los líquidos del cuerpo contra las paredes de los vasos en que circulan, *uno de los orígenes del calor animal*, fundándose en que el rozamiento produce calor. Ciertamente es que esos rozamientos producen calor; ¿pero quién produce los movimientos de las vísceras y de los líquidos en el cuerpo del animal? ó mejor dicho: ¿de qué origen de trabajo, calor ó fuerza viva dimanaban esos movimientos? Del trabajo ó fuerza viva producidos por las afinidades; de la combustión del carbono y del hidrógeno. El calor producido en todos los rozamientos internos del cuerpo del animal deriva pues de la única fuente de calor animal: de las reacciones químicas, de la combustión.

La explicación que combatimos es tan grosera como la de aquel que dijese que los órganos frotantes de una máquina de vapor eran un origen de calor, porque observase que los cojinetes se calentaban por el rozamiento de los gorriones. ¿De

dónde ha salido el calor desarrollado por el rozamiento de toda la máquina de vapor sino del trabajo por el vapor producido? ¿Y de dónde ha salido este trabajo sino del calor producido en el hogar? En el hogar está pues el único foco ú origen de calor, de fuerza viva, de trabajo. Todo calor que se manifieste en la maquinaria, desde la caja de estopas del vástago del émbolo hasta la punta de la herramienta del último torno, del hogar ha salido.

El segundo error consiste en formular la siguiente objecion á una lógica conclusion de la Termodinámica sobre la máquina animal: «*Puesto que cuando un animal hace un trabajo pierde su equivalente de calor, un animal ó un hombre trabajando debería enfriarse mas que en el estado de reposo, lo cual es contrario á la experiencia.*»

La conclusion seria cierta si el animal ó el hombre quemasen el mismo combustible por hora cuando trabajan que cuando están en reposo; pero no es así. Segun Hirn, cuando el hombre hace su trabajo medio quema *cinco veces mas* combustible que en estado de reposo: produce pues en el primer caso cinco veces mas calor que en el estado de reposo; y como no convierte en trabajo mas que una parte de este exceso de calor, le queda aun un escedente de calor superior á la total produccion en el estado de reposo; por lo tanto, no solamente no se enfriará mas trabajando que reposando, sino que al contrario se calentará mas.

La actual tendencia de la Fisiología es á profundizar en la via tan felizmente abierta por la Termodinámica, tratando de

analizar los fenómenos intermediarios entre el trabajo producido en la máquina animal por las afinidades químicas, y su última conversión ó transformación en trabajo externo; así como también de averiguar el verdadero papel que desempeñará cada uno de los órganos que entran en el juego de las transformaciones del trabajo de las afinidades en calor, electricidad, y finalmente en trabajo externo. La Fisiología trata hoy, expresándonos en el lenguaje de la Termodinámica, de averiguar ó conocer *el ciclo de la máquina animal, y de darse cuenta del papel de cada órgano de la máquina*. Los músculos han fijado principalmente la atención de los fisiólogos. Los experimentos de Béclard y de Heidenhain sobre el fenómeno calorífico que se manifiesta en un músculo cuando se contrae haciendo un trabajo positivo, ó cuando se contrae haciendo un trabajo negativo, han empezado á dar alguna luz sobre uno de los detalles del oscuro y complicado problema de la máquina animal.

La electricidad, que no es más que una de las formas del calor ó de la fuerza viva ó del trabajo producido por las afinidades en el cuerpo animal, hace un importante papel en el fenómeno general, según se desprende de los experimentos de Dubois-Reimond. Pero el actual estado de este estudio, apenas bosquejado hoy, no permite aun establecer ninguna nueva ley, si bien abre á la esperanza un vasto horizonte. Lo que podemos hoy asentar en Fisiología como demostrado y como debido á la Termodinámica es:

—Que el trabajo se produce en un motor animado por los mismos procedimientos (en la esencia) que en una máquina térmica.

—Que el coeficiente económico de la máquina animal es comparable á los de las máquinas térmicas; y en el hombre el coeficiente económico es casi igual al de una buena máquina de vapor.

=Que no es necesario recurrir á la hipótesis de una fuerza vital especial para explicar el hecho del movimiento y del trabajo del motor animado.

\* =Que el principio Animico no crea ni calor ni trabajo; pero tiene sobre él *una facultad directiva ó poder directivo que no puede explicarse por la sola materia.*

Recordando y repitiendo la imágen *inexacta* pero muy expresiva de Mayer en su Memoria de 1845, podemos decir: «Que »el alma hace en el cuerpo un papel análogo al del timonel »en un buque: el timonel no mueve el barco: no crea tampoco »la fuerza que lo mueve; pero *dirige voluntariamente* esta »fuerza.»

#### VEGETALES.=

En el seno de los vegetales se verifican funciones que en cierto modo pueden decirse opuestas á las que dan origen al trabajo y al calor animal. La Termodinámica ha llevado tambien su vivísima luz á uno de los mas capitales fenómenos y funciones de la vegetacion.

Sabiase que la luz jugaba un importantísimo papel en la vida de la planta. Sabiase que bajo *la influencia de la luz* se verificaba la descomposicion del ácido carbónico del aire y la fijacion ó asimilacion del carbono por la planta. Pero ¿qué papel hacia la luz en este fenómeno? Se ignoraba. Hoy se sabe que la fuerza viva de las vibraciones etéreas, la fuerza viva de las ondas luminosas (idénticas en su esencia á las ondas calóricas de las que solamente se diferencian en la longitud de la ondulacion) *es la fuerza motriz ó el trabajo* que se emplea en vencer las afinidades del carbono y del oxigeno en el ácido

carbónico. Así como la afinidad ó fuerza atómica que existe entre el carbono y el oxígeno hace un trabajo positivo en el acto de la combinacion de esos simples, y se desprende ó se produce el calor equivalente, asi para deshacer la combinacion ya formada, es preciso obligar á la afinidad á hacer un trabajo negativo, (\*) ó sea un trabajo que hace desaparecer precisamente la misma cantidad de calor ó de fuerza viva que en la combinacion se produce. Ahora bien: esta fuerza viva ó este calor consumido ó desaparecido en el acto de la descomposicion del ácido carbónico en los invisibles y maravillosos órganos de la planta, *sale de la luz*. La luz presta esa fuerza viva: la planta no puede utilizar exclusivamente para su nutricion y desarrollo la fuerza viva del calor oscuro ó de las ondas calorificas no luminosas: necesita principalmente la fuerza viva tal como esta se presenta en las rapidísimas vibraciones de la luz; y aun dentro de la misma luz, sabido es que las ondas mas cortas, ó sea la luz de mas rápida vibracion (luz violeta), es mas utilizable, mas eficaz, para efectos de descomposicion que la luz roja, por ejemplo. De donde se deduce que no basta para vencer las afinidades, para descomponer un compuesto, emplear aquella determinada cantidad de fuerza viva ó de trabajo que exige el compuesto. *Es preciso* que esa fuerza viva, cuya cantidad necesaria podemos representar por  $mv^2$  tenga como valor de  $v$  una cantidad comprendida entre ciertos límites. La planta exige que  $v$  sea muy grande: *en compensacion*  $m$  puede ser

---

(\*) Es preciso obligar á la afinidad á hacer un trabajo negativo. Esta frase abreviada quiere decir que es preciso que otra fuerza, que es la fuerza viva de las ondas etéreas, *venciendo á la afinidad*, ponga á esta en condiciones de obrar, y de hacer un trabajo positivo. Del mismo modo que al dar cuerda á un reló, vencemos la resistencia del resorte, por medio del trabajo que gastamos, y ponemos al resorte en condiciones para obrar, para restituir el trabajo que en él acumulamos.

muy pequeño; pero siempre *será constante la cantidad mv<sup>a</sup> absorbida ó que desaparece, en la descomposicion de una determinada cantidad de un determinado compuesto.* Así se comprende la eficacia de una onda luminosa violeta ó ultra-violeta allí donde es poco eficaz una onda amarilla, y menos una onda calorífica oscura.

Quando el animal se alimenta del vegetal, ó cuando este se quema en el hogar de una máquina de vapor ó de otra máquina térmica, vuelve la afinidad del carbono por el oxígeno á hacer un trabajo positivo, á dar por lo tanto aquel mismo calor ó fuerza viva que de la luz salió, que la luz proporcionó. ¿De qué modo ha podido el vegetal almacenar y contener (permitásenos esta frase poco exacta pero gráfica) durante años y siglos de un modo latente é invisible aquella fuerza viva que sacó del sol el vegetal, y que despues aparece bajo la forma de calor en el motor animado, ó en el hogar de nuestras máquinas? Del mismo modo que puede decirse que queda almacenado en un cuerpo que elevamos á lo alto de una torre, el trabajo, la fuerza viva ó el calor que para elevarlo hemos gastado; trabajo, fuerza viva ó calor que el cuerpo puede devolvernos al cabo de años ó de siglos, cuando caiga de la torre impulsado por la gravedad. La gravedad hace en este ejemplo el mismo papel, absolutamente el mismo, que hacia la afinidad del carbono por el oxígeno en el caso de los vegetales; y la luz hace en este segundo caso el mismo papel que hacíamos nosotros cuando gastábamos parte del trabajo, calor ó fuerza viva de nuestro cuerpo, en vencer la gravedad y elevar el cuerpo que considerábamos á lo alto de la torre.

Estos no son mas que casos particulares ó aplicaciones del principio de *la conservacion de la energia ó fuerza viva total*

*del Universo*, de que mas adelante hablaremos. Respecto *al cómo se producen estos fenómenos de transformacion de la fuerza viva, y esa especie de fuerza viva latente que se llama virtual ó potencial*, y de que luego nos ocuparemos tambien, no cabe, por hoy, mas que hipótesis. En la de la *unidad de las fuerzas fisicas* á que se inclinan eminentes fisicos á cuya cabeza está el Padre Secchi; *el verdadero almacen de la fuerza viva ó del trabajo, el depósito comun*, estaria en la masa etérea en que todos los cuerpos se mueven y en que se verifican los movimientos del calor y de la luz radiantes, y á la cual atribuyen esos fisicos hasta la misma gravitacion: *estaria en el éter*.

Resumiendo en una sola frase los descubrimientos de la Termodinámica, ó sean los descubrimientos hechos con el auxilio de sus principiós en el campo de la Fisiología vegetal, podemos decir: Que la planta, en una de sus mas importantes funciones, no es mas que una máquina térmica que utiliza la fuerza viva de las ondas luminosas, empleando esta fuerza viva en vencer el trabajo de las afinidades, del mismo modo que una máquina de vapor ó de Ericsson utiliza el trabajo de las afinidades en elevar agua, por ejemplo, venciendo el trabajo de la gravedad.

## IV.

### **La Termodinámica en el campo de la Astronomía.**

Pouillet ha determinado por procedimientos experimentales y un sencillísimo cálculo basado sobre los resultados obtenidos, la cantidad total de calor emitido en un año por el sol. De esta cantidad, y suponiendo que las materias que constituyen el sol tengan el calor específico del agua, ha deducido que la temperatura del sol debería bajar grado y medio por año, si el sol no tuviese medio alguno de ir reparando sus pérdidas de calor. Parece un hecho indudable que la temperatura del sol no disminuye; luego tiene un medio de reparar sus pérdidas. ¿Cuál es ese medio?

La hipótesis que hacia consistir ese medio en el calor desarrollado por reacciones químicas entre las materias solares, no ha podido contestar cumplidamente á ninguna de las objeciones que se le han hecho, y ha sido por ello desechada.

La hipótesis de Buffon que hacia consistir ese medio en la incesante caída de cometas sobre el sol, cometas ó asteróides que alimentaban las reacciones químicas de este astro, del

mismo modo que se alimenta la combustion de un hogar con los trozos de hulla que sobre él se arrojan, se encuentra en el mismo caso que la anterior.

Mayer y Waterston, aplicando á este asunto las consecuencias de la Termodinámica, y tomando por base una parte de la hipótesis de Buffon, han explicado el fenómeno admitiendo la caída incesante de cuerpos celestes sobre el sol, los cuales llegando á este astro con grandísima velocidad, convertirían toda su fuerza viva en calor al chocar con el astro central, del cual continuarían formando parte. Esta explicacion ó hipótesis, aceptable en la parte que toma de la Termodinámica, no satisface al espíritu respecto de la primera.

Thomson ha atribuido el origen de la reparacion de las pérdidas del calor solar, á la concentracion ó caída lenta sobre este astro de la gran nebulosa que constituye la luz zodiacal; pero un reciente trabajo de Leverrier destruye el valor de la explicacion hipotética de Thomson, demostrando la pequeñez de la masa de la citada nebulosa.

Finalmente, Helmholtz ha dado del fenómeno en cuestion la explicacion mas plausible que hasta ahora se conozca: y esta explicacion reposa sobre las verdades que ha puesto en evidencia la Termodinámica. Supone Helmholtz que el sol vá sin cesar concentrándose sobre si mismo, ó sea disminuyendo de volumen y aumentando de densidad. Ahora bien: el trabajo

hecho por la atraccion de la materia del sol en esa especie de caida general hácia el centro del astro, ha de producir una cantidad equivalente de calor que es la que puede venir anualmente compensando la que el sol pierde por su radiacion á los espacios planetarios. Si esta explicacion fuese cierta, el sol iria disminuyendo continuamente de diámetro; pero no podriamos conocer esa disminucion, por su excesiva pequeñez. Segun los cálculos de Helmholtz, el sol podria reparar sus pérdidas durante dos mil años, con una concentracion tan pequeña, que en todo ese tiempo solamente disminuiria el diámetro aparente del sol, en  $0'',0033$ , cantidad inapreciable.

Vemos pues á la Termodinámica intervenir de un modo directo y eficaz en la combinacion de las modernas hipótesis sobre la cuestion de la reparacion de las pérdidas del calor solar, y servir de base á la mas racional de las hipótesis presentadas.

Respecto al origen de todos los movimientos que se verifican en la tierra, no podemos aceptar lo que dice el gran fisico M. Verdet en su Teoría mecánica del calor, tomo segundo, página 257. Dice allí que el sol es el origen de todo movimiento en la superficie de la tierra. Comprendemos que sea el origen de los movimientos de los vegetales, y origen indirecto de los movimientos de los seres animados. Comprendemos que este astro sea la *principal* causa de los movimientos atmosféricos: que á él, principal, casi exclusivamente, se deba la evaporacion del agua en la superficie terrestre, y por consiguiente la lluvia, y la fuerza motriz de las corrientes y saltos de agua: que á él se deba el calor que producen los vegetales al quemarse y el carbon de piedra; y por lo tanto la fuerza motriz de nuestras máquinas térmicas. Pero no nos atreveremos á decir como di-

ce M. Verdet *que el sol es el origen de todo movimiento en la superficie de la tierra*, y menos aún á atribuirle el origen de las mareas; porque aunque es verdad que en el difícil y complicado fenómeno de las mareas, tanto marítimas como atmosféricas, juega un gran papel el sol, no es menos cierto que la acción de la luna es preponderante en dicho fenómeno.

---

## V.

### **La Termodinámica en el campo de la Metafísica.**

Sea cualquiera la esencia ó naturaleza de las fuerzas, (cues-  
tion metafísica agena al objeto del presente trabajo), cuando  
estas solicitan á la materia, y pueden ejercer sobre ella su ac-  
cion y ponerla en movimiento visible ó invisible, producen un  
cierto trabajo, una cierta cantidad de fuerza viva. Y esto es ge-  
neral á todas; poco importa que se trate de la cohesion, de la  
afinidad, de la gravedad, de fuerzas eléctricas ó magnéticas,  
de la fuerza muscular de un motor animado etc.

Pero cuando las fuerzas que solicitan á la materia no pue-  
den producir sobre esta el trabajo ó el movimiento visible ó  
invisible, por estar equilibradas por otras, podemos en muchos  
casos conocer y medir *apriori* el efecto que dichas fuerzas pro-  
ducirian si su accion pudiese ejercerse libremente.

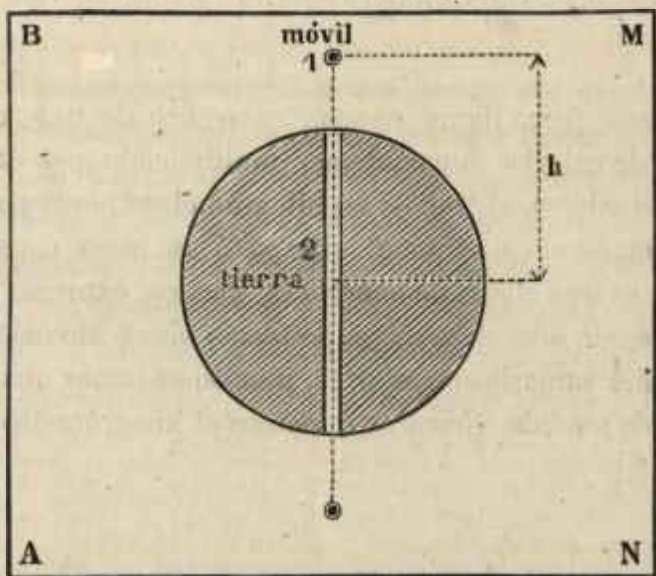
La cantidad de trabajo expresada en kilográmetros, (ó la mitad de la fuerza viva, ó 425 veces las calorías) que una fuerza podrá producir, cuando pueda libremente ejercer su acción sobre una masa determinada, podemos decir (aunque sea poco riguroso lenguaje) que está *virtualmente ó potencialmente en dicha masa*: pero nunca podremos decir que aquel trabajo ó aquella fuerza viva está *actualmente* en dicha masa. Esta cantidad de trabajo, de fuerza viva, ó de calor ha sido llamada por Rankine *energía potencial* y también energía de posición de esa masa. La pólvora, por ejemplo, colocada detrás del proyectil de un arma de fuego, tiene toda la energía potencial que después vemos convertida en fuerza viva cuando sale disparado el proyectil. Rankine ha llamado *energía sensible* de una masa en movimiento á la mitad de la fuerza viva que tiene esa masa, ó lo que es lo mismo, al trabajo que podría producir perdiendo toda su velocidad.

El mismo físico llama *energía calorífica* de una masa al número de calorías que contenga multiplicado por 425: ó lo que es lo mismo, al trabajo en kilográmetros correspondiente ó equivalente al calor que el cuerpo ó la masa considerada tenga. Las tres clases de energía se pueden expresar en una unidad cualquiera de trabajo, de fuerza viva ó de calor. Pero para poder sumarlas ó restarlas, preciso es tomar una unidad común de medida. Nosotros tomamos el kilográmetro.

Finalmente Rankine llama *energía actual* de una masa ó de un cuerpo ó de un sistema de cuerpos, á la suma de la energía sensible y calorífica que haya en la masa, cuerpo, ó sistema de cuerpos que se considere. Llama *energía total* de

un sistema de cuerpos á la suma de las tres energías potencial, sensible y calorífica que haya en el sistema.

En el Universo se están continuamente transformando unas en otras las tres energías potencial, sensible y calorífica. Cuando estas transformaciones se ejercen en un sistema finito de cuerpos, al cual no pueda llegar energía de fuera, ni del cual pueda salir energía, se verificará siempre, cualesquiera que sean las transformaciones de energías que tengan lugar, la siguiente *ley: la energía total del sistema es constante*. Pongamos un ejemplo, que haciendo ver un caso notable de estas transformaciones, sirva de aclaración á las anteriores definiciones, y de comprobación á aquella gran ley, que puede demostrarse, gracias á la Termodinámica que ha permitido *medir con la misma unidad calor y trabajo*.



Vamos á considerar un sistema formado por la tierra, representada en la adjunta figura en corte, un móvil pesado, y

un cierto espacio A B M N lleno de éter que es finito, y que suponemos cerrado por límites impermeables al éter y á los movimientos etéreos vibratorios. Suponemos además que ese espacio lleno de éter está exento de la influencia de todo cuerpo situado fuera: que la tierra es esférica, sólida, homogénea, sin atmósfera, sin movimiento alguno, y taladrada segun uno de sus diámetros por un pozo, como indica la figura: que el móvil lo tenemos suspendido en un punto 1 situado en el eje del pozo y á una distancia  $h$  del centro 2 de la tierra: que nuestro sistema formado por *la tierra, el móvil y el éter*, tiene todo él la misma temperatura en todas sus partes: que C represente la cantidad total de calor en calorías que tiene el sistema; de modo que la energía calorífica del sistema expresada en kilográmetros será 425 C: que  $m$  represente la masa del móvil, y  $v$  la velocidad con que este móvil llegaría al centro de la tierra, si le dejásemos caer desde el punto 1 en que está suspendido.

En el punto ó posición 1 la energía sensible del móvil es cero, puesto que está en equilibrio porque lo tenemos suspendido. Su energía potencial expresada en kilográmetros es  $\frac{1}{2}mv^2$ , puesto que esta es la energía que la gravedad puede acumular en el cuerpo ó móvil, en cuanto lo abandonemos á la acción de dicha fuerza. Luego tendremos que

*La energía total del sistema en la posición 1 es*  $\left(\frac{1}{2}mv^2 + 425 C\right)$

*Energía potencial* =  $\frac{1}{2}mv^2$ ; *Sensible* = 0; *Calorífica* = 425 C.

Abandonemos el móvil á la acción de la gravedad: caerá: su energía potencial va disminuyendo constantemente en la caída

en la misma proporción que aumenta la energía sensible; y al llegar al punto 2, la energía potencial llega á cero; porque, en efecto, puesto el móvil en la posición 2, y en equilibrio, la gravedad es impotenté para moverlo de allí. La energía sensible del sistema que era cero en la posición 1, valdrá  $\frac{1}{2}mv^2$  en la posición 2. La energía calorífica del sistema no ha cambiado: luego tendremos que

*La energía total del sistema en la posición 2 es*  $\left(\frac{1}{2}mv^2 + 425C\right)$

*Energía potencial* = 0; *Sensible* =  $\frac{1}{2}mv^2$ ; *Calorífica* = 425 C.

Supongamos por un momento que el pozo termine en el centro de la tierra. Al llegar allí el móvil con la velocidad adquirida  $v$ , se pararía súbitamente por el choque; y si suponemos que el móvil y la materia contra la cual choca están desprovistos de elasticidad, toda la fuerza viva sensible, toda la energía sensible (mejor dicho) se convierte ó transforma en energía calorífica, en *calor equivalente* á  $\frac{1}{2}mv^2$ : en calor, que expresado en calorías vale  $\frac{1}{2}mv^2$  dividido por 425, y expresado en kilográmetros vale  $\frac{1}{2}mv^2$ .

De modo que la energía potencial del móvil en el punto 2 es cero, porque el móvil está en el centro de la tierra: su energía sensible es cero, porque toda se ha transformado en calorífica, y el móvil no se mueve: la energía calorífica producida en el choque se repartirá ó diseminará en el sistema *tierra-móvil-éter*:

la energía calorífica del sistema será ahora  $425 C + \frac{1}{2}mv^2$ .

De modo que

*La energía total del sistema en la posición 2 es*  $\left(\frac{1}{2}mv^2 + 425 C\right)$

*La energía potencial*  $= 0$ ; *La sensible*  $= 0$ ;

*La calorífica*  $= \frac{1}{2}mv^2 + 425 C$ .

Supongamos ahora que el móvil que llega con la velocidad  $v$  al centro de la tierra no encuentra allí obstáculo alguno que lo detenga: seguirá su marcha; pero la gravedad, obrando en sentido contrario á la dirección del movimiento, irá constantemente disminuyendo la energía sensible del móvil hasta llegar al punto 3 (situado á igual distancia que el 1 del centro de la tierra), y allí queda el móvil sin velocidad un instante. En este instante (posición 3), la energía sensible del móvil es cero. La energía potencial, que era cero en 2 habrá ido ganando en el trayecto 2,3, tanto como ha ido perdiendo la energía sensible: y al llegar el móvil á 3 su energía potencial es  $\frac{1}{2}mv^2$ . La energía calorífica del sistema no ha cambiado. De modo que

*La energía total del sistema en la posición 3 es*  $\left(\frac{1}{2}mv^2 + 425 C\right)$

*La energía potencial*  $= \frac{1}{2}mv^2$ ; *La sensible*  $= 0$ ;

*La calorífica*  $= 425 C$ .

Lo que hemos visto respecto al sistema finito *tierra-móvil-éter*, se aplica á un número cualquiera de cuerpos, en cualquier estado sólido, líquido, gaseoso y etéreo; y en el cual puedan existir todas las fuerzas y todos los fenómenos y transformaciones de la naturaleza.

*Si se generaliza esto al Universo entero, como lo hace Rankine, se puede enunciar la siguiente ley universal que se llama ley de la conservacion de la energia total.*

*La energia total del Universo es constante.*

Aceptemos por ahora esta generalizacion sobre la cual volveremos luego. Resulta de lo expuesto en este artículo V y en toda la Memoria desde su primera página, que en el Universo se están continuamente verificando conversiones ó transformaciones de una especie de energia en otra. Cuando elevamos un cuerpo y lo colocamos en lo alto de una torre, haciendo dicho trabajo de elevacion por medio de una máquina de vapor, producimos estas transformaciones de energia: *la energia potencial* del carbono y del oxígeno ó sea del sistema de ambos simples, la convertimos en el hogar de la máquina en *energia calorifica*: una parte de esta se convierte en *energia sensible* en los movimientos gaseosos del tiro de la chimenea: otra parte queda en *energia potencial*, en el cuerpo elevado, y esta es el trabajo útil: otra parte se reconvierte en energia calorifica en todos los sitios de rozamiento de máquina. Cuando dejemos caer el cuerpo que acabamos de elevar, su *energia potencial* se convierte en *actual sensible* durante la caida; y cuando choque

con la tierra esta energía sensible se convierte nuevamente en *calorífica*. De modo que si la caída del cuerpo se verificase cien años después de su elevación, podríamos decir que el calor producido en el choque del cuerpo contra la tierra era una parte de aquel mismo calor que cien años antes se produjo en el hogar de la máquina de vapor; y que había desaparecido cuando la máquina hizo el trabajo de elevación del cuerpo.

La energía actual de las ondas solares, se convierte en *energía potencial* en los vegetales (descomposición del ácido carbónico del aire); y cuando quemamos el vegetal en el hogar de una máquina de vapor ó en el de nuestro propio cuerpo, convertimos esa *energía potencial* en *calorífica*. Al hacer la máquina ó nuestro cuerpo el trabajo de elevar un peso, convertimos esa *energía calorífica* en *potencial*. Cuando dejamos caer sobre la tierra el cuerpo elevado, convertimos esa *energía potencial* en sensible. Cuando el cuerpo choque con la tierra la *sensible* se convierte en *calorífica*, etc., etc.

Pero hagamos una importantísima observación. La energía potencial se puede convertir *íntegra* en energía sensible ó calorífica. La sensible se puede convertir en *totalidad* en potencial ó en sensible. *Pero nunca se puede convertir en totalidad la energía calorífica en las otras dos clases de energía*. Fácil es convencerse de ello recordando lo que pasa en las máquinas térmicas y en general en todo caso de transformación de energía calorífica en las otras dos.

Además de esto, obsérvese en la naturaleza una tendencia marcada (permítasenos esta frase) de la energía sensible á convertirse en calorífica: difícil es evitar que una cierta cantidad de energía sensible pase á convertirse, al menos en parte, en calorífica. ¿Qué máquinas, qué movimientos hay sin choques

y sin rozamientos? ¿Y qué son esos choques y esos rozamientos sino la *lenta conversion de la energia sensible en energia calorifica*? ¿Y no hemos visto antes que nunca la energia calorifica se puede transformar en su totalidad en las dos energias sensible y potencial?

De estas consideraciones *parece* que podemos deducir con fundamento que *la energia sensible del Universo tiende á disminuir: que por lo tanto el Universo tiende al reposo y á un estado final de equilibrio general de temperatura*; deducción á que llega Rankine llamándola *ley de la disipacion de la energia sensible*.

Las dos notabilisimas leyes á que hemos llegado sobre la energia del Universo que son

*la ley de la conservacion de la energia total*  
y *la ley de la disipacion de la energia sensible*,

son seguramente ciertas si se concretan á un espacio tan grande como se quiera *pero finito*, y cerrado por limites impenetrables á toda materia, á todo movimiento, á toda accion, á toda fuerza, á toda influencia de fuera de este espacio finito. Poco importa que dicho espacio sea tan grande como se quiera, y que sea tan grande como se quiera el número de astros, de fuerzas, de estados, de choques, de movimientos, de reacciones, de transformaciones que se verifiquen dentro de ese espacio ó recinto.

Pero llevar mas allá de los limites de ese espacio tan gran-

de como se quiera pero finito, las consecuencias de la Termodinámica: generalizar esas leyes á un Universo supuesto infinito, nos parece que es ya salirse del grande, tan grande como se quiera, pero no infinito círculo á donde pueden estenderse las consecuencias de un principio de la Termodinámica. Y aun cuando el principio pudiera estenderse al infinito, la razon humana, limitada, no puede seguirlo sin sentir ese vértigo incompatible con la evidencia y aun con la certeza. *¿Qué significacion tiene la ley de la disipacion de la energia sensible aplicada á un universo infinito ó sin limites?* Por nuestra parte declaramos que nuestra razon no alcanza á llevar tan lejos las consecuencias de un principio de la Termodinámica, y por lo tanto aquí se detiene.

No se han detenido en ese límite algunos fisicos, y han pensado en la significacion que pueden tener las leyes de la conservacion de la energia total y de la disipacion de la energia sensible, aplicadas al Universo supuesto infinito. Otros han pensado llegar por el camino de aquellas leyes á una conclusion que envolvese la afirmacion ó la negacion de los limites al Universo. Rankine ha querido presentar una solucion que pudiéramos llamar *conciliatoria* para la Filosofia; solucion ó hipótesis que ha sido victoriosamente refutada por Clausius en el terreno de la Fisica, relativamente á uno de sus fundamentos. Supone Rankine que el espacio es infinito y absolutamente vacío: sin éter: sin nada; pero que el Universo, esto es, lo creado, lo que contiene todos los astros, todos los cuerpos, todo el éter existente, *es finito*. Supone que el éter del Universo no se disemina en el espacio infinito absolutamente vacío, como no se disemina la atmósfera de la tierra en el espacio etéreo. Supone Rankine que las ondas etéreas luminosas y calorificas sufren en los limites del Universo *una reflexion total*, causa de la ley de la conservacion de la energia total del Universo.

Supone Rankine que estas ondas reflejadas totalmente en los límites del Universo convergen sobre pequeños espacios de este Universo, formando allí nuevos focos de energía; y ¿quién sabe, dice Rankine, si ciertos astros no son otra cosa que estos focos de energía? Precisamente esta última parte de la hipótesis es la que Clausius ha refutado en brillante controversia.

Creemos que no debemos llevar mas adelante esta cuestion porque sale fuera de las consecuencias de la Termodinámica; y nuestro programa, que se limita al objeto del concurso del Ateneo Barcelonés no nos deja ir mas allá del punto en que terminan las últimas consecuencias de la nueva ciencia.

---

## VI.

### **Conclusion.**

Hemos recorrido el campo de la Termodinámica desde la incubación de esta y su nacimiento hasta el remoto horizonte que limita lo finito, y aún nos hemos asomado con ella al campo de la Metafísica. En este largo trayecto hemos visto á la nueva ciencia, apenas nacida, iluminar con su clarísima luz los mas oscuros fenómenos de la Física, sacándolos del empirismo en que forzosamente se agitaban. La hemos visto penetrar en la Química, en la Mecánica aplicada, en las ciencias fisiológicas, en la Astronomía; y al calor de sus fundamentales principios hacer brotar en estas ciencias leyes especiales y establecer poderosos é indisolubles vínculos entre todas las ciencias naturales. Y estos vínculos, nótese bien, no se reducen á vagas relaciones; sino á principios tan fecundos y tan trascendentales, que á mas del inmenso adelanto que en las ciencias producen, dejan entrever la unidad comun á que todas parece que se dirigen: la *síntesis* que puede resumirse diciendo: *todos los fenóme-*

*nos de la materia pura son fenómenos de movimiento visible ó invisible.* En este caso, de la Mecánica han de derivar las leyes de todo fenómeno puramente material.

Afirmar la tendencia hácia esa síntesis de los fenómenos de la materia pura *no es lo mismo* que afirmar la *unidad de las fuerzas físicas*; ni menos es pronunciarse ó decidir *sobre cuál sea la naturaleza de la fuerza en el caso de que fuera una.*

La opinion sobre estas dos grandes cuestiones, del autor de esta Memoria, sobre tener poquísimo ó ningun valor autoritario, estaría aquí fuera de lugar oportuno. Sobre tan árduo asunto pueden leerse con fruto el pró y el contra en la obra del Padre Secchi y en la última de Hirn, titulada (sin sólido fundamento para ello) *Consecuencias filosóficas y metafísicas de la Termodinámica.* Sin negar el relevante mérito del último trabajo de Hirn, diremos que no comprendemos cómo el autor toma pretesto de la Termodinámica para escribir un libro, que salvo algunas consideraciones no fundamentales, es bien extraño á la Termodinámica. ¿Es posible que la exageracion quepa hasta en el terreno de las ciencias físicas?

Concluiremos aquí repitiendo lo que ya hemos dicho en otra parte de este escrito, y que en él recibe, aunque pálidamente trazada, una confirmacion completa. Estamos seguros de que las venideras generaciones mirarán el nacimiento de la Termodinámica como el principio de una nueva era de progresos y adelantos en todas las ciencias naturales: como el primer paso racional y fecundo que se dió para la demostracion del estrecho parentesco de todas ellas y dirigido hácia su gran síntesis. ¡Felices nosotros que hemos podido contemplar el fausto nacimiento de la nueva ciencia, y admirar sus adelantos! Rin-

damos aquí un tributo de admiración y gratitud á los que le facilitaron el camino, á los que la fundaron, y á los que la han desarrollado, y uno de gracias al Ateneo Barcelonés por el homenaje que á ellos y á la ciencia rinde, al promover este Concurso.

