



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“ALGUNAS CONSIDERACIONES FISICAS, HISTORICAS Y
PEDAGOGICAS SOBRE LA TERMODINAMICA DE CARNOT”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

MARCO ANTONIO NAVA REZA



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

DIRECTOR DE TESIS:
DR. MARCO ANTONIO MARTINEZ NEGRETE

2004



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NAVA S.C.L.
AVIATION III
MEXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Algunas consideraciones físicas, históricas y pedagógicas sobre la
termodinámica de Carnot"

realizado por Nava Reza Marco Antonio

con número de cuenta 08552676-7 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Dr. Marco Antonio Martínez Negrete

Dr. Gerardo Jorge Vázquez Fonseca

Dra. María de la Paz Ramos Lara

Dr. José Ernesto Marquina Fábrega

M. en C. Manuel René Garduño López

Consejo Departamental de Física

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHETAS
Coordinadora de Licenciatura de Física

Pie Jesu, qui tollis peccata mundi, dona eis requiem

Hace todos estos años había un muchacho que quería aprender a nadar porque un día casi se muere en el mar.

El día que casi se muere decidió llegar a ser físico: la vida es tan frágil. En el interin pasaron tantas cosas, los sueños se deshicieron y se rehicieron, como las nubes. Te conocí en aquel examen extraordinario de mecánica, después de tanto anhelar tu llegada, amor de mi vida. ¿Te acuerdas de lo que te dije, parafraseando a Bécquer, cuando entramos en ese periodo de incertidumbre, sin empleo, pero con una beca para hacer la tesis: “¿Disfrútalo!, porque ésas... ¡no volverán!”?

¿Te acuerdas?

Gracias a Dios lo logramos, ¡23!

Hoy ese muchacho te agradece tu bendita presencia. También le agradece a los chamacos: Betty, Polo, Angie, Alex y Heri la espera y la comprensión durante estos años. Papá Polo, Madre mía, ya cumplí, gracias por permitirme ser.

Doctor Bernal, el día del accidente me dijo que me habían dado otra oportunidad, he tratado de aprovecharla y si no lo he logrado, por lo menos he aprovechado la oportunidad de tratarlo y de conocerlo a usted; gracias por todo lo que ha compartido con nosotros y conmigo.

No puede faltar Alfredo Hernández en este agradecimiento.

Dedico este trabajo a toda la familia: Doña Manuela Olvera, don Joaquín Ramírez, Dulce María Ramírez, Anaís Tonalli, todos los tíos, los primos y los abuelos. A todos los amigos: Lupita Cordero, Chucho, Anita Maldonado, Paz Ramos, Gerardo Torres, Enrique Fierro, René Ortega, Luis Manuel León, Arturo Freyre, Pedro Javier Ramos Palma, Leonor Cuevas, Max de Mendizábal, Alejandro Salcido, Ruth Merino, Miguel Moreno, Elena y Humberto.

Y aunque no lo traté mucho pero conocí su empeño por terminar la carrera:

A la memoria de “El Chido”.

AGRADECIMIENTOS

Mi respeto y admiración a mi director de tesis, Dr. Marco Antonio Martínez Negrete por su profesionalismo, entusiasmo y dedicación durante la elaboración de este trabajo.

Agradezco también a la Dra. Ma. de la Paz Ramos Lara, al Dr. José Ernesto Marquina Fábrega, al Dr. Gerardo J. Vázquez Fonseca, y al M. en C. Manuel René Garduño López por el interés que mostraron en la lectura de mi trabajo, por sus precisos comentarios y correcciones y por el gusto que mostraron acerca de mi titulación.

Agradezco al M. en C. Luis Manuel León Rossano, a los Físicos René Ortega Alvarado y Arturo Freyre Rodríguez su interés en el proceso de elaboración de la tesis y su deseo por que pronto llegara a término.

A todos mis maestros por su colaboración en mi formación. A UNIVERSUM por la oportunidad que me brindó de poder mostrar la física en acción a tantas personas. Y mi infinito agradecimiento a la UNAM por acogerme todo este tiempo.

ÍNDICE

	Página
Índice	...i
Introducción	...iii

CAPÍTULO I

Los ciclos que estudió Carnot

1.1 Introducción: El Ciclo de Carnot en la teoría termodinámica actual.	...1
1.2 Las ediciones del libro original de Sadi Carnot utilizadas en este trabajo.	...2
1.3 La estructura del trabajo de Carnot.	...2
1.4 Ciclos estudiados por Carnot.	...3
a. Ciclo con agua.	...3
b. Ciclo con aire. El ciclo de Carnot.	...7
c. El ciclo con aire, modificado por Carnot (Ciclo Modificado por Carnot, CMC).	...13
1.5 Aplicaciones del Ciclo Modificado por Carnot (CMC).	...15
1.6 Los ciclos que, según Güemes y Clapeyron, estudió Carnot y lo que estos autores dicen que dijo Carnot.	...24

CAPÍTULO II

La relación $W_{MAX} \approx \frac{Q_1}{T_1} (T_1 - T_2)$ y cómo llega a ella Carnot

2.1 Introducción: El Teorema de Carnot en la teoría termodinámica actual.	...33
2.2 El andamiaje conceptual de las demostraciones de Carnot y los principios que utiliza.	...34
2.3 Los resultados de Carnot y las argumentaciones que los sustentan.	...38
a. Obtención del primer resultado por aplicación del ciclo con aire –ciclo de Carnot–.	...38
b. Obtención del segundo resultado por aplicación del CMC.	...40
2.4 Lo que puede concluirse de los resultados anteriores.	...42

CAPÍTULO III

La analogía motor hidráulico – motor térmico.

3.1 Introducción.	...43
3.2 Citas de Carnot acerca de la analogía motor hidráulico-motor térmico.	...43
3.3 Análisis del motor hidráulico.	...44
a. El motor hidráulico.	...44
b. El motor hidráulico cuasiestático.	...45
c. La eficiencia del motor hidráulico.	...47
c. El “Ciclo de Carnot hidráulico”.	...48
3.4 ¿En qué consiste la analogía motor hidráulico-motor térmico?	...49
a. La analogía según Sadi Carnot.	...49
b. Opinión de Max Planck acerca de la analogía.	...51
c. El rendimiento de la máquina térmica ideal según los Italianos Angelo Baracca et. al.	...52

CAPÍTULO IV

La polémica Kuhn-La Mer.

4.1 Introducción	...55
4.2 La respuesta de Thomas Kuhn al artículo de Víctor K. La Mer.	...55
a. Los objetivos del artículo de Víctor K. La Mer.	...56
b. Los puntos básicos de la crítica de Thomas S. Kuhn.	...56
c. Los argumentos de La Mer que critica Kuhn.	...57
4.3 La respuesta de La Mer al artículo de Thomas Kuhn.	...60
a. La estructura de la defensa de Víctor K. La Mer.	...60
4.4 La carta al editor donde Thomas Kuhn termina la polémica.	...63
Conclusiones	...65
A. Lo que hizo Carnot	...65
B. Alcances y limitaciones de la analogía motor hidráulico-motor térmico.	...67
C. Importancia pedagógica de la presente tesis.	...68
Bibliografía	...71
Apéndice A	...73
Apéndice B	...86

INTRODUCCIÓN



Sadi Carnot

El apellido Carnot está asociado más al nombre de Sadi que al nombre de su padre: Lázaro. Lázaro Carnot fue uno de los generales que participó en las campañas de Napoleón; fue miembro del Directorio, Ministro de Guerra y Matemático.

En 1796 nace N. Sadi Carnot. Hasta la edad de 16 años, la educación de Sadi fue dirigida por su padre. Entra a la École Polytechnique en 1812 y participa en la defensa de París contra las tropas rusas en 1814.

En 1824 Sadi publica su memoria "Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego". La memoria recibe una buena recepción en la "Revue Encyclopédique", una revista que cubría todas las ramas de la literatura, pero extrañamente nadie o casi nadie adquirió algún ejemplar.

Sadi muere a la edad de 36 años de cólera. Por una extraña coincidencia, tan sólo unos días antes de la muerte de Sadi, muere Evaristo Galois en un duelo por una mujer. Evaristo es probablemente el matemático más original de su época en Francia y su obra, como la de Sadi, permanece en la oscuridad durante algún tiempo. En el caso de Sadi, Émile Clapeyron es el encargado de mantenerla viva.

El conocimiento de lo que expresó Sadi Carnot en su conocido libro: "Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego..." tiene gran importancia en la ciencia de la

termodinámica, en sus orígenes históricos y en el diseño de estrategias para su enseñanza. Por esto, tomando en consideración estos tres aspectos es que se expone en primer lugar en la presente tesis lo que Carnot trata en su libro, analizando sus proposiciones y teoremas y la forma en que a ellos llega, viendo con cuidado lo que demuestra (y cómo lo hace). De entre los muchos trabajos que tratan de lo anterior existen obras recientes que sin embargo están equivocadas en algunas de sus afirmaciones principales, como lo demostramos respecto de la referencia 4 (Güemes et. al.).

En segundo lugar se desarrolla con más extensión que Carnot la analogía de los motores térmicos y los motores hidráulicos, que menciona en su libro; mostrando sus alcances y limitaciones.

En la tercera parte se trata de responder a una pregunta que solamente tiene una respuesta precisa a partir de la segunda ley de la termodinámica: “¿Cómo llega Carnot al resultado de que la potencia motriz máxima no sólo depende de la diferencia de temperaturas entre la caldera y el condensador, sino que es mayor cuanto menor es la temperatura de la caldera?”. En este capítulo se demuestra que la analogía hidráulica es válida y que, por tanto, pudo ser una guía para Carnot.

En la cuarta parte presentamos la polémica La Mer-Kuhn, en relación con la pretensión, comúnmente errónea, de la adjudicación de tesis modernas a los científicos de tiempos muy anteriores a los actuales.

Finalmente, se analiza la importancia pedagógica de todo lo anterior en la enseñanza de la termodinámica; particularmente en lo que se refiere al razonamiento por analogía – que no vale precisamente como argumento demostrativo, pero sí como descubrimiento y muestra de convicción- que es una de las principales operaciones mentales de acuerdo al modelo pedagógico de La Modificabilidad Cognitiva propuesto por Reuven Feuerstein.

CAPÍTULO I

Los ciclos que estudió Carnot

1.1 Introducción: El Ciclo de Carnot en la teoría termodinámica actual.

En la teoría termodinámica actual se le llama Ciclo de Carnot a un proceso que hace pasar a un sistema cualquiera, gas, líquido, sólido, radiación electromagnética, etc., por una sucesión de estados de equilibrio definidos mediante cuatro procesos reversibles:

1. Expansión isotérmica a temperatura T_1 -T es la temperatura de gas ideal-.
2. Expansión adiabática hasta alcanzar la temperatura $T_2 < T_1$.
3. Compresión isotérmica a la temperatura T_2 .
4. Compresión adiabática hasta el estado inicial a la temperatura T_1 .

Si este proceso se efectúa sobre un gas ideal, puede representarse la forma de este ciclo en un diagrama p vs. V o T vs. V , como se muestra en la figura 1.1:

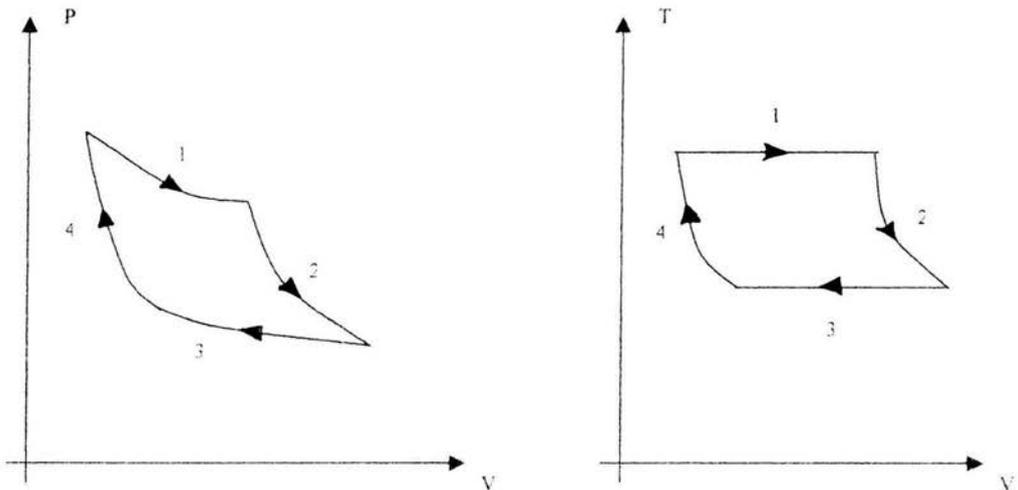


Figura 1.1: Representación cartesiana del ciclo de Carnot en un diagrama p vs V y T vs V . Los números sobre las curvas corresponden a los procesos descritos en el texto.

1.2 Las ediciones del libro original de Sadi Carnot utilizadas en este trabajo.

Nos hemos basado en tres ediciones correspondientes a tres idiomas diferentes. El orden de importancia es:

En primer lugar utilizamos la edición en francés que realizó Robert Fox¹; en segundo lugar la edición en español que realizó Javier Odón Ordóñez², y en tercer lugar usamos la edición en inglés que realizó Erick Mendoza³.

Las citas directas del trabajo de Carnot las tomamos de la edición de Robert Fox y recurrimos a la edición en español para la traducción correspondiente –en las notas al pie señalamos las páginas de donde es extraída la cita en español con una referencia cruzada al texto en francés que aparece en el apéndice A- y para verificar la propia traducción, que no escribimos en el trabajo. La edición de Erick Mendoza nos ha servido principalmente para cotejar algunos datos y para leer el trabajo de E. Clapeyron que aparece ahí junto con el trabajo de Carnot y el de Clausius, la traducción de los textos en inglés acerca de Clapeyron son del autor.

1.3 La estructura del trabajo de Carnot.

El libro “Réflexions sur la puissance motrice du feu” de Sadi Carnot está dividido implícitamente en cuatro partes, que son:

Primera: Acerca de que la potencia motriz se produce cuando el calórico recupera su equilibrio al pasar de un cuerpo caliente a un cuerpo frío.

Aquí plantea el problema que pretende resolver y establece los elementos básicos de una máquina de calor, figura 1.2:

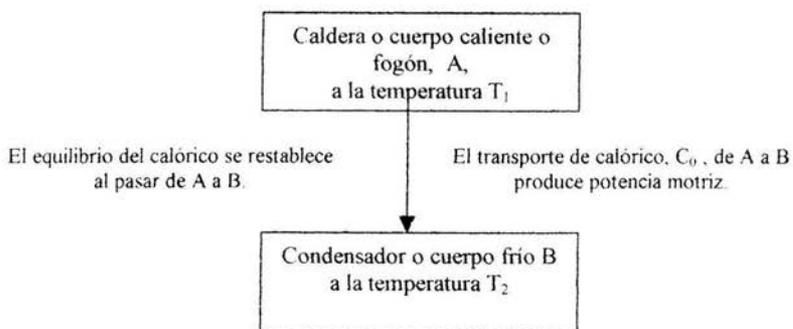


Figura 1.2: Esquema que muestra los elementos del principio de la producción de potencia motriz. T_1 es mayor que T_2 .

¹ Ref. 1.

² Ref. 2.

³ Ref. 3.

Segunda: En donde se considera la importancia de la sustancia operante en la producción de la potencia motriz y donde Carnot construye lo que hoy conocemos como el Ciclo de Carnot; dispositivo que utiliza para demostrar que la cantidad de potencia motriz no depende de la sustancia operante, sino únicamente de las temperaturas del fogón y el condensador.

Tercera: Acerca de qué valores de ΔT y T_1 (T_1 , temperatura del cuerpo caliente) son más adecuados para producir el máximo de potencia motriz.

Cuarta: En donde aplica su ciclo, modificado, para verificar su resultado principal: *Si el agente que ha intervenido para realizar la potencia motriz es realmente indiferente en relación a la cantidad de esa potencia.* Lo hace con tres sustancias: Vapor de agua, aire atmosférico y vapor de alcohol.

1.4 Ciclos estudiados por Carnot.

El objetivo de esta sección es presentar los ciclos que estudió y que usó Carnot para obtener sus resultados. No pretendemos adentrarnos en los detalles involucrados por la simple razón de que considerar detenidamente tan sólo uno de ellos ya constituiría un trabajo similar al presente, como demostramos más adelante al considerar la analogía motor hidráulico-motor térmico.

Básicamente, Carnot desarrolla y estudia tres ciclos, de los cuales utiliza uno para realizar investigaciones sobre los gases ideales; derivar lo que él llama su resultado fundamental: *Que la potencia motriz producida en una máquina térmica no depende de la sustancia operante, sino únicamente de las temperaturas del fogón y del condensador,* y para verificar ese resultado fundamental utilizando tres sustancias operantes diferentes: Aire atmosférico, vapor de agua y vapor de alcohol.

a. Ciclo con agua.

Este no es propiamente un ciclo porque Carnot no lo cierra. En sus palabras tenemos que:

“Es un hecho experimental que la temperatura de los fluidos gaseosos se eleva por compresión y descende por rarefacción. Aquí tenemos un medio seguro para cambiar la temperatura de los cuerpos y romper el equilibrio del calórico tantas veces como se quiera con la misma sustancia. El vapor de agua, empleado de modo inverso a como se utiliza en las máquinas de vapor, puede considerarse así como un medio para romper el equilibrio del calórico. Para convencerse de ello basta reflexionar con atención sobre el modo como se desarrolla la potencia motriz por la acción del calor sobre el vapor de agua. Imaginemos dos cuerpos A y B mantenidos ambos a una temperatura constante, siendo la de A mayor que la de B: esos dos cuerpos, a los que se puede dar o quitar calor sin hacer variar su temperatura, harán las funciones de dos depósitos indefinidos de calórico. Llamaremos al primero fogón y al segundo refrigerante

Si se quiere producir potencia motriz por el transporte de una cierta cantidad de calor del cuerpo A al cuerpo B, se podrá proceder de la siguiente manera:

1. Se toma calórico del cuerpo A para formar vapor, es decir se hace que este cuerpo desempeñe las funciones del fogón, o mejor dicho del metal que constituye la caldera de una máquina ordinaria; supondremos que el vapor se origina a la misma temperatura del cuerpo A.

2. Una vez que se ha recibido el vapor en una capacidad extensible, tal como un cilindro dotado de un émbolo, aumenta el volumen de esa capacidad y por lo tanto el del vapor. Al enrarecerse descenderá espontáneamente de temperatura, como le ocurre a todos los fluidos elásticos: supongamos que el enrarecimiento se continúa hasta que la temperatura sea precisamente la del cuerpo B.

3. Se condensa el vapor poniéndolo en contacto con el cuerpo B, y ejerciendo sobre él simultáneamente una presión constante hasta que esté completamente licuado. El cuerpo B juega aquí el papel del agua de inyección en las máquinas ordinarias, con la diferencia de que condensa el vapor sin mezclarse con él y sin cambiar de temperatura.

Las operaciones que acabamos de describir podrían hacerse tanto en un sentido como en el contrario. Nada impediría formar vapor a expensas del calórico del cuerpo B, y a la temperatura de este cuerpo comprimirlo hasta que adquiriese la temperatura del cuerpo A, con el fin de condensarlo por contacto con este último cuerpo, y continuar la compresión hasta una licuefacción completa.”⁴

En la figura 1.3 hemos representado el proceso descrito en un diagrama T vs. V. En este diagrama T_1 y T_2 son las temperaturas del fogón y del refrigerador, respectivamente, V_L es el volumen del líquido, V_1 el volumen inicial del vapor ya formado a la temperatura T_1 y V_2 el volumen del vapor a la temperatura T_2 . La expansión desde V_1 hasta V_2 es adiabática, aunque Carnot no dice qué forma debe tener la curva.

(La escala de temperatura que usa Carnot en su trabajo es la Centígrada.)

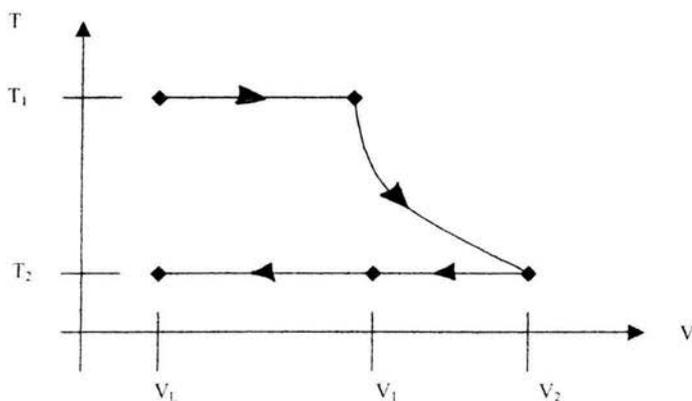


Figura 1.3: Diagrama T vs. V para el "ciclo" con agua.

En la figura 1.4 representamos el mismo proceso en un diagrama P vs. V, la nomenclatura es similar; P_1 es la presión del vapor ya formado, P_2 es la presión constante a la que se licúa el vapor y P_a es la presión atmosférica a la que suponemos que está el agua en su estado líquido. La expansión también es adiabática y la compresión es isobárica.

⁴ Ref. 2, pág. 43-45. Apéndice A, nota 1.

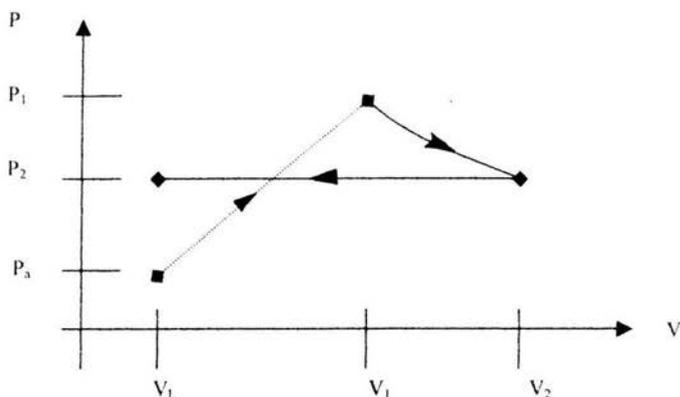


Figura 1.4: Diagrama P vs. V para el mismo "ciclo" de la fig 2.

Con este proceso Carnot establece la primera conclusión relacionada con su resultado fundamental. Para llegar a esta primera conclusión, Carnot imagina lo que sucedería si realizara el proceso descrito en forma inversa.

Esta forma inversa consiste en consumir potencia motriz y pasar calórico del cuerpo a baja temperatura al cuerpo a alta temperatura. Supone que al realizar el ciclo en el sentido directo y en el sentido inverso se trabaja con la misma cantidad de vapor y que no se producen pérdidas ni de calórico ni de potencia motriz.

"En nuestras primeras operaciones había tenido lugar la producción de potencia motriz y el transporte de calórico del cuerpo A al cuerpo B; en las operaciones inversas, hay simultáneamente consumo de potencia motriz y retorno de calórico del cuerpo B al cuerpo A. Pero si en ambos procesos se ha actuado sobre la misma cantidad de calor -vapor- ("quantité de vapeur" en el texto en francés), y no se ha producido pérdida ni de potencia motriz ni de calórico, la cantidad de potencia motriz producida en el primer caso será igual a la que se haya gastado en el segundo, y la cantidad de calórico traspasada del cuerpo A al cuerpo B será igual que la cantidad de calórico que vuelve a pasar del cuerpo B al cuerpo A, de modo que se podría hacer un número indefinido de operaciones alternas de este tipo sin producir en definitiva potencia motriz, ni traspasar calórico de un cuerpo a otro." ⁵

Una vez establecidas éstas condiciones, el siguiente paso de Carnot es imaginar qué ocurriría si existiera un ciclo bajo esas condiciones, en el que pudiera producirse más potencia motriz:

"Ahora bien, si existiera algún procedimiento para emplear el calor de un modo más ventajoso que los usados aquí, es decir, si fuera posible, por cualquier otro método, hacer que el calórico produjera una potencia motriz mayor que la obtenida en nuestra primera serie de operaciones, bastaría tomar una parte de esa potencia para hacer volver, por el método que hemos indicado, el calórico del cuerpo B al cuerpo A, del refrigerante al fogón, para restablecer las cosas en su estado primitivo y situarse en condiciones de volver a empezar de nuevo una operación completamente análoga a la primera y así sucesivamente: esto sería no sólo el movimiento perpetuo, sino una creación indefinida

⁵ Ref. 2, pág. 45. Apéndice A, nota 2.

de fuerza motriz sin consumo de calórico, ni de cualquier otro agente. Una creación semejante es totalmente contraria a las ideas recibidas hasta el presente, a las leyes de la mecánica y a la sana física, es inadmisibles (1). Se debe por lo tanto concluir que *el máximo de potencia motriz que se obtiene empleando el vapor es también el máximo de potencia motriz realizable por cualquier otro procedimiento.*"

"(1) Aquí tal vez se objete, que el movimiento perpetuo demostrado imposible para acciones mecánicas solas, tal vez no lo sea cuando se emplee la influencia bien del calor, bien de la electricidad; ¿pero puede concebirse los fenómenos del calor y la electricidad debidos a otra cosa que a movimientos cualesquiera de cuerpos y, como tales, no deben someterse a las leyes generales de la mecánica? ¿No se sabe además *a posteriori*, que todos los intentos para producir el movimiento perpetuo por cualquier procedimiento han sido infructuosos, que nunca se ha llegado a producir un movimiento realmente perpetuo, es decir un movimiento que continúe siempre sin alteración en los cuerpos que intervienen para realizarlo?"

Algunas veces se ha considerado que el aparato electromotor (la pila de volta) es capaz de producir movimiento perpetuo; se ha intentado llevar a cabo esta idea construyendo pilas secas, supuestamente inalterables. Pero a pesar de todo lo que se haya hecho, el aparato siempre ha sufrido deterioros apreciables, cuando su acción se ha mantenido durante cierto tiempo con alguna energía.

La acepción general y filosófica de las palabras movimiento *perpetuo* debe comprender, no sólo un movimiento susceptible de prolongarse indefinidamente después de recibir el primer impulso, sino la acción de un aparato, de un montaje cualquiera, capaz de crear potencia motriz en cantidad ilimitada, capaz de sacar del reposo sucesivamente a todos los cuerpos de la naturaleza, si se encontraran inmóviles, de destruir su principio de inercia, capaz en definitiva de sacar de sí mismo las fuerzas necesarias para mover el universo entero, para prolongar, para acelerar incesantemente el movimiento. Esto sería una verdadera creación de potencia motriz. Si fuera posible, sería inútil buscar esta potencia motriz en las corrientes de agua y de aire, en los combustibles; habríamos tenido a nuestra disposición una fuente inagotable de donde podríamos gastar libremente." ⁶

Este razonamiento -un tanto retórico: "...la sana física; es inadmisibles."- nos hace ver que las condiciones que Carnot ha impuesto al proceso que describe: Que se pueda invertir y que no hayan pérdidas de potencia motriz ni de calórico, bastan para poder concluir lo que subraya y que de no ser así se llegaría al absurdo del movimiento perpetuo -de primera especie en la terminología actual-, idea que Carnot considera ampliamente en su nota y que nos lleva a concluir que es base fundamental de su demostración.

La segunda conclusión que Carnot extrae de este proceso es la condición necesaria para obtener el máximo de potencia motriz:

"Puesto que todo restablecimiento de equilibrio puede ser causa de producción de potencia motriz, todo restablecimiento de equilibrio que se haga sin producción de esta potencia deberá considerarse como pérdida: ahora bien, a poco que se reflexione sobre esto, se advertirá que todo cambio de temperatura que no se deba a un cambio de volumen en los cuerpos, no puede ser sino un restablecimiento inútil de equilibrio en el calórico; la condición necesaria del máximo es por tanto:

Que no se realice en los cuerpos empleados para realizar la potencia motriz del calor ningún cambio de temperatura que no se deba a un cambio de volumen. Recíprocamente, todas las veces que se cumpla esta condición se logrará el máximo." ⁷

En resumen, con este primer "ciclo" Carnot concluye:

1. Que si no hay pérdidas de potencia motriz o de calórico en un proceso que pueda realizarse a la inversa -el paso de la cantidad de calórico C_0 , que produjo la potencia motriz PM_0 al pasar del cuerpo A al cuerpo B, del cuerpo B al cuerpo A aplicando

⁶ Ref 2, pág. 46. Apéndice A, nota 3.

⁷ Ref 2, pág. 46. Apéndice A, nota 4.

PM_0 - la potencia motriz será máxima independientemente de la sustancia operante utilizada.

2. Que la independencia puede afirmarse, además, por la imposibilidad del movimiento perpetuo –de primera especie en los términos actuales-.
3. Que el máximo de potencia motriz se obtiene cuando en los cuerpos empleados para realizarla no se producen cambios de temperatura que no sean debidos a un cambio de volumen.

b. Ciclo con aire. El Ciclo de Carnot.

Carnot reconoce que el proceso realizado con agua tiene un problema fundamental. Este problema consiste en que no puede haber inversión del proceso debido a que al final la temperatura del agua es la del cuerpo B. Esa situación impide que se cumpla la condición de Carnot para obtener la máxima potencia motriz dado que hay un cambio de temperatura que no se debe a un cambio de volumen cuando tiene que calentarse el agua a la temperatura T_2 para que alcance la temperatura T_1 y pueda obtenerse vapor.

“Cuando se toma calórico del cuerpo A para producir vapor y se condensa a continuación ese vapor poniéndolo en contacto con el cuerpo B, el agua empleada para formarlos, que se suponía primero a la temperatura del cuerpo A, se encuentra al final de la operación a la temperatura del cuerpo B, se ha enfriado. Si se quiere volver a empezar una operación semejante a la primera, si se quiere desarrollar una nueva cantidad de potencia motriz con el mismo instrumento, con el mismo vapor, es necesario volver a poner las cosas en un estado primitivo; es necesario restituir al agua el grado de temperatura que tenía en un principio. Sin duda esto puede hacerse poniéndola en contacto inmediatamente con el cuerpo A, ahora bien, en tal caso hay entonces un contacto entre cuerpos de temperaturas diferentes y pérdida de potencia motriz; resultaría imposible ejecutar la operación inversa, es decir devolver al cuerpo A el calórico empleado para elevar la temperatura del líquido.”⁸

Carnot propone resolver esta dificultad suponiendo infinitamente pequeña la diferencia de temperatura entre el cuerpo A y el cuerpo B⁹. Luego extiende esta solución al caso general, cuando la diferencia de temperatura entre el cuerpo A y el cuerpo B difiere notablemente; en este caso se insertan cuerpos cuyas temperaturas vayan disminuyendo desde T_1 hasta T_2 por una cantidad infinitesimal. De esta manera Carnot asegura que se tiene una serie de procesos en los que se cumplen las condiciones para obtener el máximo de potencia motriz y que, por tanto, en el caso global también se dan esas condiciones.

Los gases permanentes no presentan la dificultad que ha reconocido Carnot acerca del agua –el cambio de fase-, además se enfrían al expandirlos y se calientan al comprimirlos. Este fenómeno los hace adecuados para las investigaciones de Carnot, en particular para demostrar la proposición que afirmó haber demostrado con el “ciclo” con agua:

“Cuando se comprime rápidamente un fluido gaseoso, su temperatura se eleva; por el contrario disminuye cuando se dilata rápidamente. Este es uno de los hechos mejor comprobados por la experiencia: lo tomaremos como base de nuestra demostración.

Si se quiere llevar un gas, cuya temperatura se ha elevado por efecto de la compresión a su temperatura primitiva, sin que su volumen sufra nuevos cambios, es necesario quitarle calórico. Este calórico también podría ser retirado a medida que se ejecutase la compresión, de manera que la

⁸ Ref. 2, pág. 48. Apéndice A, nota 5.

⁹ Ref. 2, pág. 48.

temperatura del gas permaneciera constante. Análogamente, si se enfriase el gas, se podría evitar que bajara su temperatura dándole una cierta cantidad de calorico.¹⁰

Tras estas consideraciones, que nos recuerdan los procesos isotérmicos actuales, Carnot se dispone a construir el ciclo que devendría en el que hoy conocemos como Ciclo de Carnot:

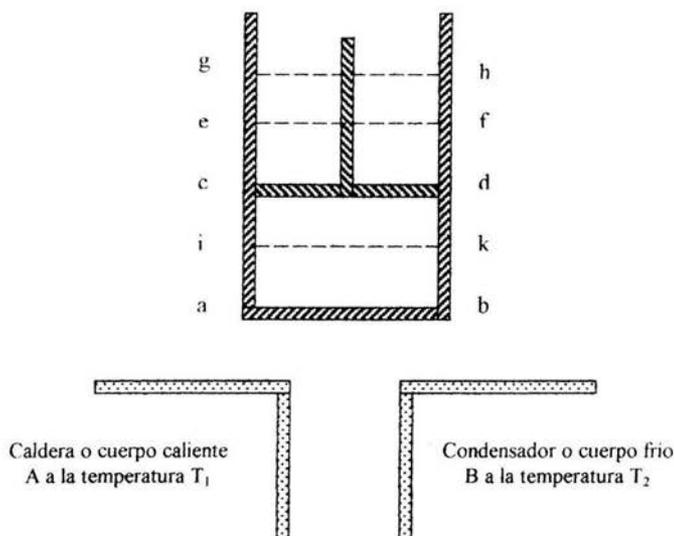


Figura 1.5: Dispositivo que usa Carnot para describir el primer ciclo completo que propone.

“Establecida esta noción preliminar, imaginamos un fluido elástico, el aire por ejemplo, encerrado en un vaso cilíndrico abcd, figura 1.5, provisto de un diafragma móvil o émbolo cd; supongamos además dos cuerpos A y B que se mantienen a temperatura constante, siendo la de A más elevada que la de B; nos figuramos ahora la serie de operaciones que se van a describir.

1. Contacto del cuerpo A con el aire encerrado en la capacidad abcd, o con la pared de esta capacidad, pared que supondremos transmite fácilmente el calorico. Por este contacto el aire se encuentra a la misma temperatura del cuerpo A; cd es la posición actual del émbolo.
2. El émbolo se levanta gradualmente, llegando a tomar la posición ef. El cuerpo A y el aire están siempre en contacto, por lo que el segundo se mantiene a temperatura constante durante la rarefacción. El cuerpo A proporciona el calorico necesario para mantener la temperatura constante.
3. Se aleja el cuerpo A, y el aire ya no se encuentra más en contacto con ningún cuerpo capaz de proporcionarle calorico: el émbolo sin embargo continúa moviéndose y pasa de la posición ef a la posición gh. El aire se rarefacta sin recibir calorico, y su temperatura descende. Imaginemos que descende así hasta llegar a ser igual a la del cuerpo B: en ese momento el émbolo se detiene y ocupa la posición gh.

¹⁰ Ref. 2, pág. 49-50. Apéndice A, nota 6.

4. Se pone el aire en contacto con el cuerpo B; se le comprime por el retroceso del émbolo que le lleva de la posición gh a la posición cd. Este aire sin embargo permanece a temperatura constante, a causa de su contacto con el cuerpo B al cual cede su calórico.
5. Separado el cuerpo B, se continúa la compresión del aire, que, al encontrarse entonces aislado, se eleva de temperatura. Se continúa la compresión hasta que el aire haya adquirido la temperatura del cuerpo A. El émbolo pasa durante ese tiempo a la posición ik.
6. El aire se vuelve a poner en contacto con el cuerpo A; el émbolo vuelve de la posición ik a la posición ef, la temperatura permanece invariable.
7. El periodo descrito en el inciso 3 se repite, después a continuación los periodos 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, etc.”¹¹

Si siguiendo la terminología actual, que podemos aplicar a la descripción de Carnot sin riesgo de alterarla demasiado, los procesos son: Paso 2, expansión isotérmica; paso 3, expansión adiabática; paso 4, compresión isotérmica; paso 5, compresión adiabática y, en el paso 6, expansión isotérmica. En la figura 1.6 podemos apreciar un diagrama de T vs. V para este proceso; la nomenclatura corresponde a la descripción de Carnot. V_{cd} es el volumen inicial del aire, V_{ef} el volumen que ocupa después de la expansión isotérmica, V_{gh} el volumen que ocupa al final de la expansión adiabática, V_{ik} es el volumen del gas después de la compresión adiabática. Cada volumen corresponde a un estado diferente del gas. Si consideramos que V_{cd} corresponde a dos temperaturas diferentes, tenemos 5 estados distintos.

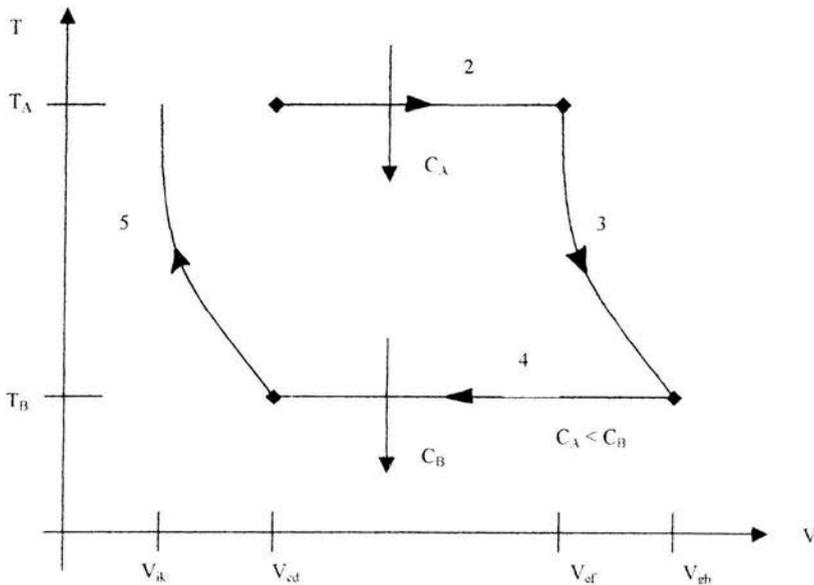


Figura 1.6: Diagrama T vs. V para el ciclo descrito en los incisos 1 a 5 de la descripción de Carnot.

¹¹ Ref. 2, pág. 51. Apéndice A, nota 7.

Como se observa en el diagrama de la figura 5, la cantidad de calórico, C_A , necesaria para llevar el émbolo desde V_{ed} hasta V_{ef} es menor que la cantidad de calórico, C_B , que el gas libera en la compresión desde V_{gh} hasta V_{od} , dado que la diferencia entre el primer par de volúmenes es menor que la diferencia entre el segundo par. Esto constituye una inconsistencia dentro del esquema que Carnot plantea porque comienza con una cantidad de calórico y termina con una cantidad mayor. El calórico no sólo no se conserva, sino que su cantidad aumenta. Como Carnot dice al final de la sección 1.3.a: El excedente de calórico podría usarse para producir movimiento perpetuo.

En la figura 1.7 ilustramos el ciclo que cierra Carnot en el inciso siete de su descripción. Este ciclo consta de cuatro estados para el gas.

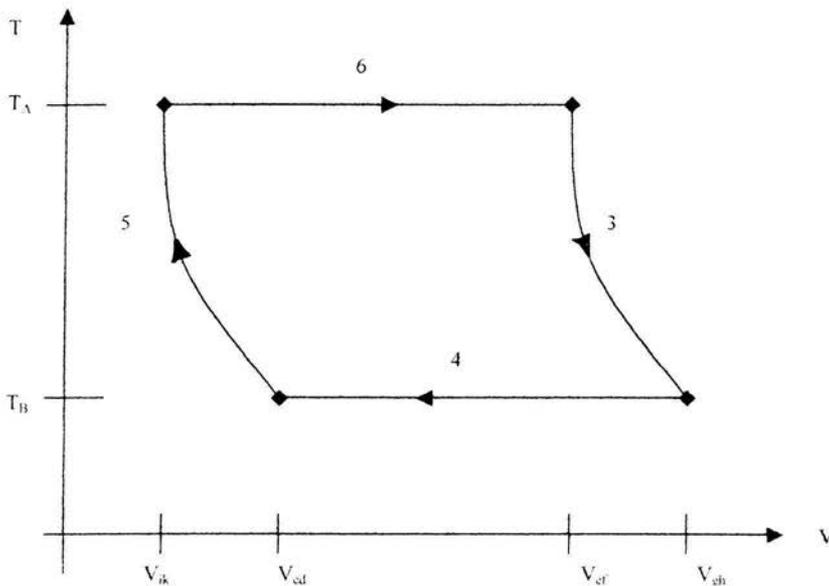


Figura 1.7: Diagrama T vs. V descrito en el inciso 7 de la descripción de Carnot.

En la figura 1.8 representamos el ciclo final en un diagrama P vs. V. Como Carnot utiliza aire atmosférico como sustancia operante puede recurrirse a dibujar las isothermas y las adiabáticas correspondientes a los gases ideales –extrapolando desde éstos-. Clapeyron estudia este ciclo ¹² (Ver la sección 1.5.a “Primer Ciclo”, más abajo) y señala que las isothermas siguen la ley de Mariotte (En una masa de gas a temperatura constante la presión es inversamente proporcional al volumen, o sea que el producto de ambos es constante), mientras que las adiabáticas siguen una ley desconocida para él, ver figura 1.9.

¹² Ref. 3, pág. 75-76.

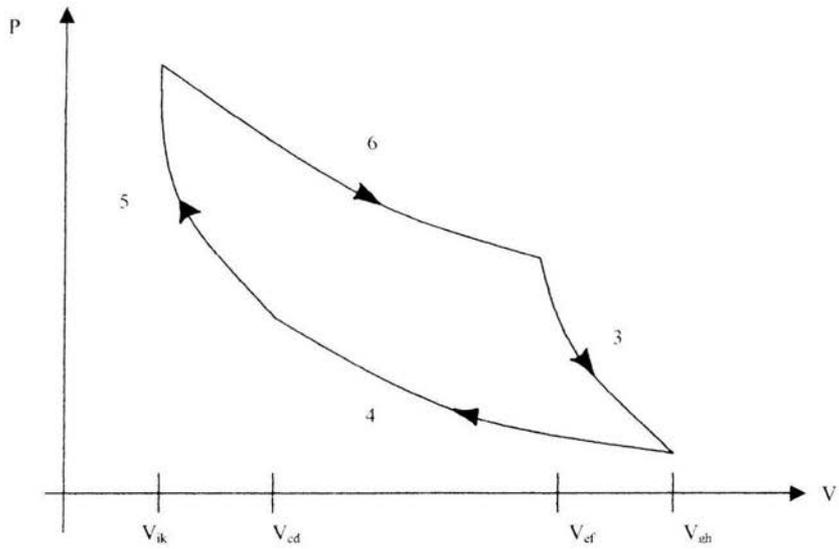


Figura 1.8: Diagrama P vs. V para el ciclo final del inciso 7 de la descripción de Carnot.

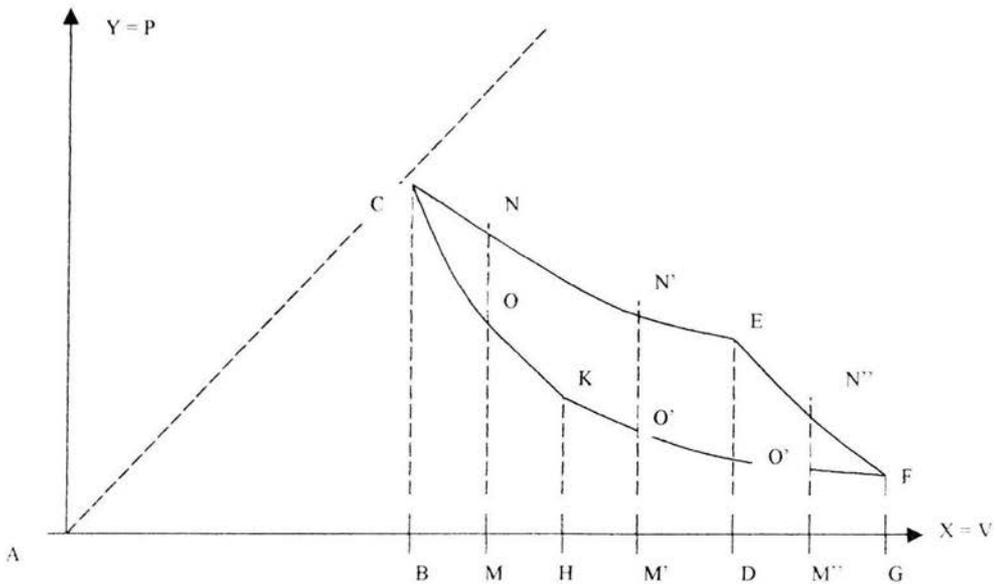


Figura 1.9: Diagrama de Clapeyron P vs. V para el ciclo del inciso 7 de la descripción de Carnot.

En la referencia 12 se hace una discusión amplia acerca de cómo cerrar adecuadamente este ciclo que, como hemos señalado, Carnot cierra de manera arbitraria puesto que cae en una inconsistencia con sus propios argumentos.

Carnot considera que la potencia motriz producida durante los movimientos de dilatación es considerablemente mayor que la que se consume durante los movimientos de compresión; de esta forma, se produce un excedente de potencia motriz que puede usarse en alguna aplicación:

“En estas diversas operaciones el émbolo experimenta un esfuerzo más o menos grande del lado del aire encerrado en el cilindro; la fuerza elástica de ese aire varía, tanto por los cambios de volumen como por los de temperatura; pero se debe hacer notar que a igual volumen, es decir para posiciones semejantes del émbolo, la temperatura es más elevada durante los movimientos de dilatación que durante los de compresión. Durante los primeros la fuerza elástica del aire es por tanto superior y, como consecuencia, la cantidad de potencia motriz producida por los movimientos de dilatación es más considerable que la que se consume para producir movimientos de compresión. Así se obtendría un excedente de potencia motriz, del que se podría disponer para un uso cualquiera.”¹³

Después de la consideración anterior viene la sección en que demuestra la independencia de la sustancia operante en la producción de la potencia motriz, a lo que llamará su resultado fundamental (que la producción de potencia motriz es independiente de la sustancia operante utilizada).

Con los procesos isotérmicos y adiabáticos no ha habido lugar para la pérdida de calórico, tampoco ha habido un restablecimiento inútil de su equilibrio; según esto, es posible invertir el proceso –puede pasarse calórico del cuerpo B al cuerpo A empleando la cantidad de potencia motriz generada en el proceso directo:

“El aire nos ha servido de máquina de fuego; lo hemos empleado de la forma más ventajosa posible porque no se ha hecho ningún restablecimiento inútil en el equilibrio del calórico.

Todas las operaciones descritas más arriba pueden realizarse en un sentido y en un orden inverso.”¹⁴

Estas consideraciones establecen los elementos para que Carnot argumente la imposibilidad de producir una cantidad de potencia motriz mayor que la máxima potencia motriz que se puede obtener con el vapor de agua como sustancia operante, dado que no hay pérdidas de calórico ni de potencia motriz y el aire se lleva después de cada ciclo de operaciones al estado inicial del ciclo, lo que no ocurre con el agua; este último hecho permite que Carnot considere que sus razonamientos son más exactos en el caso presente y le llevan a inducir la proposición general que él mismo subraya en su texto. También hay que observar que sigue tomando en cuenta la imposibilidad de hacer producir al calórico una cantidad de potencia motriz superior a la obtenida en el “ciclo” con agua – imposibilidad del movimiento perpetuo de primera especie-

“El resultado de las primeras operaciones había sido la producción de una cierta potencia motriz y el transporte del calórico del cuerpo A al cuerpo B; el resultado de las operaciones inversas es el consumo de potencia motriz producida y la vuelta de calórico del cuerpo B al cuerpo A: de modo que estas dos series de operaciones se anulan, se neutralizan de alguna manera la una a la otra.

¹³ Ref. 2, pág. 53. Apéndice A, nota 8.

¹⁴ Ref. 2, pág. 53. Apéndice A, nota 9.

Ahora es fácil de probar la imposibilidad de hacer producir al calorífico una cantidad de potencia motriz superior a la que hemos obtenido en nuestra primera serie de operaciones. Esto se demostrará por un razonamiento similar al que hemos utilizado en la página 49. El razonamiento tendrá aquí un grado más de exactitud: al final de cada ciclo de operaciones, el aire del que nos servimos para desarrollar la potencia motriz se lleva precisamente al estado en que se encontraba al principio, algo que no ocurría con el vapor de agua, como ya hicimos observar (1).

Hemos elegido aire atmosférico como instrumento que debía desarrollar la potencia motriz del calor; pero es evidente que los razonamientos habrían sido los mismos para cualquier otra sustancia gaseosa, e incluso para cualquier otro cuerpo susceptible de cambiar de temperatura por contracciones y dilataciones sucesivas, lo que abarca todos los cuerpos de la naturaleza, o al menos todos los que son apropiados para realizar la potencia motriz del calor. Así, por este razonamiento, llegamos a establecer la proposición general siguiente:

La potencia motriz del calor es independiente de los agentes que intervienen para realizarla; su cantidad se fija únicamente por la temperatura de los cuerpos entre los que se hace, en definitiva, el transporte de calorífico.”¹⁵

(1): Suponemos implícitamente en nuestra demostración que cuando un cuerpo ha sufrido cambios cualesquiera y después de un cierto número de transformaciones se lleva a su estado primitivo, es decir a su estado original en lo que se refiere a la densidad, temperatura y modo de agregación, supondremos, repito, que tal cuerpo resulta que contiene la misma cantidad de calor que contenía al principio, o dicho de otro modo, que las cantidades de calor absorbidas y cedidas en las diferentes transformaciones, se compensan exactamente. Este hecho jamás ha sido puesto en duda; primero ha sido admitido sin reflexión, se ha verificado después en muchos casos por medio de las experiencias del calorímetro. Negarlo sería derribar toda la teoría del calor, a la que sirve de base. Por lo demás, dicho sea de paso, los fundamentos principales sobre los que descansa la teoría del calor tendrían necesidad de un examen más cuidadoso. Muchos hechos de experiencia parecen casi inexplicables en el estado actual de esta teoría.”¹⁶

La última frase de la nota nos hace pensar que Carnot desea proponer otra teoría del calor.

c. El ciclo con aire, modificado por Carnot (Ciclo Modificado por Carnot, CMC).

El ciclo con aire que hemos revisado en el inciso anterior sirve a Carnot para demostrar su resultado fundamental.

Para continuar su trabajo, Carnot modifica el ciclo con aire. Supone que, en el caso de la demostración que ha realizado con ese ciclo, habría habido una simplificación si las temperaturas de los cuerpos A y B se hubieran diferenciado muy poco: de esta manera, la expansión y la compresión adiabáticas serían poco extensas y podrían despreciarse sin influir en la producción final de potencia motriz:

“Se observará fácilmente que nuestra demostración se habría simplificado suponiendo que las temperaturas de los cuerpos A y B se diferenciaban muy poco. Entonces, al ser los movimientos del émbolo en los periodos 3 y 5 poco extensos, podrían haberse suprimido sin influencia sensible sobre la producción de potencia motriz. Un cambio de volumen muy pequeño debe bastar, en efecto, para producir un cambio de temperatura muy pequeño, y ese pequeño cambio de volumen es despreciable en comparación con el de los periodos 4 y 6, cuya extensión es ilimitada.

Si se suprimen los periodos 3 y 5 en la serie de operaciones descrita anteriormente, se reduce a los siguientes:

¹⁵ Ref. 2, pág. 54. Apéndice A, nota 10.

¹⁶ Ref. 2, pág. 54. Apéndice A, nota 11.

1. Contacto del gas encerrado en abcd con el cuerpo A; paso del émbolo de cd a fe.
2. Separación del cuerpo A, contacto del gas encerrado en abef con el cuerpo B, retroceso del émbolo de fe a cd.
3. Separación del cuerpo B, contacto del gas con el cuerpo A, paso del émbolo de cd a fe, es decir repetición del primer periodo y así sucesivamente.

La potencia motriz resultante del conjunto de las operaciones 1 y 2 será evidentemente la diferencia entre la que se produce por la expansión del gas mientras se encuentra a la temperatura del cuerpo A, y la que se consume para comprimir el gas mientras se encuentra a la temperatura del cuerpo B.”¹⁷

En la figura 1.10 ilustramos este ciclo, al que llamaremos Ciclo Modificado por Carnot (CMC), en un diagrama T vs. V, y en la figura 1.11 en un diagrama P vs. V. En el texto de Carnot que hemos citado no hay mención acerca de que la expansión y la compresión isotérmicas sean consideradas distintas a las del ciclo original; es decir, consideraremos que su forma es la de isothermas correspondientes a un gas ideal.

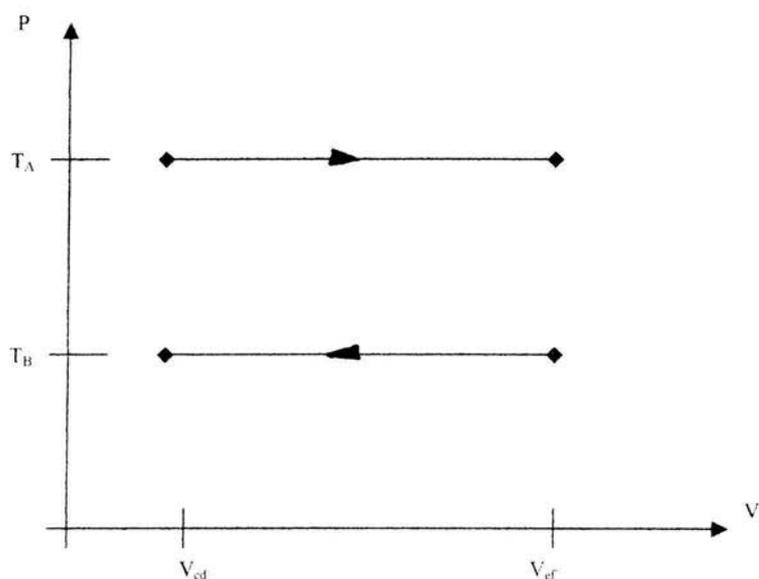


Figura 1.10: Diagrama T vs. V para el Ciclo Modificado por Carnot.

¹⁷ Ref. 2, pág. 55 Apéndice A, nota 12.

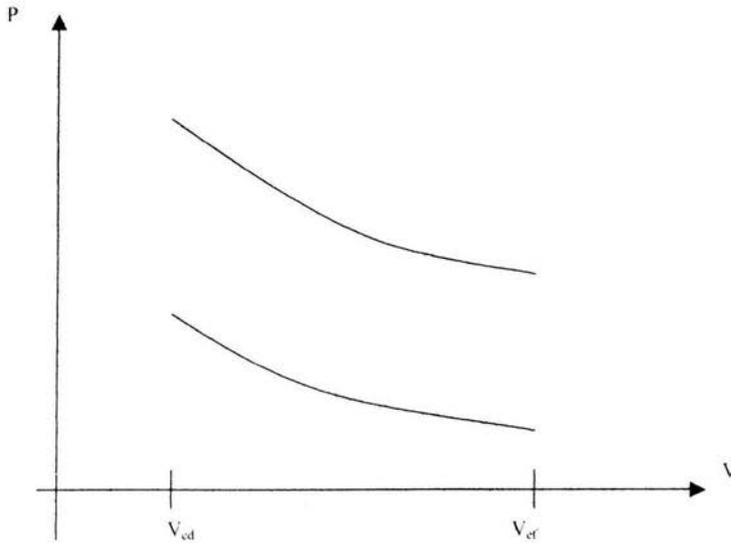


Figura 1.11: Diagrama P vs. V para el Ciclo Modificado por Carnot.

Con este ciclo Carnot realiza las investigaciones que exponemos en el siguiente apartado.

1.5 Aplicaciones del Ciclo Modificado por Carnot (CMC).

Carnot utiliza este ciclo modificado en sus investigaciones. Deriva directamente ocho resultados, de los cuales uno corresponde al complemento de su resultado fundamental, a saber: Que la producción de potencia motriz depende de manera inversa de la temperatura del cuerpo caliente a T_{Δ} .

Primer resultado –válido siempre y cuando el gas sea ideal-:

*“Cuando un gas pasa, sin cambiar su temperatura, de un volumen y una presión determinada a otro volumen y otra presión igualmente determinadas, la cantidad de calórico absorbida o abandonada es siempre la misma, cualquiera que sea la naturaleza del gas elegido como objeto de la experiencia”.*¹⁸

Aplica el CMC, sin hipótesis adicional a la forma de las isoterma, a dos gases de naturaleza química diferente, ambos a la misma presión, la presión atmosférica:

“Supongamos que las operaciones 1 y 2 se ejecutan sobre dos gases de naturaleza química diferente, pero a la misma presión, a la presión atmosférica por ejemplo, en la misma circunstancia esos dos gases se comportarán de un modo igual tanto el uno como el otro, es decir que sus fuerzas

¹⁸ Ver nota al pié 20.

expansivas, iguales al principio, seguirán siendo iguales cualesquiera que sean las variaciones de volumen y de temperatura, con tal que sean la misma en una y otra parte. Esto evidentemente se deduce de las leyes de Mariotte y de los señores Gay-Lussac y Dalton, leyes comunes a todos los fluidos elásticos y en virtud de las cuales existen las mismas relaciones en todos los fluidos entre el volumen, la fuerza expansiva y la temperatura.”¹⁹

También utiliza la ley de Mariotte, que puede enunciarse de tres maneras diferentes:

1. *En una masa de gas, a temperatura constante el producto de la presión por el volumen da un valor constante:*

$$p_1 \cdot V_1 = p_2 \cdot V_2 = p_3 \cdot V_3 = \dots = K$$

2. *En las condiciones indicadas, los volúmenes son inversamente proporcionales a las presiones, o sea*

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{V_1}{V_2}$$

3. *En una masa dada de gas que se conserva a temperatura constante las densidades y los pesos específicos son directamente proporcionales a las presiones. Así, llamando ρ_1 y ρ_2 a las densidades y π_1 y π_2 a los pesos específicos:*

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\pi_1}{\pi_2}$$

También utiliza las leyes de Gay-Lussac y Dalton, que dicen, respectivamente:

Conservando una masa dada de cualquier gas a presión constante, los cambios de volumen son iguales para iguales variaciones de temperatura. O expresada de otra forma: Todos los gases tienen el mismo coeficiente de dilatación.

Si en un recipiente hay una mezcla de gases que no tienen acción química, la presión total es igual a la suma de las presiones que cada uno de los gases produciría si ocupase solo todo el recipiente.

Para concluir su razonamiento aplica su resultado fundamental, junto con el CMC – donde las isothermas siguen la ley de Mariotte-. Carnot no menciona que se aplique la Ley de Gay-Lussac:

“Puesto que dos gases diferentes, tomados a la misma temperatura y a la misma presión, deben comportarse del mismo modo en las mismas circunstancias, si se les hace pasar a ambos por las operaciones descritas enteramente, deberán dar lugar a cantidades iguales de potencia motriz. Eso supone, según la proposición fundamental que hemos establecido, el empleo de cantidades equivalentes de calórico, es decir, supone que la cantidad de calórico que pasa del cuerpo A al cuerpo B es la misma, tanto se opere sobre un gas, como sobre otro.

La cantidad de calórico traspasado del cuerpo A al cuerpo B es evidentemente la que es absorbida por el gas en su extensión de volumen o la que el gas abandona a continuación por compresión. Por consiguiente nos vemos abocados a establecer la siguiente proposición: *Cuando un gas pasa, sin cambiar su temperatura, de un volumen y una presión determinada a otro volumen y otra presión*

¹⁹ Ref 2, pág. 56. Apéndice A, nota 12.

igualmente determinadas, la cantidad de calórico absorbida o abandonada es siempre la misma, cualquiera que sea la naturaleza del gas elegido como objeto de la experiencia.”²⁰

Segundo resultado:

“Cuando un fluido elástico pasa sin cambiar de temperatura del volumen U al volumen V , y una cantidad del mismo gas, semejante en peso, pasa a la misma temperatura del volumen U' al volumen V' , si la relación de U' a V' es igual a la relación de U a V , las cantidades de calor absorbidas o cedidas en uno y otro caso serán iguales entre ellas.

Este teorema puede enunciarse de otra manera:

“Cuando un gas varía su volumen sin cambiar de temperatura, las cantidades de calor absorbidas o cedidas por el gas están en progresión aritmética, si los aumentos o reducciones de volumen se dan en progresión geométrica.”

Imagina dos recipientes de volúmenes distintos y coloca la misma masa de gas en cada uno de ellos. Aplica el CMC a cada uno sin agregar condiciones adicionales a la forma de las isothermas –utiliza la ley de Mariotte explícitamente–.

El razonamiento tiene una contradicción. Carnot dice que la fuerza elástica varía en razón inversa al volumen, hecho que es correcto. A continuación afirma que la presión total ejercida en cada uno de los émbolos es la misma en ambos casos; esto contradice la hipótesis anterior puesto que a partir de aquí se puede deducir que la fuerza elástica –que suponemos es la fuerza que genera la presión, según nuestro concepto de ésta– del gas varía en proporción directa al volumen –este hecho nos hace sospechar que Carnot no maneja el concepto de presión como fuerza por unidad de área–.

“Vamos a deducir ahora de la proposición general enunciada en la Pág. 55, un segundo teorema que servirá de complemento al que acaba de ser demostrado.

Imaginémonos que el gas encerrado en la capacidad cilíndrica $abcd$, Fig. 2, se transporta a la capacidad $a'b'c'd'$, Fig. 3, de igual altura pero de base diferente y mayor extensión: el gas aumentará de volumen, disminuirá de densidad y de fuerza elástica en relación inversa a los volúmenes $abcd$ y $a'b'c'd'$. En cuanto a la presión total ejercida sobre cada uno de los émbolos cd y $c'd'$ serán la misma en ambos casos, ya que las superficies de los émbolos están en razón directa a sus volúmenes.

Supongamos que sobre el gas encerrado en $a'b'c'd'$ se ejecutan las operaciones descritas en la página 55 y que se suponían realizadas sobre el gas encerrado en $abcd$; es decir supongamos que se da al émbolo $c'd'$ movimientos de igual amplitud a los del émbolo cd , que se le hace ocupar sucesivamente las posiciones $c'd'$, correspondiente a cd y $e'f'$ correspondiente a fe y que, al mismo tiempo, se hace sufrir al gas, por medio de dos cuerpos A y B , las mismas variaciones de temperatura que cuando estaba encerrado en $abcd$: el esfuerzo total ejercido sobre el émbolo resultará ser en los dos casos el mismo en los instantes correspondientes. Esto se deduce únicamente de la ley de Mariotte (1): en efecto las densidades de los dos gases conservan siempre las mismas relaciones para posiciones semejantes de los émbolos, y al ser la temperatura siempre igual en un lado y en otro, las presiones totales ejercidas sobre los émbolos conservan siempre la misma relación entre ellas. Si para cada instante esta relación es la de igualdad, las presiones serán siempre iguales.

Como además las amplitudes de los dos émbolos tienen amplitudes iguales, la potencia motriz producida en una y en otra parte será evidentemente la misma; de donde se debe concluir, según la proposición de la página 55 que las cantidades de calor empleadas en ambas partes son las mismas, es decir que pasa del cuerpo A al cuerpo B la misma cantidad de calor en ambos casos.

El calor tomado del cuerpo A y dado al cuerpo B no es otra cosa que el calor absorbido por la rarefacción y desprendido a continuación por su compresión. Llegamos por tanto a establecer el teorema siguiente:

²⁰ Ref. 2, pág. 56. Apéndice A, nota 13.

Cuando un fluido elástico pasa sin cambiar de temperatura del volumen U al volumen V , y una cantidad del mismo gas, semejante en peso, pasa a la misma temperatura del volumen U' al volumen V' , si la relación de U' a V' es igual a la relación de U a V , las cantidades de calor absorbidas o cedidas en uno y otro caso serán iguales entre ellas.

Este teorema puede enunciarse de otra manera:

Cuando un gas varía su volumen sin cambiar de temperatura, las cantidades de calor absorbidas o cedidas por el gas están en progresión aritmética, si los aumentos o reducciones de volumen se dan en progresión geométrica.”²¹

Hay que señalar que Carnot considera a las leyes de Mariotte y Gay-Lussac y Dalton como leyes básicas en todas sus demostraciones. Hace uso de estas leyes dentro de los límites experimentales conocidos en la época.

“(1): La ley de Mariotte sobre la que nos basamos aquí para establecer nuestra demostración es una de las leyes físicas mejor comprobadas. Ha servido de base a muchas teorías verificadas por la experiencia, y que verifican a su vez las leyes sobre las que se asientan. Todavía se puede citar como comprobación de gran valor de la ley de Mariotte y también de la de los señores Gay-Lussac y Dalton, para un gran intervalo de temperatura, las experiencias de los Srs. Dulong y Petit (Véase *Annales de physique et chimie*, febrero 1818, tomo 7, pág. 122). Se pueden citar experiencias todavía más recientes de los Srs. Davy y Faraday.

Los teoremas que deduciremos aquí no serían tal vez exactos si se les aplicara fuera de ciertos límites, bien de densidad, bien de temperatura: sólo deben considerarse como verdaderos en los límites donde las leyes de Mariotte y de los señores Gay-Lussac y Dalton han sido comprobadas.”²²

Tercer resultado:

“El cambio operado en el calor específico de un gas a causa de un cambio de volumen depende únicamente de la relación entre el volumen primitivo y el volumen variado.

Esta proposición puede enunciarse de otra manera:

Cuando un gas aumenta su volumen en progresión geométrica, su calor específico crece en progresión aritmética.”²³

Utiliza el CMC –con la ley de Mariotte para las isothermas pues no menciona otra cosa– tomando una diferencia de temperatura entre los cuerpos A y B de 1 grado. Llama a al calor proporcionado por el cuerpo A al fluido en la expansión isotérmica y b al calor proporcionado en un proceso diatérmico que lleva al fluido de T_B hasta T_A . Del mismo modo, b' es el calor cedido al cuerpo B en un proceso diatérmico y a' el calor cedido por la compresión isotérmica.

“Admitamos que las operaciones descritas en la página 55 en lugar de ejecutarse con dos cuerpos A y B, cuyas temperaturas difieren entre sí una cantidad infinitamente pequeña, se ejecutan con dos cuerpos cuyas temperaturas difieren entre sí una cantidad finita, de 1° por ejemplo. En un ciclo completo de operaciones el cuerpo A proporciona al fluido elástico una cierta cantidad de calor que puede dividirse en dos porciones: 1°. La que es necesaria para mantener la temperatura del fluido a un grado constante durante la dilatación y 2°. La que se necesita para volver a llevar al fluido de la temperatura del cuerpo B a la temperatura del cuerpo A. Llamemos a a la primera cantidad y b a la segunda: el calor total dado por el cuerpo A será a+b.

El calor cedido por el fluido al cuerpo B, puede dividirse también en dos partes: una, b', debida al enfriamiento del gas por el cuerpo B, la otra, a', que el gas abandona por efecto de su reducción de volumen. La suma de esas dos cantidades es a' + b'; debe ser igual que a + b porque

²¹ Ref. 2, pág. 62. Apéndice A, nota 14.

²² Ref. 2, pág. 63. Apéndice A, nota 15.

²³ Ver nota al pie 24.

después de un ciclo completo de operaciones el gas es devuelto idénticamente a su estado primitivo. Ha debido ceder todo el calórico que se le había proporcionado primero. Tenemos entonces que

$$a + b = a' + b'$$

o bien

$$a - a' = b' - b$$

Según el teorema enunciado en la página 64, las cantidades a y a' son independientes de la densidad del gas, siempre que su cantidad ponderal permanezca igual, y que las variaciones de volumen sean proporcionales al volumen primitivo. La diferencia $a - a'$ debe cumplir las mismas condiciones y por consiguiente $b - b'$, que es la misma. Pero b' es el calórico necesario para elevar un grado el gas encerrado en $abcd$ (Fig. 2), b' es el calórico abandonado por el gas, cuando, encerrado en $abef$, se enfria 1 grado; esas cantidades pueden servir de medida de los calores específicos. Esto nos lleva a establecer la proposición siguiente:

El cambio operado en el calor específico de un gas a causa de un cambio de volumen depende únicamente de la relación entre el volumen primitivo y el volumen variado.

Es decir, que la diferencia de los calores específicos no depende de la magnitud absoluta de los volúmenes, sino únicamente de su relación.

Esta proposición puede enunciarse de otra manera:

*Cuando un gas aumenta su volumen en progresión geométrica, su calor específico crece en progresión aritmética.*²⁴

Cuarto resultado:

*“La cantidad de calor debida al cambio de volumen de un gas es tanto más considerable cuanto más elevada sea la temperatura.”*²⁵

Quinto resultado (Complemento del resultado fundamental):

*“La caída de calórico produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los superiores.”*²⁶

Únicamente mencionaremos aquí el papel del CMC en la derivación de estos dos resultados (cuarto y quinto) pues el objetivo de esta tesis es considerarlos detenidamente. Así, vemos que Carnot usa el CMC con la ley de Mariotte para las isotermas.

“Vamos a discutir su realidad por medio de razonamientos rigurosos. Imaginemos que las operaciones descritas en la página 55 se ejecutan sucesivamente sobre dos cantidades de aire atmosférico iguales en peso y volumen, pero tomadas a temperaturas diferentes; supongamos además la diferencias de grados de temperatura entre los cuerpos A y B iguales en ambos casos; así esos cuerpos tendrán, en uno de los casos, las temperaturas 100° y $100^\circ - h$ (siendo h infinitamente pequeña) y en el otro 1° y $1^\circ - h$. La cantidad de potencia motriz producida es en cada caso la diferencia entre la que produce el gas en su dilatación y la que necesita utilizar para volver a su volumen primitivo. Pero esta diferencia es, como se puede asegurar por medio de un razonamiento simple que no creemos necesario detallar, el mismo en uno y otro caso: así, la potencia motriz producida es la misma.”²⁷

Sexto resultado:

*“1000 unidades de calor, al pasar de un cuerpo mantenido a la temperatura de 1° a otro cuerpo mantenido a la temperatura de 0° , producirán, actuando sobre el aire, 1.395 unidades de potencia motriz.”*²⁸

²⁴ Ref. 2, pág. 66. Apéndice A, nota 16.

²⁵ Ref. 2, pág. 75. Apéndice A, nota 17.

²⁶ Ref. 2, pág. 75. Apéndice A, nota 18.

²⁷ Ref. 2, pág. 73. Apéndice A, nota 19.

²⁸ Ver nota al pie 31.

“Supongamos que se emplea en primer lugar el aire atmosférico, la operación se hará de acuerdo al método indicado en la pág. 55. Haremos las siguientes hipótesis:

Se toma el aire a la presión atmosférica: la temperatura del cuerpo A es de una milésima de grado por encima de 0°, de del cuerpo B es de 0°. La diferencia es muy pequeña como se ve, circunstancia aquí necesaria

El aumento de volumen dado al aire en nuestra operación será $1/116 + 1/267$ del volumen primitivo: es un aumento muy pequeño, hablando absolutamente, pero grande en relación con la diferencia de temperaturas entre los cuerpos A y B.”²⁹

Utiliza el CMC con procesos isotérmicos a presión constante, en virtud de lo que Carnot refiere en el párrafo que sigue –si las isothermas fueran las del gas ideal no habría una presión única que permitiera establecer la proporcionalidad que indica, ver figura 11-:

“La potencia motriz desarrollada por el conjunto de operaciones descritas en la página 55, será, más o menos, proporcional al aumento de volumen y la diferencia entre las dos presiones ejercidas por el aire, cuando se encuentra a las temperaturas de 0.001° y 0°.

Según la ley de Gay-Lussac esta diferencia es la $1/267$ milésima de la fuerza elástica del gas, o aproximadamente la $1/267$ milésima de la presión atmosférica.

La presión atmosférica se equilibra con una altura de agua de 10 metros 40/100 de altura de agua; la $1/267$ milésima de esa presión equivale a $1/267000 * 10.40$ metros de altura de agua.

En cuanto al aumento de volumen, por hipótesis es de $1/116 + 1/267$ del volumen primitivo, es decir del volumen ocupado por un kilogramo de aire a 0°, volumen igual a 0.77 metros cúbicos, teniendo en cuenta el peso específico del aire; por eso el producto:

$$\left(\frac{1}{116} + \frac{1}{267}\right) \times 0.77 \times \frac{1}{267000} \times 10.40$$

expresará la potencia motriz desarrollada. Esta potencia está estimada aquí en metros cúbicos de agua elevados a 1 metro de altura.

Si se ejecutan las multiplicaciones indicadas, se encuentra que el valor del producto es 0.000000372.”³⁰

Desprecia la cantidad de calor necesaria para llevar el aire de la temperatura del cuerpo A a la del cuerpo B por considerar que esa cantidad es muy pequeña:

“Tratemos ahora de evaluar la cantidad de calor empleada para obtener ese resultado, es decir la cantidad de calor que pasa del cuerpo A al cuerpo B.

El cuerpo A proporciona:

1. El calor necesario para elevar la temperatura de un kilogramo de aire de 0° a 0.001°.

1. La cantidad necesaria para mantener en ese grado de 0.001° la temperatura del aire cuando sufre una dilatación de $1/116 + 1/267$.

Siendo la primera de esas cantidades de calor muy pequeña en relación a la segunda, la despreciaremos. La segunda es, según el razonamiento de la pág. 58 igual a la que sería necesaria para aumentar en 1° de temperatura un kilogramo de aire sometido a la presión atmosférica.

De la experiencia de los señores Delaroche y Bérard sobre el calor específico de los gases, el aire es, para pesos iguales, 0.267 el del agua. Si tomamos como unidad de calor la cantidad necesaria para elevar 1° unkg de agua, tendrá como valor 0.267. Así, la cantidad de calor proporcionado por el cuerpo A es 0.267 unidades.

Este es el calor capaz de producir 0.000000372 unidades de potencia motriz en su caída de 0.001° a 0°.

Para una caída mil veces mayor, para una caída de 1°, la potencia motriz producida será aproximadamente 1000 veces la primera o 0.000372.

²⁹ Ref. 2, pág. 78. Apéndice A, nota 20.

³⁰ Ref. 2, pág. 79-80. Apéndice A, nota 21.

Si ahora, en lugar de 0.267 unidades de calor empleamos 1000 unidades, la potencia motriz producida estará dada por la proporción $0.267 : 0.000372 :: 1000 : x$, donde

$$x = \frac{372}{267} = 1.395 \text{ unidades}$$

Así, 1000 unidades de calor, al pasar de un cuerpo mantenido a la temperatura de 1° a otro cuerpo mantenido a la temperatura de 0° , producirán, actuando sobre el aire, 1.395 unidades de potencia motriz.

Vamos a comparar este resultado con el que proporcionaría la acción del calor sobre el vapor de agua.³¹

Como puede apreciarse, la descripción que hace Carnot de este proceso es complicada por diversas razones, su análisis extendería el trabajo presente. Nosotros tratamos de limitarnos a poner en claro qué ciclos usó, tarea por sí misma delicada.

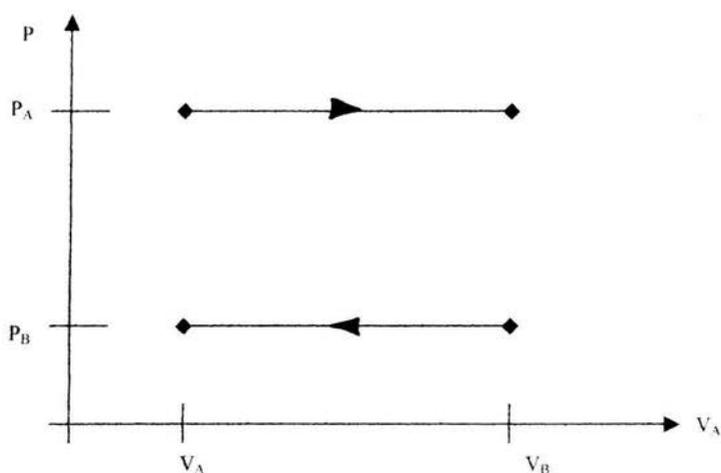


Figura 1.12: Ciclo usado por Carnot para derivar su sexto resultado.

Séptimo resultado:

“1000 unidades de calor llevadas de un cuerpo mantenido a 100° a otro cuerpo mantenido a 99° producirán, si se actúa sobre el vapor de agua, 1.112 unidades de potencia motriz.”³²

“Supongamos 1 kilogramo de agua líquida encerrada en la capacidad cilíndrica abcd, fig. 1.13, entre el fondo y el émbolo cd; supongamos también la existencia de dos cuerpos A y B mantenidos cada uno a una temperatura constante, siendo la de A superior a la de B en una cantidad muy pequeña. Imaginémonos ahora las siguientes operaciones:

1. Contacto del agua con el cuerpo A, paso del émbolo de la posición cd a la posición ef, formación de vapor de agua a la temperatura del cuerpo A para llenar el vacío que produce el aumento de la

³¹ Ref. 2, pág. 80-81. Apéndice A, nota 22.

³² Ver nota al pie 34.

capacidad: supondremos la capacidad suficientemente grande como para que toda el agua contenida en ella esté en estado de vapor.

2. Alejamiento del cuerpo A, contacto del vapor con el cuerpo B, precipitación de una parte de ese vapor, decrecimiento de la fuerza elástica, vuelta del émbolo de ef a ab, licuefacción del resto del vapor por efecto de la presión combinada con el contacto con el cuerpo B;
3. Alejamiento del cuerpo B, nuevo contacto del agua con el cuerpo A, retorno del agua a la temperatura de ese cuerpo, repetición del primer período y así sucesivamente.

La cantidad de potencia motriz desarrollada en un ciclo completo de operaciones se mide por el producto del volumen del vapor multiplicado por las diferencias de las tensiones que posee éste a la temperatura del cuerpo A y del cuerpo B.”³³

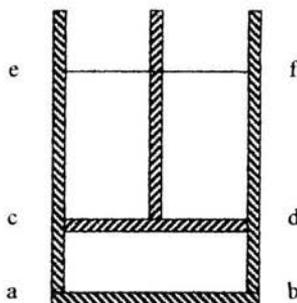


Figura 1.13: Dispositivo considerado por Carnot para derivar su resultado siete.

Como se ve en el siguiente párrafo, Carnot emplea la palabra tensión para referirse a la presión. Utiliza el CMC con las isotermas a presión constante y calentamiento diatérmico para llevar la temperatura de T_2 a T_1 , y desprecia la cantidad de calor suministrada en este calentamiento diatérmico (ver figura 1.14).

Para que este ciclo sea posible como describe Carnot, las isotermas se tomarían a presión constante. De esta manera se estaría trabajando en la región líquido-vapor del agua, como vemos en la figura 1.15, tomada de la referencia 16, pág. 30.

“En cuanto al calor empleado, es decir llevado del cuerpo A al cuerpo B, es, evidentemente, el que ha sido necesario para transformar el agua en vapor, despreciando naturalmente la pequeña cantidad necesaria para llevar el agua líquida de la temperatura del cuerpo B a la del cuerpo A.

Supongamos que la temperatura del cuerpo A sea 100° y la del B 99° , la diferencia de tensiones será, según la tabla del Sr. Dalton, 26 milímetros de mercurio o 0.36 metros de altura de agua.

“El volumen ocupado por el vapor es 1700 veces el del agua. Si operamos sobre un kilogramo entonces será 1700 litros o 1.7 metros cúbicos.

Por lo que la potencia motriz desarrollada tiene como valor $1700 * 0.36 = 0.611$ unidades de la misma clase que hemos utilizado anteriormente.

La cantidad de calor empleada es la cantidad necesaria para transformar en vapor el agua que ya está a 100° . Tal cantidad está dada por la experiencia: se ha encontrado que es igual a 550° , o, hablando con más exactitud, igual a 550 de nuestras unidades de calor.

Por lo tanto 0.611 unidades de potencia motriz resultan del empleo de 550 unidades de calor.

La cantidad de potencia motriz que resulta de 1000 unidades de calor vendrá dada por la proporción

³³ Ref. 2, pág. 81. Apéndice A, nota 23.

$$500 : 0.611 :: 1000 : x, \text{ donde } x = \frac{611}{550} = 1.112$$

Así, 1000 unidades de calor llevadas de un cuerpo mantenido a 100° a otro cuerpo mantenido a 99° producirán, si se actúa sobre el vapor de agua, 1.112 unidades de potencia motriz.³⁴

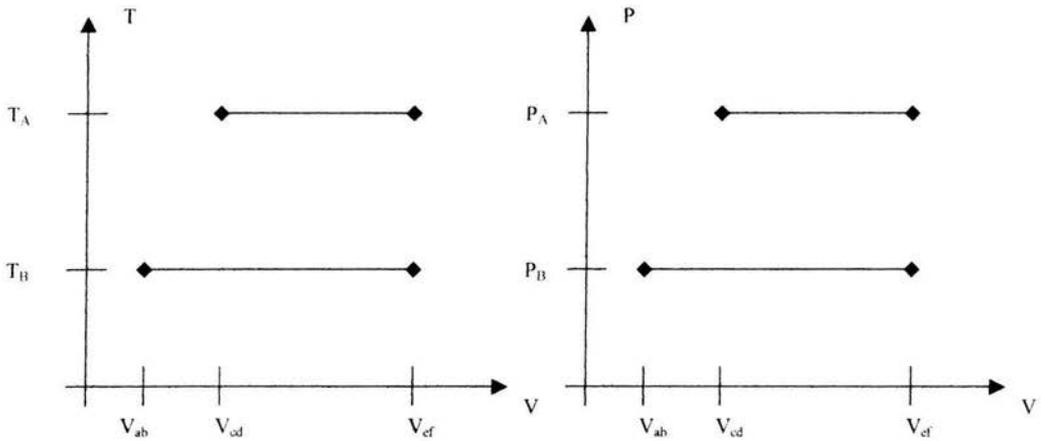


Figura 1.14: CMC con isothermas a presión constante.

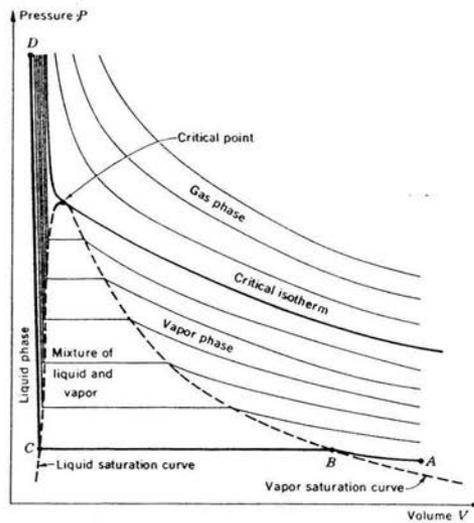


Figura 1.15: Isothermas para el agua

³⁴ Ref. 2, pág. 82. Apéndice A, nota 24.

Octavo resultado:

“Actuando sobre un kilogramo de alcohol entre las temperaturas de 78.7° y 77.7°, la potencia motriz desarrollada sería de 0.251 unidades.

Esto resulta del empleo de 207 unidades de calor. Para 1000 unidades es necesario establecer la proporción

$$207 : 0.254 :: 1000 : x, \text{ de donde } x = 1.230. \text{”}^{35}$$

Aquí Carnot usa el mismo ciclo que empleó para derivar el resultado anterior: el CMC con isotermas a presión constante.

“Examinemos otro caso todavía en el que se hace actuar el calor sobre el vapor de alcohol.

Los razonamientos son aquí absolutamente los mismos que para el vapor de agua; sólo cambian los datos.

El alcohol puro a la presión ordinaria hierve a 78.7° centígrados. Un kilogramo absorbe, según los señores Delaroche y Bérard, 207 unidades de calor para transformarse en vapor a esa misma temperatura de 78.7°.

La tensión de vapor del alcohol a 1° por debajo del punto de ebullición se encuentra disminuida en 1/25; es menor que la presión atmosférica en 1/25 (al menos eso es lo que resulta de las experiencias del Sr. Bétancour, citadas en la segunda parte de la *Architecture Hydraulique* del Sr. Prony, pág. 180, 195).

Si se usan esos datos se encuentra que, actuando sobre un kilogramo de alcohol entre las temperaturas de 78.7° y 77.7°, la potencia motriz desarrollada sería de 0.251 unidades.

Esto resulta del empleo de 207 unidades de calor. Para 1000 unidades es necesario establecer la proporción

$$207 : 0.254 :: 1000 : x \text{ de donde } x = 1.230$$

Este número es un poco superior al 1.112 que resulta del empleo del vapor de agua a las temperaturas de 100° y 99°. Pero si se supone que se emplea vapor de agua entre las temperaturas de 78° y 77°, se encuentra, usando la ley de los Srs. Clément y Désormes, 1.212 para la potencia debida a 1000 unidades de calor. Como se ve, este último número se aproxima mucho a 1.230; no difiere de él más que en 1/50.”³⁶

1.6 Los ciclos que, según Güemes y Clapeyron, estudió Carnot y lo que estos autores dicen que dijo Carnot.

El presente trabajo surge inicialmente de la lectura del artículo: “Sadi Carnot on Carnot’s theorem” por J. Güemez, et. al.³⁷, en el que se descubren varias imprecisiones tanto en relación con lo que Sadi Carnot dijo en su memoria como en relación con una aseveración acerca de los ciclos estudiados por Émile Clapeyron –ingeniero y físico francés contemporáneo de Carnot–.

Émile Clapeyron en su libro “Mémorial on the Motive Power of Heat”³⁸ rescata del olvido la obra de Sadi Carnot, tomándola como modelo de razonamiento y punto de partida para sus propias investigaciones:

³⁵ Ver nota al pie 36.

³⁶ Ref. 2, pág. 84. Apéndice A, nota 25

³⁷ Ref. 4, pág. 42.

³⁸ Ref. 3, pág. 71. Versión en inglés, editada por Erick mendoza.

“Entre los estudios que han aparecido sobre la teoría del calor mencionaré finalmente un trabajo escrito por S. Carnot, publicado en 1824, con el título *Reflexiones sobre la Potencia Motriz del Fuego*. La idea que sirve a Carnot como base de sus investigaciones me parece a la vez fértil y más allá de cualquier cuestión; sus demostraciones están basadas en *el absurdo de la posibilidad de crear potencia motriz o calor de la nada...*

Creo que es de algún interés retomar nuevamente ésta teoría; S. Carnot, evitando el uso del análisis matemático llega, por una cadena de argumentos difíciles y elusivos a resultados que pueden ser deducidos de una ley más general, que intentaré probar. Pero antes de comenzar es útil reestablecer el axioma fundamental que sirve de base a las investigaciones de Carnot y que también será mi punto de partida.”³⁹

Clapeyron fué quien inicialmente propuso el empleo de diagramas Cartesianos, P vs. V y T vs. V , para representar los ciclos estudiados originalmente por Carnot. En particular, Clapeyron estudia cinco ciclos, a saber:

Primer ciclo:

Toma un gas arbitrario y realiza, en ese orden, una expansión isotérmica, una expansión adiabática, una compresión isotérmica y una compresión adiabática (ver figura 1.16).

La representación se realiza en un diagrama P vs. V . Comienza su ciclo en el punto C , cuya abscisa es el volumen AB y ordenada es la presión CB . Las isothermas CE y AF siguen la ley de Mariotte:

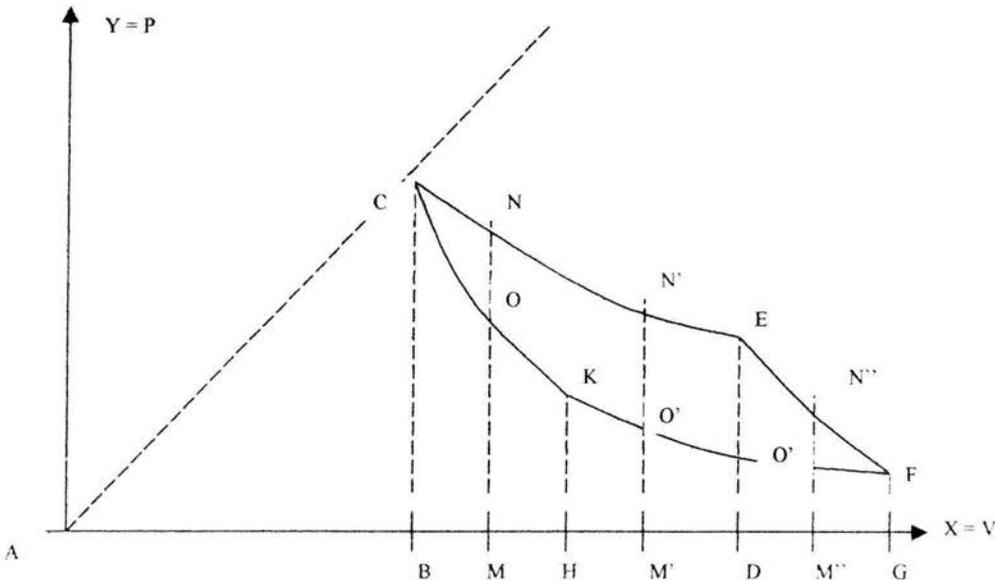


Figura 1.16: Primer ciclo estudiado por Clapeyron.

³⁹ Ver apéndice B, nota 1.

“Si el gas es encerrado en un recipiente deformable y se le permite expandirse en un espacio vacío donde no puede perder calor por radiación ni por contacto, la fuente de calor A proveerá en todo momento la cantidad de calórico que el incremento de volumen hace que llegue a ser latente, y mantendrá la misma temperatura T. Su presión, sin embargo, disminuirá siguiendo la ley de Mariotte. La ley de ésta variación puede representarse geoméricamente por la curva CE, donde las abscisas son los volúmenes, y las ordenadas las presiones correspondientes.”⁴⁰

[...] Ahora que el gas ha sido traído a la temperatura del cuerpo B, pongámoslos en contacto; si el gas es comprimido en una envoltura impermeable al calor, pero en contacto con el cuerpo B, la temperatura del gas tiende a elevarse debido a la liberación del calórico latente, hecho perceptible por la compresión, pero en tanto es producido es absorbido por el cuerpo B, de tal manera que la temperatura del gas permanece igual a t. Como resultado, la presión se incrementa de acuerdo a la ley de Mariotte; ésta será representada geoméricamente por las ordenadas de una hipérbola KF y las abscisas correspondientes representarán los volúmenes.”⁴¹

Las adiabáticas EF y CK siguen una ley que Clapeyron desconoce:

“Supongamos ahora que el cuerpo A es removido y la expansión del gas continúa dentro de una envoltura impermeable al calor; entonces, dado que una parte de su calórico perceptible se vuelve latente⁴², su temperatura cae y su presión disminuye más rápidamente de acuerdo con una ley desconocida, la cual puede ser representada geoméricamente por una curva EF cuyas abscisas son los volúmenes del gas y cuyas ordenadas son las presiones correspondientes [...]”⁴³

[...] Consecuentemente la ley desconocida, que dice cómo varía la presión cuando el volumen del gas es reducido dentro de su envoltorio impermeable, es representada por una curva KC que pasa a través del punto C, y cuyas abscisas y ordenadas siempre representan volúmenes y presiones.”⁴⁴

Segundo ciclo:

Es representado en un diagrama P vs. V. Consta de una expansión isotérmica a presión constante, una expansión adiabática, una compresión isotérmica a presión constante y una compresión adiabática. Este ciclo utiliza como sustancia operante un líquido que pasa a la fase de vapor y viceversa (ver figura 1.17).

[...] Tomemos cierto líquido y pongámoslo en contacto con el cuerpo A en un recipiente rígido impermeable al calor; suponemos que la temperatura del líquido es igual a la temperatura T del cuerpo A. Marcamos sobre el eje de las abscisas AX (fig. 16) una cantidad AB igual al volumen del líquido y, sobre una línea paralela al eje de las ordenadas AY, una cantidad BC igual a la presión de vapor del líquido correspondiente a la temperatura T.”⁴⁵

[...] Si marcamos sobre el eje de las abscisas cantidades que representen los volúmenes sucesivos que la mezcla de líquido y vapor ocupan, y si los correspondientes valores de la presión son tomados como ordenadas, entonces en tanto la presión permanece constante, la curva de la presión es reducida aquí a una línea recta paralela al eje de las abscisas.”⁴⁶

[...] supongamos que la dilatación se continúa hasta que la temperatura, después de caer gradualmente, llega a ser igual a la temperatura t del cuerpo B; sea AF el volumen; FG la presión correspondiente. La ley de la variación de la presión está dada por alguna curva EG que pasa a través de los puntos E y G.”⁴⁷

⁴⁰ Ver apéndice B, nota 2.

⁴¹ Ver apéndice B, nota 3.

⁴² Ver ref. 18.

⁴³ Ver apéndice B, nota 4.

⁴⁴ Ver apéndice B, nota 5.

⁴⁵ Ver apéndice B, nota 6.

⁴⁶ Ver apéndice B, nota 7.

⁴⁷ Ver apéndice B, nota 8.

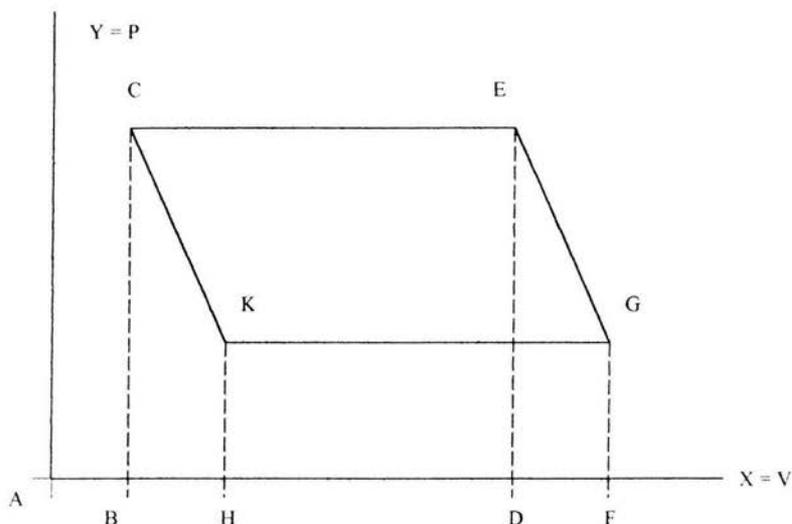


Figura 1.17: Segundo ciclo estudiado por Clapeyron.

"[...] dado que la temperatura permanece igual a t durante la reducción del volumen de AF a AH, la ley de la presión entre éstos dos límites es representada por la línea HG paralela al eje de las abscisas."⁴⁸

"[...] la ley de las presiones durante ésta última parte de la operación estará dada, por tanto, por una curva que pasa a través de los puntos K y C..."⁴⁹

Tercer ciclo:

Con este ciclo hace una traducción, al terreno analítico, de la discusión que ha realizado previamente. Utiliza como sustancia operante un gas. Realiza una expansión y una compresión, isotérmicas, infinitesimales; una expansión y una compresión, adiabáticas, infinitesimales (ver figura 1.18).

"El cuerpo A es puesto en contacto con el gas. Sea $me = v$, $ae = p$. (fig. 1.18). Si el gas se dilata una cantidad infinitesimal $dv = eg$, la temperatura permanece constante a causa de la presencia de la fuente de calor A; la presión disminuye y llega a ser igual a la ordenada bg . Ahora el cuerpo A es removido y el gas dilatado, en un recipiente impermeable al calor, por una cantidad infinitesimal gh , hasta que el calor que se ha vuelto latente disminuye la temperatura del gas por una cantidad infinitesimal dt y entonces lo trae a la temperatura $t-dt$ del cuerpo B. Como resultado de ésta disminución de la temperatura la presión cae más rápidamente que en la primera parte de la operación y llega a ser ch . Ahora volvemos a poner el cuerpo B y reducimos el volumen mh una cantidad infinitesimal fh , calculada de tal manera que durante esta compresión el gas entrega al cuerpo B todo el calor que éste extrajo del cuerpo A durante la primera parte de la operación. Sea fd la presión correspondiente; habiendo hecho eso removemos el cuerpo B y continuamos la compresión del gas hasta que ha readquirido el volumen me . Entonces la presión ha llegado a ser nuevamente igual a ae ..."⁵⁰

⁴⁸ Ver apéndice B, nota 9.

⁴⁹ Ver apéndice B, nota 10.

⁵⁰ Ver apéndice B, nota 11.

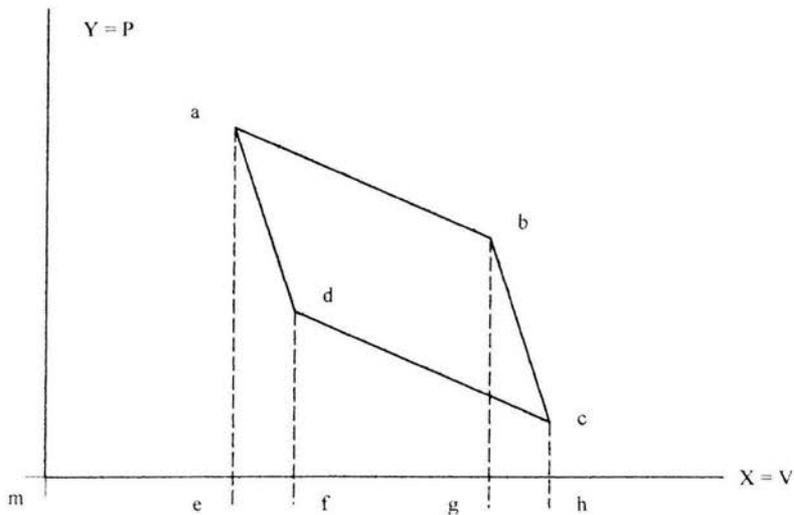


Figura 1.18: Tercer ciclo estudiado por Clapeyron

Cuarto ciclo:

Está representado en un diagrama P vs. V. La sustancia operante es un líquido que pasa a la fase de vapor. Consta de cuatro procesos infinitesimales: una expansión isotérmica a presión constante, una expansión cuya ley no declara Clapeyron, una compresión isotérmica a presión constante, y una compresión cuya ley tampoco declara Clapeyron ⁵¹ (Ver figura 1.19).

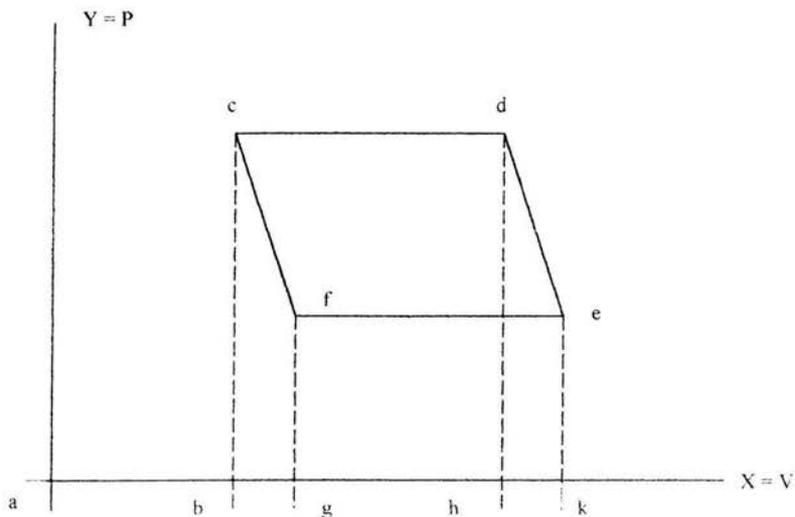


Figura 1.19: Cuarto ciclo estudiado por Clapeyron.

⁵¹ Ref. 3, pág. 88-89.

Quinto ciclo:

En este caso considera un cuerpo arbitrario –que no es ni gas ni líquido-. El proceso realizado es infinitesimal y representado en un diagrama P vs. V, ver la figura 1.20⁵²:

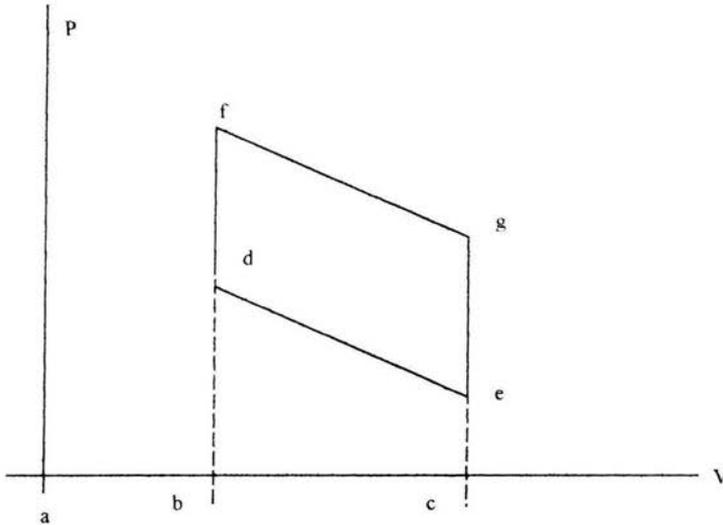


Figura 1.20: Quinto ciclo estudiado por Clapeyron.

Ahora vamos a revisar el artículo de Güemes, et. al. “Sadi Carnot on Carnot’s theorem”:

a. En el resumen del artículo podemos leer:

“Reproducimos los cálculos originales que condujeron a Sadi Carnot a formular el así llamado Teorema de Carnot. Re-expresamos los cálculos de Carnot en unidades del sistema SI y comparamos sus resultados con aquellos obtenidos usando datos modernos.”⁵³

Tales cálculos originales no condujeron a Carnot a formular lo que ahora conocemos como Teorema de Carnot. Como podemos apreciar en el apartado 1.2 de este trabajo, en la cuarta parte de su trabajo, Carnot se dedica a verificar su resultado fundamental con las sustancias: Aire atmosférico, vapor de agua y vapor de alcohol. En ese punto, Carnot ya ha establecido su proposición fundamental y su objetivo final es verificarla en varios casos particulares.

⁵² Ref. 3, pág. 91-92.

⁵³ Ver apéndice B, nota 12.

b. En la introducción podemos ver las siguientes citas extraídas de un artículo de H. Erlichson⁵⁴ y de la edición en inglés del trabajo de Carnot realizada por Robert Fox, respectivamente:

“[...] la máxima cantidad de potencia motriz obtenida por el uso del vapor de agua [en un Ciclo de Carnot] es también la máxima cantidad que puede ser obtenida por cualquier otro medio.

*La potencia motriz del calor es independiente de las sustancias operantes que son usadas para desarrollarla. La cantidad es determinada exclusivamente por la temperatura de los cuerpos entre los que, al final del proceso, ha tenido lugar el paso del calórico (Las cursivas son de Güemes).”*⁵⁵

Los autores afirman que el primer enunciado es equivalente a la segunda ley de la termodinámica. También dicen que el segundo enunciado evolucionó en el ahora llamado teorema de Carnot.

En la teoría termodinámica actual ambos enunciados devinieron en lo que se conoce como teorema de Carnot; además, que el primer enunciado sea equivalente a la segunda ley de la termodinámica es una afirmación que faltaría probar. A este respecto Max Planck⁵⁶ enuncia la segunda ley como sigue:

Segunda ley de la termodinámica:

“Es imposible construir un motor que, trabajando en un ciclo completo, no produzca otro efecto que la elevación de un peso y el enfriamiento de un reservorio caliente.”

c. Los autores utilizan en sus cálculos un ciclo de Carnot modificado que no es el ciclo modificado por Carnot que hemos expuesto más arriba:

“Carnot realizó sus cálculos a partir de un ciclo que difiere de lo que llegó a ser conocido como el ciclo de Carnot - sección 1.4.b de este trabajo- (dos procesos adiabáticos y dos procesos isotérmicos, todos reversibles). El ciclo usado por Carnot estaba compuesto de dos isóbaras y dos isócoras: Nosotros llamamos a éste ‘Ciclo de Carnot Modificado’”⁵⁷

Efectivamente, Carnot verifica su resultado fundamental utilizando el CMC –Ciclo Modificado por Carnot- que describimos en la sección 1.4.c de este trabajo. Como se ha revisado en esa sección, Carnot no hace mención a la forma de las isothermas que aparecen en el CMC; en todo caso el que sean isóbaras e isócoras es un agregado que los autores no hacen explícito como una acción que ellos realizan por considerarla adecuada para el fin que persiguen.

d. En la segunda parte de su artículo (“II. Ciclo de Carnot Modificado”) afirman:

“En su memoria, Carnot describió el *ciclo reversible* en que interviene un fluido, con siete estados, pero equivalente a lo que hoy conocemos como *Ciclo de Carnot*.”⁵⁸

⁵⁴ Ref. 13.

⁵⁵ Ver apéndice B, nota 13.

⁵⁶ Ref. 15, pág. 178.

⁵⁷ Ver apéndice B, nota 14.

⁵⁸ Ver apéndice B, nota 15.

Los autores se refieren al ciclo que hemos examinado en el apartado 1.3.b, “Ciclo con aire. El Ciclo de Carnot”. Como hemos visto Carnot no afirma la reversibilidad del ciclo que construye, afirma únicamente que puede invertirse –llevando el calor del cuerpo B al cuerpo A aplicando potencia motriz- y el fluido es aire atmosférico. Hoy podemos agregar el hecho de que sea reversible. Además no hay siete estados, Carnot utiliza siete incisos para describirlo, pero finalmente queda constituido por cuatro procesos: dos isotérmicos y dos adiabáticos (Ver figura 1.21), de estos cuatro procesos se derivan a lo más cinco estados.

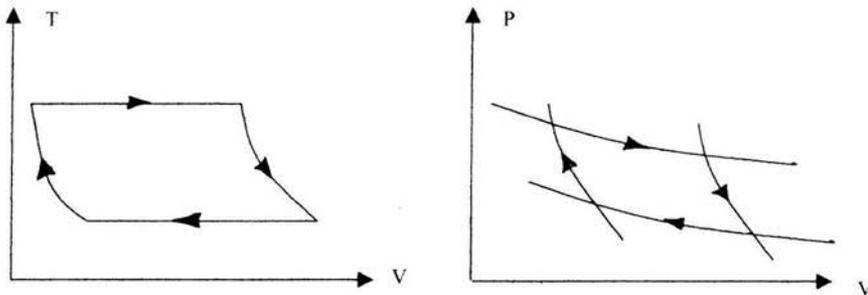


Figura 1.21: Ciclo de Carnot

Hay que enfatizar un hecho delicado que ya hemos mencionado en la sección 1.3.b: En esta descripción de Carnot no leemos que las adiabáticas y las isothermas sigan la ley de los gases ideales; se afirma la forma de estas curvas porque Carnot dice que utiliza aire atmosférico para construir el ciclo.

La forma de las isothermas, correspondiente a las de un gas ideal, es propuesta explícitamente por Clapeyron, ver sección 1.5.a “Primer Ciclo”. También, ni Carnot ni Clapeyron establecen la forma de las adiabáticas. Por ello es que podemos decir que el que se diga qué forma tienen esas curvas es una adición posterior a estos autores.

Continuemos con la lectura del artículo. En la misma segunda parte leemos:

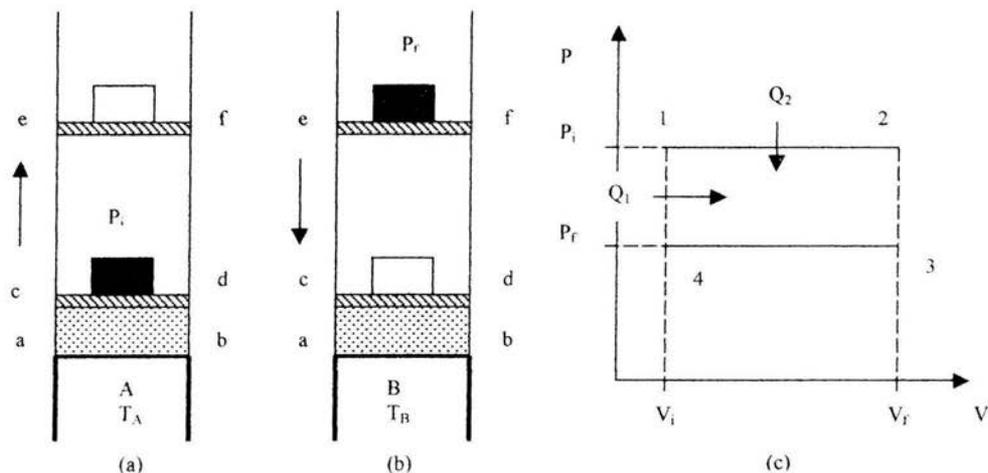
“Carnot consideró ciclos para aire, agua, y alcohol con $T_1 - T_2 = 1^\circ \text{C}$, lo que es bastante pequeño en comparación con T_1 y T_2 . Como veremos, reemplazar el ciclo de Carnot por el Ciclo de Carnot Modificado es bastante razonable para agua y alcohol, donde están presentes las transiciones de equilibrio líquido-vapor. Por otro lado, el ciclo modificado es imposible para el aire si está en contacto con los cuerpos A y B únicamente.”⁵⁹

Los autores se refieren a los resultados seis, siete y ocho examinados en la sección 1.4 de este trabajo. Como hemos visto en esa sección, efectivamente Carnot utiliza el CMC haciendo que las isothermas sean, además, a presión constante, para los tres procesos. Los autores no dicen por qué el ciclo modificado que ellos proponen sea imposible para aire si

⁵⁹ Ver apéndice B, nota 16.

solamente está en contacto con los cuerpos A y B, hecho que sería interesante en relación con la comprensión del trabajo de Carnot.

e. Ahora consideremos la “figura 1” del artículo, reproducida aquí abajo:



“Fig. 1: Ciclo descrito en la Memoria de Carnot (ciclo de Carnot modificado). (a) Expansión isobárica en contacto diatérmico con el reservorio caliente A a la temperatura T_A ; (b) compresión isobárica en contacto con el reservorio frío B a la temperatura T_B ; (c) diagrama de Clapeyron para el ciclo.”

El “Ciclo descrito en la memoria de Carnot (Ciclo de Carnot Modificado)” no es el CMC que originalmente Carnot obtiene en su memoria, como hemos visto ya, ni el dibujo que lo “representa” en la figura 1. El “Diagrama de Clapeyron para el ciclo” tampoco es un diagrama que haya desarrollado Clapeyron –ver la sección 1.5.a más arriba-; quizá los autores lo llamen “de Clapeyron” en honor al hecho de que fué él quien los inventó, sin embargo, esto agrega una laguna importante en el texto que los autores han desarrollado hasta aquí porque es en la figura 1 el único lugar donde mencionan a Clapeyron, dando lugar a confusiones.

Entendemos que la intención de los autores es reconocer el valor del trabajo de Carnot, agregando además una perspectiva pedagógica. También consideramos que su trabajo es valioso en lo que respecta a la tarea de entender la obra de Carnot. Sin embargo incurren en lo mismo que incurren otros autores, que consiste en desbrozar el trabajo de Carnot de aquello que hace referencia a la teoría del calórico, intentando “modernizarlo” y en ver en su trabajo conceptos que usamos nosotros corrientemente pero de los que resulta aventurado afirmar que Carnot conocía o, aún más, que manejaba, sin considerar que Carnot hace un uso magistral de un modelo para explicar los fenómenos relacionados con el calor –la teoría del calórico-. En este sentido, es oportuno señalar que el trabajo de Carnot posee una multitud de ideas plausibles, que han podido ser desarrolladas posteriormente convirtiéndose en parte común de la teoría termodinámica contemporánea.

CAPÍTULO II

La relación $W_{MAX} \approx \frac{Q_1}{T_1} (T_1 - T_2)$ y cómo llega a ella Carnot.

2.1. Introducción: El Teorema de Carnot en la teoría termodinámica actual.

Un dispositivo técnico que sirve para realizar un ciclo de Carnot se conoce como Máquina de Carnot; con base en esta máquina operan todas las máquinas térmicas. Se define la eficiencia de una máquina térmica, que opera entre las temperaturas T_1 y T_2 , como:

$$\eta = \frac{-W}{Q_1} \text{ -----(1),}$$

donde W es el trabajo realizado en un ciclo de operaciones, Q_1 la cantidad de calor suministrada por el reservorio caliente y Q_2 la cantidad de calor que llega al reservorio frío.

De acuerdo con la primera ley de la termodinámica, el trabajo que realiza una máquina térmica en un ciclo de operaciones tiene el valor:

$$-W = Q_1 - Q_2 \text{ -----(2),}$$

por lo que la expresión para la eficiencia queda como:

$$\eta = \frac{-W}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \text{ -----(3)}$$

Teorema de Carnot:

(La demostración se basa en la segunda ley de la termodinámica.)

Ninguna máquina térmica operando en ciclos entre dos fuentes con temperaturas fijas, tiene una eficiencia mayor que la de una máquina reversible operando entre las mismas fuentes.

Esto puede expresarse, usando el concepto de eficiencia definido arriba, como:

$$\eta_{Irreversible} \leq \eta_{Reversible} \text{ -----(4)}$$

De acuerdo con la expresión 1 y el teorema de Carnot, la eficiencia de una máquina reversible nos puede servir para calcular el trabajo máximo que tal máquina puede producir:

$$\eta = \frac{-W_{MAX}}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \text{ -----(5)}$$

Se sabe ¹ que la escala termodinámica o universal de temperaturas cumple la relación:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \text{ por tanto}$$

$$W_{MAX} = \frac{Q_1}{T_1} (T_1 - T_2), \text{ independiente de la sustancia operante usada.}$$

2.2. El andamiaje conceptual de las demostraciones de Carnot y los principios que utiliza.

En el primer capítulo nos hemos dedicado a mostrar los ciclos que estudió Carnot. Esa labor nos proporcionó una herramienta para poder criticar el artículo de Güemes, et. al. (Sección 1.5) y para poder tener el contexto necesario en esta sección.

En las figuras 2.1, 2.2, 2.3 y 2.4 indicamos la estructura conceptual de las argumentaciones de Carnot:

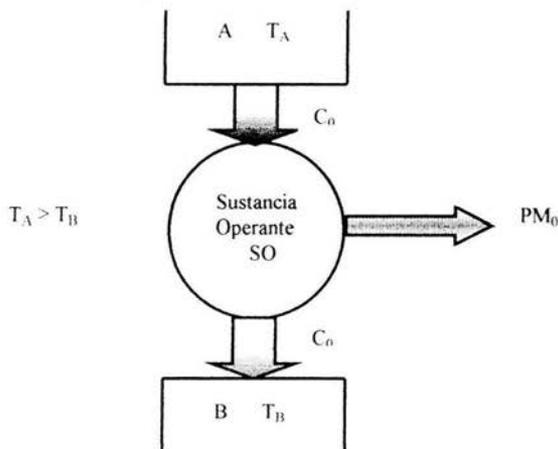


Figura 2.1:

Elementos básicos de una máquina de fuego –la que utiliza calor para operar según Carnot–.

Conceptos involucrados:

1. Cuerpo caliente o reservorio (fogón) A, a la temperatura T_A .
2. Sustancia operante, SO.
3. Potencia motriz generada, PM_0 . Asimilada al concepto de trabajo en el campo gravitacional terrestre, $W = mgh$.
4. Cuerpo frío o reservorio (refrigerador) B, a la temperatura T_B .
5. Cantidad de calórico que pasa del cuerpo A al cuerpo B, C_0 .

Principios:

A. La producción de potencia motriz se debe al restablecimiento del equilibrio del calórico al pasar del cuerpo caliente al cuerpo frío, conservándose en el proceso.

¹ Ref. 17, pág. 91-96.

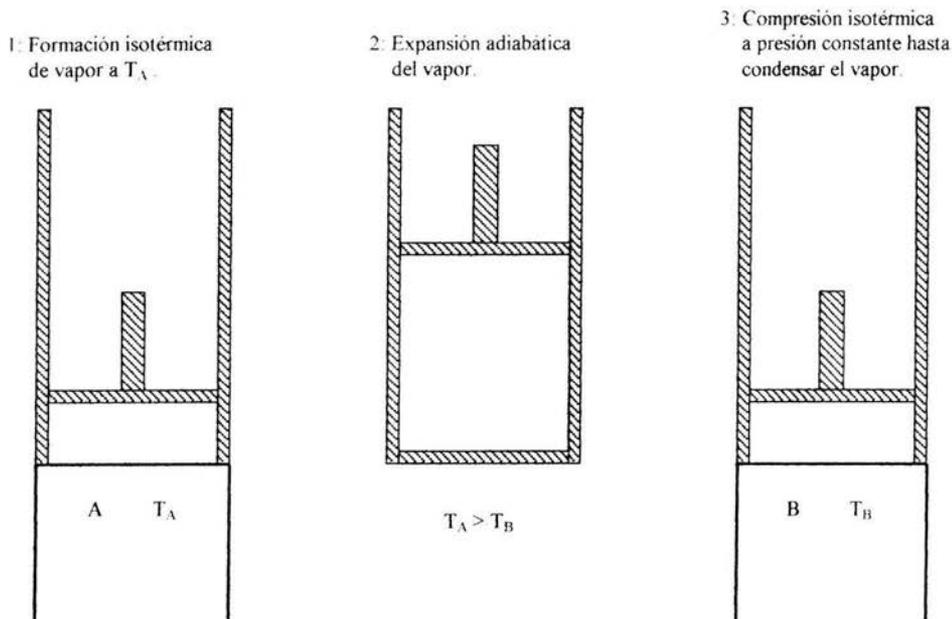


Figura 2.2:
Proceso con agua –“ciclo” con agua–.

Conceptos involucrados:

1. Proceso a temperatura constante –isotérmico–.
2. Proceso en un recipiente impermeable al calor –adiabático–.
3. Inversión del proceso: Paso de la cantidad de calórico C_0 de B hacia A utilizando la potencia motriz PM_0 , generada en el proceso directo.

Principios:

- A. La producción de potencia motriz se debe al restablecimiento del equilibrio del calórico al pasar del cuerpo caliente al cuerpo frío, conservándose en el proceso.
- B. Imposibilidad del movimiento perpetuo –de primera especie–.

Resultados obtenidos:

1. Si no hay pérdidas de potencia motriz o de calórico en un proceso que pueda invertirse, la potencia motriz será máxima independientemente de la sustancia operante utilizada.
2. La independencia puede afirmarse, además, por la imposibilidad del movimiento perpetuo –de primera especie en los términos actuales–.
3. El máximo de potencia motriz se obtiene cuando en los cuerpos empleados para realizarla no se producen cambios de temperatura que no sean debidos a un cambio de volumen.

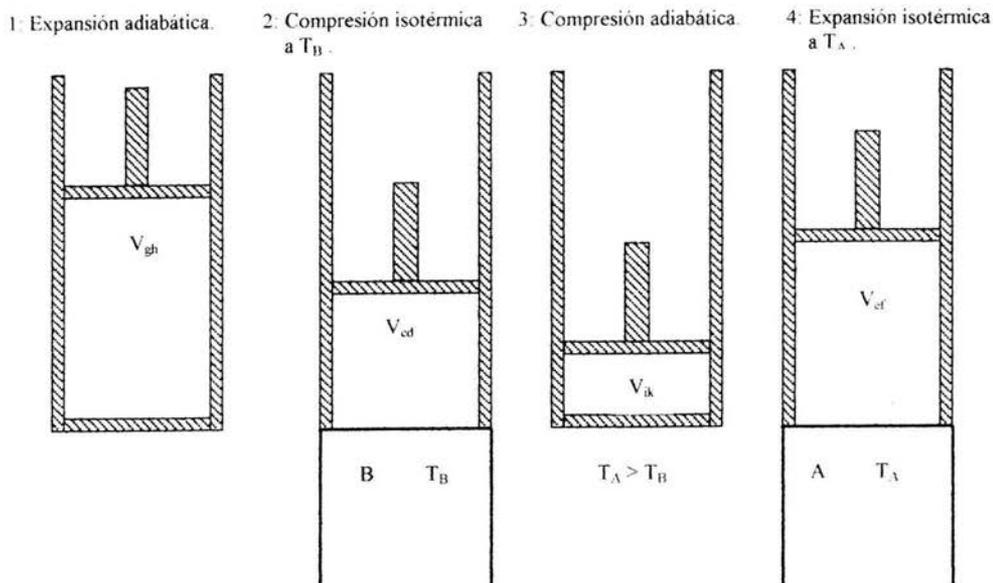


Figura 2.3:
Ciclo con aire –Ciclo de Carnot-.

Conceptos involucrados:

1. Sustancia operante que vuelve a su estado inicial.
2. Operación en ciclos de una máquina térmica.
3. Inversión del ciclo, como inversión del proceso.
4. Proceso a temperatura constante –isotérmico-.
5. Proceso en un recipiente impermeable al calor –adiabático-.

Principios:

Principios A y B del ciclo anterior.

Resultados obtenidos:

Resultado fundamental o “Teorema de Carnot”:

La potencia motriz del calor es independiente de los agentes que intervienen para realizarla; su cantidad se fija únicamente por la temperatura de los cuerpos entre los que se hace, en definitiva, el transporte de calórico.

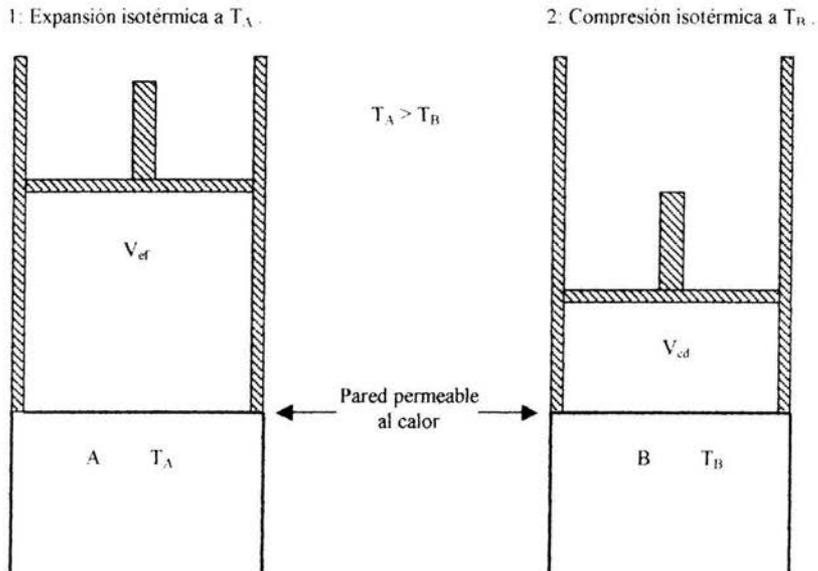


Figura 2.4:
Ciclo Modificado por Carnot (CMC).
Conceptos involucrados:

1. Expansión a temperatura constante –proceso isotérmico–.
2. Compresión a temperatura constante –proceso isotérmico–.

Principios:

Principios A y B del ciclo anterior.

Resultados Principales:

1. Complemento del resultado fundamental –o del “Teorema de Carnot”–: Se produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los grados superiores.
2. Concepto de eficiencia de una máquina térmica.

2.3. Los resultados de Carnot y las argumentaciones que los sustentan.

Como hemos podido apreciar en las figuras 2.2, 2.3 y 2.4 de la sección anterior, son básicamente dos los resultados principales que demuestra Carnot en su contexto:

1. La potencia motriz del calor es independiente de los agentes que intervienen para realizarla; su cantidad se fija únicamente por la temperatura de los cuerpos entre los que se hace, en definitiva, el transporte de calórico.
2. Se produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los grados superiores.

Sin temor a parecer redundantes, en esta sección exponemos las argumentaciones que condujeron a Carnot a los resultados mencionados.

a. Obtención del primer resultado por aplicación del ciclo con aire –ciclo de Carnot-.

Nos referiremos a las figuras 2.3, 1.7 y 1.8, donde representamos el ciclo final que propone Carnot.

“El aire nos ha servido de máquina de fuego; lo hemos empleado de la forma más ventajosa posible porque no se ha hecho ningún restablecimiento inútil en el equilibrio del calórico.

Todas las operaciones descritas más arriba pueden realizarse en un sentido y en un orden inverso. Imaginemos que después del sexto periodo, es decir habiendo llegado el émbolo a la posición ef, se le hace volver a la posición ik, y que al mismo tiempo se mantiene el aire en contacto con el cuerpo A: el calórico proporcionado por ese cuerpo durante el sexto periodo volverá a su fuente, es decir al cuerpo A, y las cosas se encontrarán en el estado donde estaban al final del quinto periodo. Si ahora se separa el cuerpo A, y se lleva el émbolo de ef a cd, la temperatura del aire decrecerá tantos grados como se haya aumentado durante el quinto periodo, y será la del cuerpo B. Evidentemente se puede continuar una serie de operaciones inversas de las que hemos descrito primeramente: basta situarse en las mismas circunstancias y realizar para cada periodo un movimiento de dilatación en lugar de uno de compresión y reciprocamente.

El resultado de las primeras operaciones había sido la producción de una cierta potencia motriz y el transporte del calórico del cuerpo A al cuerpo B; el resultado de operaciones inversas es el consumo de potencia motriz producida y la vuelta de calórico del cuerpo B al cuerpo A: de modo que estas dos series de operaciones se anulan, se neutralizan de alguna manera la una a la otra.

Ahora es fácil de probar la imposibilidad de hacer producir al calórico una cantidad de potencia motriz superior a la que hemos obtenido en nuestra primera serie de operaciones.

El razonamiento tendrá aquí un grado más de exactitud: al final de cada ciclo de operaciones, el aire del que nos servimos para desarrollar la potencia motriz se lleva precisamente al estado en que se encontraba al principio, algo que no ocurría con el vapor de agua, como ya hicimos observar (1).

Hemos elegido aire atmosférico como instrumento que debía desarrollar la potencia motriz del calor; pero es evidente que los razonamientos habrían sido los mismos para cualquier otra sustancia gaseosa, e incluso para cualquier otro cuerpo susceptible de cambiar de temperatura por contracciones y dilataciones sucesivas, lo que abarca todos los cuerpos de la naturaleza, o al menos todos los que son apropiados para realizar la potencia motriz del calor. Así, por este razonamiento, llegamos a establecer la proposición general siguiente:

La potencia motriz del calor es independiente de los agentes que intervienen para realizarla; su cantidad se fija únicamente por la temperatura de los cuerpos entre los que se hace, en definitiva, el transporte de calórico."²

"(1): Suponemos implícitamente en nuestra demostración que cuando un cuerpo ha sufrido cambios cualesquiera y después de un cierto número de transformaciones se lleva a su estado primitivo, es decir a su estado original en lo que se refiere a la densidad, temperatura y modo de agregación, supondremos, repito, que tal cuerpo resulta que contiene la misma cantidad de calor que contenía al principio, o dicho de otro modo, que las cantidades de calor absorbidas y cedidas en las diferentes transformaciones, se compensan exactamente. Este hecho jamás ha sido puesto en duda; primero ha sido admitido sin reflexión, se ha verificado después en muchos casos por medio de las experiencias del calorímetro. Negarlo sería derribar toda la teoría del calor, a la que sirve de base. Por lo demás, dicho sea de paso, los fundamentos principales sobre los que descansa la teoría del calor tendrían necesidad de un examen más cuidadoso. Muchos hechos de experiencia parecen casi inexplicables en el estado actual de esta teoría."³

Argumentaciones principales para probar el resultado:

La potencia motriz del calor es independiente de los agentes que intervienen para realizarla; su cantidad se fija únicamente por la temperatura de los cuerpos entre los que se hace, en definitiva, el transporte de calórico.

1. La sustancia operante se ha empleado de la manera más ventajosa posible en virtud de que no se han obtenido variaciones de temperatura que no se hayan debido a cambios de volumen. La posibilidad de este hecho estriba en que los procesos han sido a temperatura constante –por contacto únicamente con el cuerpo A o B en el caso correspondiente- y en un recipiente impermeable al calor –lo que asegura que no hayan restablecimientos del equilibrio del calórico que no generen potencia motriz, es decir que no hayan cambios de temperatura que no se deban a un cambio de volumen.
2. Imposibilidad del movimiento perpetuo: Dado que afirma que se puede probar la imposibilidad de hacer producir al aire una cantidad de potencia motriz superior a la obtenida en el "ciclo" con agua. En ese caso, la sustancia operante –el agua- no se podía llevar a la situación en que se encontraba inicialmente. En este caso, el aire se lleva a la situación en que se encontraba al inicio del proceso y no ha habido restablecimiento inútil del equilibrio del calórico.
3. Realiza una generalización afirmando que se pueden realizar los mismos razonamientos con cualquier sustancia como sustancia operante en virtud de que cualquier gas es susceptible de cambiar de temperatura al dilatarlo o comprimirlo, lo que también se cumple para ciertas sustancias susceptibles del mismo fenómeno.

² Ref. 2, pág. 53-55. Apéndice A, nota 25.

³ Ref. 2, pág. 54. Apéndice A, nota 11.

b. Obtención del segundo resultado por aplicación del CMC.

Nos referimos a las figuras 2.4, 1.10 y 1.11 donde representamos el ciclo modificado por Carnot (CMC).

“Volveremos a nuestro tema principal, del que ya nos hemos apartado demasiado, la potencia motriz del calor.

Hemos hecho ver que la cantidad de potencia motriz desarrollada por el transporte del calórico de un cuerpo a otro dependía esencialmente de las temperaturas de los dos cuerpos, pero no hemos dado a conocer ninguna relación entre esas temperaturas y las cantidades de potencia motriz producidas. En primer lugar parecería bastante natural suponer que, para diferencias iguales de temperatura, las cantidades de potencia motriz producidas sean iguales entre sí; es decir que, por ejemplo, el paso de una cantidad de calórico dada de un cuerpo A mantenido a 100° a un cuerpo B, mantenido a 50° , debe dar lugar a una cantidad de potencia motriz igual a la que se desarrollaría en el transporte del mismo calórico de un cuerpo B, mantenido a 50° , a otro C, mantenido a 0° . Una ley semejante sería sin duda muy notable, pero no se tienen suficientes motivos para admitirla a priori. Vamos a discutir su realidad por medio de razonamientos rigurosos. Imaginemos que las operaciones descritas en la página 55 se ejecutan sucesivamente sobre dos cantidades de aire atmosférico iguales en peso y volumen, pero tomadas a temperaturas diferentes; supongamos además la diferencias de grados de temperatura entre los cuerpos A y B iguales en ambos casos; así esos cuerpos tendrán, en uno de los casos, las temperaturas 100° y $100^{\circ} - h$ (siendo h infinitamente pequeña) y en el otro 1° y $1^{\circ} - h$. La cantidad de potencia motriz producida es en cada caso la diferencia entre la que produce el gas en su dilatación y la que necesita utilizar para volver a su volumen primitivo. Pero esta diferencia es, como se puede asegurar por medio de un razonamiento simple que no creemos necesario detallar, el mismo en uno y otro caso: así, la potencia motriz producida es la misma.

Ahora comparemos entre sí las cantidades de calor empleadas en los dos casos. En el primero, la cantidad de calor empleado es la que el cuerpo A proporciona al aire para mantenerlo a la temperatura de 100° durante su expansión; en el segundo es la cantidad de calor que ese mismo cuerpo debe proporcionar para mantener su temperatura a 1° durante un cambio de volumen absolutamente similar: Si tales cantidades de calor fueran iguales entre sí, la ley que hemos expuesto al principio resultaría evidente; pero nada prueba que así sea; incluso se va a ver que esas cantidades son desiguales.

El aire que primero suponemos que ocupa el espacio abcd (fig. 2) y que se encuentra a la temperatura de 1° , puede llegar a ocupar un espacio abef y adquirir la temperatura de 100° por dos medios diferentes:

1. Se le puede calentar primero sin hacer variar su volumen, dilatándolo después manteniendo su temperatura constante.
2. Se puede comenzar por dilatarlo, manteniendo la temperatura constante, calentándolo después cuando haya adquirido su nuevo volumen.

Sean a y b las cantidades de calor empleadas sucesivamente en la primera de las dos operaciones, sean b' y a' las cantidades de calor empleadas sucesivamente en la segunda, como el resultado final de estas dos operaciones es el mismo, las cantidades de calor empleadas en una y otra parte deben ser iguales, se tiene entonces

$$a + b = a' + b'$$

de donde

$$a' - a = b - b'$$

a' es la cantidad de calor necesario para hacer pasar el gas de 1° a 100° , cuando ocupa el espacio abef.

a es la cantidad de calor necesario para hacer pasar el gas 1° a 100° , cuando ocupe el espacio abcd.

La densidad del aire es menor en el primer caso que en el segundo, y de acuerdo con la experiencia de los señores Delaroche y Bérard ya citados en la página 68 su capacidad para el calor debe ser un poco mayor.

Al ser la cantidad a' mayor que la cantidad a , b debe ser mayor que b' , como consecuencia, generalizando la proposición diremos:

La cantidad de calor debida al cambio de volumen de un gas es tanto más considerable cuanto más elevada sea la temperatura.

Así, por ejemplo, es necesario más calórico para mantener a 100° , la temperatura de una cierta cantidad de aire cuyo volumen se duplique, que para mantener a 1° la temperatura de ese mismo aire durante una dilatación completamente análoga.

Esas cantidades desiguales de calor producirán sin embargo, como hemos visto, cantidades iguales de potencia motriz para caídas de calórico iguales, tomadas a diferentes alturas en la escala termométrica, de donde se puede sacar la siguiente conclusión:

La caída de calórico produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los superiores.

Así, una cantidad dada de calor desarrollará más potencia motriz pasando de un cuerpo mantenido a 1° , a otro mantenido a 0° , que si esos dos cuerpos hubiesen poseído las temperaturas de 101° y 100° .

Por lo demás, la diferencia debe ser muy pequeña, sería nula si la capacidad del aire para el calor permaneciera constante. Según las experiencias de los señores Delaroche y Bérard, tal capacidad varía poco, tan poco que las diferencias observadas en rigor podrían atribuirse a errores de observación, o a algunas circunstancias que se hubieran olvidado de tener en cuenta.

No estamos en condiciones de determinar rigurosamente, sólo con los datos que poseemos, la ley según la cual varía la potencia motriz del calor en los diferentes grados de la escala termométrica. Esta ley está ligada a la de las variaciones del calor específico de los gases a distintas temperaturas, ley que la experiencia no ha dado a conocer con suficiente exactitud."⁴

Argumentaciones principales para obtener el resultado:

La caída de calórico produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los superiores.

1. Aplica el CMC a dos cantidades de aire atmosférico iguales en peso y volumen, pero con $T_1 = 100^\circ$ y $T_2 = 100^\circ - h$ en un caso y $T_1 = 1^\circ$ y $T_2 = 1^\circ - h$ en el otro, con h infinitamente pequeña.
2. La potencia motriz producida en ambos ciclos es la misma.
3. Aplica el ciclo de la figura 2.5, donde primero sigue la trayectoria I para calentar el gas de 1° a 100° y luego la trayectoria II para realizar el mismo calentamiento.
4. Se basa en el resultado de Delaroche y Bérard para concluir que la cantidad de calor Q_a' es mayor que la cantidad de calor Q_a dado que la capacidad calorífica del aire varía de manera inversamente proporcional a la densidad del gas y la densidad del gas es menor al expandirse.
5. Concluye, según el punto 4, que :

La cantidad de calor debida al cambio de volumen de un gas es tanto más considerable cuanto más elevada sea la temperatura.

6. De acuerdo al punto 5 anterior, concluye que esas cantidades desiguales de calor producirán cantidades iguales de potencia motriz para caídas de calórico iguales, tomadas a diferentes alturas en la escala termométrica.

Desafortunadamente para Carnot, los resultados de Delaroche y Bérard son falsos y el cálculo del calor que hace con las trayectorias que propone, fig. 2.5, viola la primera ley de la termodinámica; por tanto podemos concluir que no prueba la proposición.

⁴ Ref. 2, pág. 73. Apéndice A, nota 26.

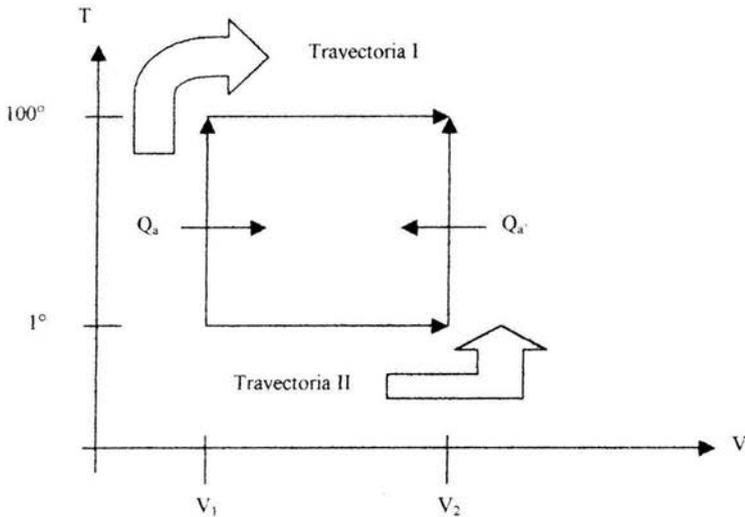


Figura 2.5: Trayectorias que utiliza Carnot para mostrar que: **La caída de calórico produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los superiores.**

2.4. Lo que puede concluirse de los resultados anteriores.

Del primer resultado podríamos obtener la relación funcional:

$$PM = PM(C_0, \Delta T),$$

donde PM es la potencia motriz, C_0 la cantidad de calórico y ΔT la diferencia de temperaturas entre el cuerpo caliente y el cuerpo frío.

Del segundo resultado podríamos ampliar la relación funcional anterior:

$$PM = PM(C_0, \Delta T, T_A^{-1})$$

Es decir, Carnot a lo más establece la plausibilidad de la relación funcional:

$$PM = C_0 \Delta T F(T_A^{-1}),$$

que ulteriormente corresponde a la relación planteada al inicio de este capítulo –Teorema de Carnot–:

$$W_{MAX} \approx \frac{Q_1}{T_1} (T_1 - T_2).$$

CAPÍTULO III

La analogía motor hidráulico – motor térmico.

3.1. Introducción.

Hasta el capítulo anterior hemos tratado de ver y de exponer a Carnot procurando no alterar demasiado su discurso original. En este capítulo continuaremos en un plan similar, con la salvedad de que, deliberadamente, vamos a considerar con detalle una analogía que creemos guió a Carnot a través del desarrollo de su trabajo y que le permitió establecer el principio de que la máxima potencia motriz del calor está determinada por: 1. La diferencia de temperaturas entre las que es transportado el calórico desde un cuerpo caliente a un cuerpo frío, independientemente de la sustancia operante usada, y 2. El valor de la temperatura del cuerpo caliente, T_1 . Es decir vamos a considerar la analogía que permitió a Carnot establecer el resultado, que escribimos en notación actual, como:

$$PM = PM(C_0, \Delta T, T_1^{-1}),$$

donde PM es la máxima potencia motriz desarrollada, C_0 la cantidad de calórico empleada, ΔT la diferencia de temperaturas entre el cuerpo caliente y el cuerpo frío y T_1 la temperatura del cuerpo caliente.

Esta idea es un ejemplo del llamado razonamiento por analogía, que permite establecer la plausibilidad de un resultado sin llegar a probarlo.

3.2. Citas de Carnot acerca de la analogía motor hidráulico-motor térmico.

Sorpresivamente y casi como si estuviera pensando en voz alta, Carnot menciona la siguiente analogía:

“Según las nociones establecidas hasta ahora, se puede comparar con bastante exactitud la potencia motriz del calor con la de una caída de agua; ambas tienen un máximo que no puede sobrepasarse, cualquiera que sea la máquina empleada para recibir la acción del agua, y cualquiera que sea la sustancia empleada para recibir su acción. La potencia motriz de una caída de agua depende de su altura y de la cantidad de líquido; la potencia motriz del calor depende de la cantidad de calórico empleado y de lo que se podría denominar, y efectivamente nosotros le llamaremos así, la altura de su caída, la diferencia de temperatura de los cuerpos en los que se realiza el cambio de calórico. En la caída de agua, la potencia motriz es rigurosamente proporcional a la diferencia de nivel entre el depósito superior y el inferior. En la caída de calórico la potencia motriz aumenta indudablemente con la diferencia de temperatura entre el cuerpo caliente y el cuerpo frío; pero ignoramos si es proporcional a esa diferencia. Ignoramos, por ejemplo, si la caída de calórico de 100° a 50° proporciona más o menos potencia motriz que la caída del mismo calórico de 50° a 0° . Es una cuestión que nos proponemos examinar más tarde.”¹

¹ Ref. 2, pág. 49. Apéndice A, nota 27.

Efectivamente, más adelante examina el asunto para hacer la demostración en su contexto, como hemos visto en el capítulo II de este trabajo:

“Volveremos a nuestro tema principal, del que ya nos hemos apartado demasiado, la potencia motriz del calor. Hemos hecho ver que la cantidad de potencia motriz desarrollada por el transporte del calórico de un cuerpo a otro dependía esencialmente de las temperaturas de los dos cuerpos, pero no hemos dado a conocer ninguna relación entre esas temperaturas y las cantidades de potencia motriz producidas. **En primer lugar parecería bastante natural suponer que, para diferencias iguales de temperatura, las cantidades de potencia motriz producidas sean iguales entre sí; es decir que, por ejemplo, el paso de una cantidad de calórico dada de un cuerpo A mantenido a 100° a un cuerpo B, mantenido a 50°, debe dar lugar a una cantidad de potencia motriz igual a la que desarrollaría en el transporte del mismo calórico de un cuerpo B, mantenido a 50°, a otro C, mantenido a 0°. Una ley semejante sería sin duda muy notable, pero no se tienen suficientes motivos para admitirla a priori. Vamos a discutir su realidad por medio de razonamientos rigurosos.**”² (Las negritas son del autor)

El origen de esta propuesta puede considerarse como influencia de Lázaro Carnot, padre de Sadi. Lázaro Carnot estudia en mecánica aplicada las máquinas hidráulicas³. En particular, estudia los criterios necesarios para obtener el mayor rendimiento posible de las máquinas; se concentra principalmente en los motores hidráulicos. Así, las condiciones necesarias, de acuerdo con Lázaro Carnot, son:

1. La potencia motriz debe transmitirse totalmente sin percusión y deben evitarse todos los choques. El agua entrará, por tanto, en el motor ideal con exactamente la misma rapidez que los elementos móviles que los componen (por ejemplo, en el caso de la rueda hidráulica, con la misma rapidez que los cangilones en movimiento).
2. El movimiento del agua que sale de la máquina deberá ser mínimo. De tal suerte, por tanto, que el agua deberá tener una velocidad nula o la mínima velocidad necesaria para la salida del agua.

Lázaro Carnot discute estos asuntos en su ensayo *Essai sur les machines* y en sus *Principes de l'équilibre et du mouvement*.⁴

3.3 Análisis del motor hidráulico.

a. El motor hidráulico.

Sea una rueda de agua vertical, provista de cangilones. Si la rueda opera satisfaciendo las condiciones de Lázaro Carnot, recibe una masa de agua m en el cangilón superior situado a la altura h_1 con velocidad angular cero. Acto seguido, la rueda se pone a girar con energía de rotación ER hasta que el agua llega al punto inferior a h_2 . Entre este punto situado a la altura h_2 y el superior a h_1 , el principio de conservación de la energía nos garantiza que:

$$mgh_1 = mgh_2 + ER \text{ --- (3.1)},$$

² Ref. 2, pág. 73. Apéndice A, nota 26.

³ Ref. 1, pág. 183, nota 8.

⁴ Ver Ref. 1, pág. 187, nota 20, para más detalles.

es decir

$$ER = mg(h_1 - h_2) \text{ --- (3.2)}$$

Si la rueda se conecta a un mecanismo cualquiera capaz de convertir la energía de rotación en trabajo externo, el trabajo máximo será precisamente el dado por la ecuación (3.2):

$$W_{Máx} = mg(h_1 - h_2) \text{ --- (3.3)}$$

En este caso la rueda queda estática cuando el cangilón accede al punto de altura h_2 , situación en la que el agua abandona el cangilón en las mismas circunstancias que en el punto superior, es decir, con velocidad angular nula.

La expresión (3.2) es válida para cualquier tipo de rueda, de cualquier material y forma; es decir, el trabajo máximo es independiente del dispositivo y solamente depende de la cantidad de agua que se deposite y la diferencia de alturas (Más adelante veremos que g varía con la altura).

Ahora bien, es interesante analizar el caso de la realización del máximo trabajo cuando la rueda gira cuasiestáticamente.

b. El motor hidráulico cuasiestático.

En la figura 3.1 consideramos el modelo más simple de un motor accionado por agua. Este es el modelo más simple porque su simetría permite una operación continua del motor; cuando un cangilón baja completamente una masa de agua el otro queda listo para realizar la misma operación, sucesivamente.

Como puede apreciarse en esa figura, el radio de la rueda es R y la masa conjunta de los cangilones es $2M$, donde M es la masa de cada cangilón.

Vamos a considerar un conjunto de condiciones que hacen ideal a un motor hidráulico:

- No hay fricción entre sus partes móviles.
- La varilla que une a los cangilones y los cangilones mismos son cuerpos rígidos.
- Si los cangilones y las varillas que los unen no tienen masa, su momento de inercia respectivo es cero, es decir $I = 0$, de donde $(1/2)I\omega^2 = 0$.
- La rueda puede conectarse por medio de un embrague a un brazo que levantaría una masa k por medio de un cable o cuerda que lo conecta con la masa k . En la figura 3.1 mostramos el momento en que el cangilón 1 ha accionado la rueda un ángulo α y a su vez ésta ha hecho que el brazo levante la masa k una cierta altura h .

Ahora vamos a considerar el proceso de bajar una masa de agua m :

- El agua se deposita lentamente en el cangilón 1, en la parte superior de la rueda, a altura constante h_1 .
- La rueda no se mueve cuando se deposita el agua.

- c. Para lograr que el giro de la rueda sea cuasiestático, suponemos que la velocidad angular ω es cero; esto se consigue si la torca neta que se aplica a la rueda es cero:

$$\tau_{NETA} = 0.$$

Esta torca está compuesta por la torca aplicada por el peso del agua:

$$\tau_{AGUA} = Rmg \text{ sen } \theta \quad \text{----- (3.4),}$$

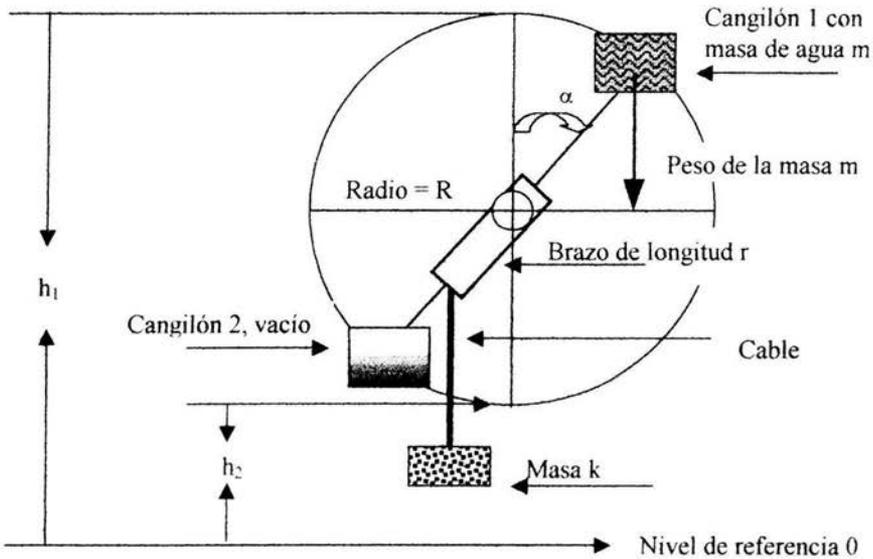


Figura 3.1: Motor hidráulico simple.

y por la torca que aplica el peso de la masa k al brazo que la levanta (ver figura 3.1), cuya longitud es r:

$$\tau_{Masa\ k} = rkg \text{ sen } \theta \quad \text{----- (3.5),}$$

donde θ está dado por $\theta = \pi - \alpha$. Entonces la torca neta es:

$$\tau_{NETA} = rkg \text{ sen } \theta - Rmg \text{ sen } \theta = 0 \quad \text{----- (3.6).}$$

- d. Como la torca neta es cero o casi cero la rueda se mueve cuasiestáticamente, transportando la masa de agua m hacia el nivel inferior.

- e. En la parte inferior de la rueda, el agua que lleva el cangilón es soltada lentamente a altura constante h_2 .
- f. La ecuación (3.6), junto con la expresión para el trabajo que realiza una torca sobre un cuerpo rígido:

$$dW = \tau d\theta,$$

nos permite calcular el trabajo neto realizado por esta torca:

$$0 = \int_0^{W'} dW = \int_{\pi}^0 \tau_{NETA} d\theta = \int_{\pi}^0 (rkg - Rmg) \sin \theta d\theta, \text{ que implica}$$

$$0 = W = 2rkg - 2Rmg \quad \text{----- (3.7)}.$$

Si consideramos que $2R = h_1 - h_2$ tenemos:

$$2Rmg = mg(h_1 - h_2) = 2rkg \quad \text{----- (3.8)},$$

esta expresión es el trabajo máximo que puede realizar la masa m al bajar la distancia $h_1 - h_2$, que ya habíamos encontrado arriba :

$$W_{MAX} = mg(h_1 - h_2) = 2rkg \quad \text{----- (3.9)}.$$

- g. De la expresión para la torca neta, ecuación (3.6), podemos concluir que:

$$k = \frac{R}{r} m \quad \text{----- (3.10)}.$$

Esta ecuación nos permite concluir que:

1. Solamente se pueden levantar cuasiestáticamente masas k dadas por ésta expresión.
2. Cuando baja la masa de agua m hasta el nivel h_2 , la masa k sube la altura $h = 2r$.
3. Si $r = R$, entonces k sube la altura correspondiente al diámetro de la rueda: $h = 2R = h_1 - h_2$. Esto correspondería a bajar la masa de agua m y subir una masa equivalente $k = m$.

c. La eficiencia del motor hidráulico.

La parte relevante de la energía mecánica total del agua, en la realización de trabajo, es su energía potencial, $E_{PAGUA} = mgh_1$. Por tanto, podemos calcular la eficiencia del motor hidráulico:

$$\eta_{MH} = \frac{W_{MAX}}{E_{PAGUA}} = \frac{mg(h_1 - h_2)}{mgh_1} = \frac{h_1 - h_2}{h_1} = 1 - \frac{h_2}{h_1}, \text{ de donde}$$

$$\eta_{hid} = 1 - \frac{h_1}{h_2} \text{ ----- (3.11).}$$

La ecuación 3.11 expresa la eficiencia del motor hidráulico ideal.

d. El “Ciclo de Carnot hidráulico”.

Si consideramos que la masa m de agua depositada en el motor es recibida a altura constante, soltada también a altura constante, y que esta masa de agua es transportada desde h_1 hasta h_2 en un proceso en el que no hay pérdida ni ganancia de masa, podemos proponer el siguiente ciclo como el ciclo de Carnot correspondiente a un motor hidráulico, figura 3.2.

En esta figura podemos ver que:

1. El proceso 1 consiste en colocar el agua en la rueda a altura constante, h_1 .
2. El proceso 2 consiste en bajar el agua desde h_1 hasta h_2 a peso constante, es decir sin variaciones en la masa y/o en la aceleración gravitacional.
3. El proceso 3 consiste en soltar el agua a altura constante, h_2 .
4. Este proceso es a peso constante cero. Corresponde al regreso del cangilón 1 o 2 a la altura h_1 .

También puede verse claramente que el área dentro de la curva es:

$$\text{Área} = mg(h_1 - h_2) \text{ ----- (3.12).}$$

correspondiente al trabajo máximo realizado por el motor hidráulico.

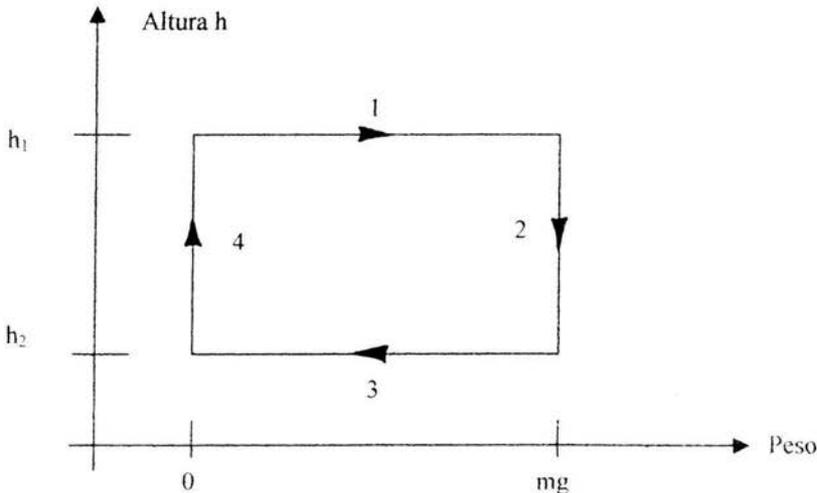


Figura 3.2: “Ciclo de Carnot hidráulico”.

3.4. ¿En qué consiste la analogía motor hidráulico-motor térmico?

a. La analogía según Sadi Carnot.

En la sección 3.2 hemos citado el texto donde Sadi Carnot dice explícitamente que la potencia motriz del calor puede compararse con bastante exactitud con la potencia motriz de una caída de agua. Los puntos de que consta esa analogía según Sadi Carnot son:

No.	Potencia motriz del calor	Potencia motriz de una caída de agua
1	Tiene una cota superior.	Tiene una cota superior.
2	La cota superior no depende de la sustancia operante usada.	La cota superior no depende de la rueda particular usada.
3	Depende de la cantidad de calórico y de la altura de su caída...	Depende de su altura y de la cantidad de líquido.
4	Depende de la cantidad de calórico y de la altura de su caída, de la diferencia de temperatura de los cuerpos entre los que se realiza el cambio de calórico.	Es rigurosamente proporcional a la diferencia de nivel entre el depósito superior y el depósito inferior.
5	No se sabe si la potencia motriz del calor depende o no de la temperatura T_A del cuerpo caliente.	No hay mención al respecto.

Tabla 3.1: Los elementos de la analogía motor hidráulico-motor térmico según Carnot.

En la sección 3.3.b. hemos demostrado las afirmaciones 1 y 2 de la tabla 3.1 para el motor hidráulico ideal. La expresión:

$$W_{MAX} = mg(h_1 - h_2) ,$$

reúne los elementos expresados en las afirmaciones 3 y 4 de la tabla 3.1 para el motor hidráulico. El que Carnot no mencione analogía alguna para el motor hidráulico respecto de la afirmación 5 refleja el hecho de que la analogía parece romperse en la dependencia de W_{MAX} con el inverso de la altura. Si este punto se cumpliera, la analogía con la expresión para el trabajo máximo en un motor térmico de Carnot:

$$W_{MAX} = \frac{Q}{T_1} (T_1 - T_2),$$

sería completa en cuanto a la asociación de h con T.

Sin embargo, si hay una dependencia de W_{MAX} con el inverso de la altura:

Para un motor hidráulico:

$$W_{MAX} = mg(h_1)(h_1 - h_2) \text{-----} (3.13)^5.$$

Si hacemos la consideración:

$$r_1 = R + h_1 \text{ y } r_2 = R + h_2, \text{ donde R es el radio de la tierra,}$$

podemos escribir la ecuación (3.13) como

$$W_{MAX} = GMm \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{GMm}{r_1 r_2} (r_1 - r_2) = \frac{GMm}{r_1 r_2} (h_1 - h_2) \text{-----} (3.14).$$

Como $\frac{GMm}{r_2^2} = mg \Rightarrow g = \frac{GM}{r_2^2} \text{-----} (3.15),$

la ecuación (3.14) puede escribirse:

$$W_{MAX} = \frac{GMmr_2}{r_1 r_2^2} (h_1 - h_2) = \frac{mgr_2}{r_1} (h_1 - h_2) \text{-----} (3.16).$$

La ecuación (3.16) es análoga a la expresión $W_{MAX} = \frac{Q}{T_1} (T_1 - T_2)$. Esto puede verse más claramente si recordamos la expresión para r_1 :

$$W_{MAX} = \frac{mgr_2}{(R + h_1)} (h_1 - h_2) \text{-----} (3.17).$$

Este resultado nos permite expresar la analogía en una nueva forma:

$$\begin{array}{l} mgh \longrightarrow Q, \\ h \longrightarrow T, \end{array}$$

La analogía que propuso Carnot sería:

$$\begin{array}{l} m \longrightarrow Q, \\ h \longrightarrow T. \end{array}$$

⁵ Ver ref. 5.

En la figura 3.3 podemos apreciar otro aspecto de esta analogía. En esta forma de la analogía las dimensiones de Q son el producto de las dimensiones de la entropía (S) por las de la temperatura, esto indicaría que el análogo del peso mg es S , de modo que en el espacio T - S , el ciclo de Carnot, que es un rectángulo, se corresponde exactamente con el “Ciclo de Carnot hidráulico”, que es también otro rectángulo (figura 3.3). En ambos casos el trabajo máximo es igual al área encerrada por la curva en cada figura, dado que:

$$W_{MAX} = \frac{Q}{T_1} (T_1 - T_2) = \Delta S_{foco} (T_1 - T_2) = (S_1 - S_2)(T_1 - T_2)$$

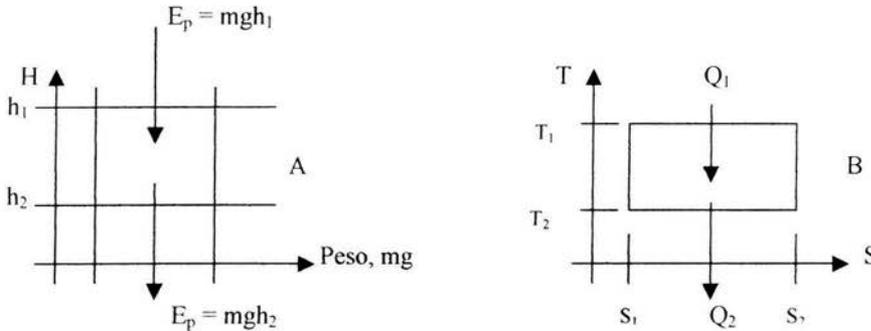


Figura 3.3: Los ciclos de Carnot: A. Hidráulico, B. Térmico.

En el caso del motor térmico ya conocemos como Motor de Carnot al que proporciona la cota superior del trabajo máximo; respecto del motor hidráulico nos atrevemos a llamarle Motor Hidráulico de Carnot al que proporciona la cota superior del trabajo máximo.

b. Opinión de Max Planck acerca de la analogía.

En su libro “*Treatise on thermodynamics*”⁶, Max Planck aborda la analogía que venimos tratando en relación con una crítica implícita a los “energetistas” de aquel tiempo:

“En muchos enunciados uno encuentra el proceso de conducción de calor comparado con la caída de un líquido pesado de un nivel superior a un nivel inferior. La ley relativa al caso en que el calor cae de una temperatura superior a una inferior, y en el otro el líquido de un nivel superior a un nivel inferior, es denotada como *el segundo principio fundamental de la energética*. Esta comparación muestra muy claramente el error del caso. Aquí no es tomado en cuenta el hecho de que el estado mecánico de un cuerpo depende, no solamente de su posición, sino también de su velocidad, mientras que el estado térmico depende solo de su temperatura. Un líquido pesado puede elevarse así como caer, mientras que el calor puede solamente caer. En general, la *segunda ley de la energética* no es verdadera. Si la ley es específicamente limitada a cuerpos en reposo, puede deducirse, como ha sido mostrado en el párrafo 107, del principio de la energía, y es por tanto imposible deducir algo nuevo de allí”⁷.

⁶ Ref. 14

⁷ Apéndice B, nota 17.

El párrafo 107⁸ aparece en la introducción a la parte III, “El segundo principio fundamental de la termodinámica”, del libro de Planck ya citado. Esta introducción consiste en una cuidadosa reflexión acerca de la necesidad del segundo principio. Planck comienza afirmando:

“La segunda ley de la termodinámica es esencialmente diferente de la primera ley, dado que ésta trata de una cuestión no tocada en ninguna forma por la primera ley, a saber, la dirección en la que un proceso tiene lugar en la naturaleza. No todo cambio consistente con el principio de la conservación de la energía satisface también las condiciones que la segunda ley impone sobre los procesos, que ocurren realmente en la naturaleza. En otras palabras, el principio de conservación de la energía no es suficiente para una determinación unívoca de los procesos naturales.

Si, por ejemplo, un intercambio de calor por conducción tiene lugar entre dos cuerpos de temperaturas diferentes, la primera ley, o el principio de conservación de la energía, demanda simplemente que la cantidad de calor entregada por uno de los cuerpos tiene que ser igual a la que es tomada por el otro. Si el flujo de calor, sin embargo, tiene lugar o no del cuerpo más frío al cuerpo más caliente, o *viceversa*, no puede ser contestado por el principio de la energía solamente.

[...] Desde el punto de vista de la primera ley, los estados inicial y final de cualquier proceso son completamente equivalentes.”⁹

Y luego viene el párrafo 107:

“En un caso particular, sin embargo, el principio de la conservación de la energía prescribe una cierta dirección a un proceso. Esto ocurre cuando, en un sistema, una de las varias formas de energía está en un máximo o en un mínimo absoluto. Es evidente que, en este caso, la dirección del cambio debe ser tal que la forma particular de energía decrecerá o se incrementará, respectivamente. Este caso particular es realizado en mecánica por un sistema de partículas en reposo. Aquí la energía cinética está en un mínimo absoluto, y, por tanto, cualquier cambio del sistema es acompañado por un incremento de la energía cinética, y, si es un sistema aislado, por un decremento de la energía potencial. Esto da lugar a una importante proposición en mecánica, la cual caracteriza la dirección del movimiento posible, y establece, en consecuencia, la condición general de equilibrio mecánico. Es evidente que, si ambas, la energía cinética y la energía potencial están en un mínimo, no puede tener lugar ningún cambio, dado que ninguna de éstas puede incrementarse a expensas de la otra. El sistema debe, por tanto, permanecer en reposo.

Si un líquido pesado está inicialmente en reposo a diferentes niveles en dos tubos comunicantes, entonces se establecerá el movimiento, hasta que se igualen los niveles, porque el centro de gravedad del sistema es por tanto bajado y la energía potencial disminuida. El equilibrio existe cuando el centro de gravedad está en su nivel más bajo, y por tanto la energía potencial está en un mínimo, es decir, cuando el líquido permanece al mismo nivel en ambos tubos. Si no se hace alguna suposición inicial en relación a la velocidad inicial del líquido, la proposición anterior ya no se cumple. La energía potencial no necesita incrementarse, y el nivel más alto puede elevarse o caer de acuerdo a las circunstancias.”¹⁰

c. El rendimiento de la máquina térmica ideal según Angelo Baracca, et. al ¹¹.

En la referencia 6 podemos leer un estudio acerca de la analogía motor hidráulico-motor térmico desde el punto de vista del desarrollo económico. Para estos autores el desarrollo de la termodinámica es un producto típico del advenimiento del capitalismo y de la sociedad burguesa. Utilizan ampliamente la analogía hidráulica para calcular el rendimiento de la máquina térmica ideal:

⁸ Ref 14, pág 80.

⁹ Apéndice B, nota 18.

¹⁰ Apéndice B, nota 19.

¹¹ Ref. 6.

En el caso del agua, el trabajo producido por una máquina perfecta, cuando una masa M de agua desciende desde la altura h_1 a la altura h_2 , está dado por la ecuación:

$$L = mg\Delta h \quad \text{-----(a)}$$

Si se considera que la energía inicial disponible sea referida a la altura h_1 , de acuerdo a un nivel cero absoluto hipotético, o sea mgh_1 , se puede pensar en definir el rendimiento de la máquina que utiliza el desnivel parcial $h_1 - h_2$. En analogía con la ecuación

$$\eta = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad \text{-----(b)},$$

tenemos:

$$\eta = \frac{L_{MEC}}{Mgh_1} = \frac{Mg(h_1 - h_2)}{Mgh_1} = 1 - \frac{h_2}{h_1} \quad \text{-----(c)}$$

En el caso mecánico esto no tiene mucho sentido: Siempre puede escribirse $h_2 = 0$, con lo que $\eta = 1$. Es decir que no se tiene límite teórico para la transformación de la energía mecánica potencial en trabajo mecánico.

En la analogía hidráulica no hay ningún elemento que permita establecer unívocamente cuánto valga la energía correspondiente a una cierta cantidad de calórico Q que se encuentra a la altura térmica T . Sin embargo puede hacerse una hipótesis audaz –“brutal”, en palabras de los italianos-, suponiendo que puede hacerse directamente la correspondencia (“En el contexto de la termodinámica actual esta correspondencia no tiene sentido, ni dimensionalmente. Aquí estamos, sin embargo, en el contexto de una teoría diferente, la del calor como un fluido...”):

$$\begin{array}{ccc} Mg & \longrightarrow & Q \\ h & \longrightarrow & T \end{array}$$

Efectivamente, esta analogía es “brutal” porque, entre otras, las unidades físicas no se corresponden, por ejemplo, $[Mg]$ son distintas de $[Q]$ y $[Mgh]$ son distintas de $[QT]$.

“Ésta correspondencia permite establecer que la energía que posee una cantidad de calor Q que tiene a su disposición un desnivel térmico entre T_1 y T_2 vale:

$$E_{rem} = Q(T_1 - T_2) \quad \text{-----(d)}$$

La máquina ideal es capaz de utilizar toda esa energía disponible. Pero si referimos la altura térmica a una altura térmica cero inferior a T_2 , en realidad la energía total disponible será aquella correspondiente al salto térmico total, o sea:

$$E_{tot} = QT_1 \quad \text{-----(e)}$$

De la cual la máquina ideal que trabaja entre las temperaturas T_1 y T_2 utiliza sólo la parte indicada por la ecuación (d). Por tanto, el rendimiento está dado por:

$$\eta = \frac{Q(T_1 - T_2)}{QT_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Este es un resultado fundamental para toda la termodinámica: Una máquina térmica que opera entre las temperaturas T_1 y T_2 no puede tener en ningún caso un rendimiento superior al dado por la fórmula anterior.”

No hay que dejar pasar inadvertido que hay una contradicción en las unidades de las expresiones (d) y (e). De un lado se tiene energía y del otro energía por grados Kelvin. Finalmente los autores obtienen la expresión para la eficiencia de una máquina térmica usando la analogía con la máquina hidráulica, pero dejan varias contradicciones en el camino.

CAPÍTULO IV

La polémica Kuhn-La Mer.

4.1. Introducción.

En los párrafos que siguen exponemos una interesante polémica sostenida por Thomas S. Kuhn y Víctor K. La Mer en relación a la afirmación de este último acerca de que Sadi Carnot se refiere al concepto de entropía cuando usa la palabra “calorique” y que, por tanto, esta palabra puede traducirse como entropía en la memoria de Carnot.

La polémica se desarrolla en la revista “American Journal of Physics”, a través de tres artículos y una carta al editor que aparecieron en el siguiente orden:

Primero:

Víctor K. La Mer publica su artículo “Algunas interpretaciones erróneas, comúnmente aceptadas, del Ciclo y la Memoria de N. L. Sadi Carnot”¹.

Segundo:

Thomas Kuhn responde con el artículo “La versión de Carnot del ‘Ciclo de Carnot’”².

Tercero:

La Mer responde a Kuhn con el artículo “Algunas interpretaciones erróneas comunes del Ciclo y la Memoria de N. L. Sadi Carnot. II”³.

Cuarto:

Kuhn termina la polémica con la carta al editor “La versión de La Mer del ‘Ciclo de Carnot’”⁴.

Cabe mencionar que en esta polémica también participó M. A. Hirshfeld con un artículo titulado “Acerca de ‘Algunas interpretaciones erróneas, comúnmente aceptadas, de la memoria de Carnot’”⁵.

4.2. La respuesta de Thomas Kuhn al artículo de Víctor K. La Mer .

Los aspectos iniciales de la polémica pueden leerse en los resúmenes de ambos artículos:

1. Víctor K. La Mer:

¹ Ref. 7.

² Ref. 8.

³ Ref. 9.

⁴ Ref. 11.

⁵ Ref. 10.

“La traducción indiscriminada de las palabras ‘feu’, ‘chaleur’, y ‘calorique’ uniformemente como calor (o wärme) en las traducciones aceptadas de la memoria de Carnot, sin reconocer las diferencias de significado que Carnot implicó consistentemente, ha conducido a interpretaciones erróneas de su tesis, las que prevalecen en los textos actuales.

Carnot tenía al menos una concepción intuitiva de la interpretación moderna de entropía en su uso consistente de ‘chute de calorique’ como análogo a ‘chute d’eau’. El nunca habló de ‘chute de chaleur’.

Uno necesita únicamente identificar ‘calorique’ como entropía y ‘chaleur’ como calor para obtener simplicidad y lucidez al entender su memoria y al mismo tiempo alcanzar acuerdo con la teoría moderna en pasajes que han sido explicados incorrectamente.”

2. Thomas S. Kuhn:

“El deseo y la dificultad de recuperar conceptos científicos modernos en autores científicos clásicos es discutida con referencia particular a una recientemente publicada reevaluación de la memoria de Sadi Carnot. Se presenta evidencia para apoyar la interpretación proveída por sus sucesores del siglo diecinueve y textos modernos corrientes: El uso de la teoría material del calor lo condujo a establecer erróneamente los fundamentos de la termodinámica, pero el establecimiento erróneo, descubierto sólo en retrospectiva, es irrelevante a su estatura como un investigador profundo y original.”

a. Los objetivos del artículo de Víctor K. La Mer.

Resume en tres las interpretaciones erróneas de la memoria de Carnot que el considera prevalecen en los libros de texto contemporáneos de 1954:

1. “Carnot obtuvo un resultado válido, pero el lo logró empleando una teoría del calor errónea; a saber, la hoy desacreditada sustancial o así llamada teoría del calórico del calor.”
2. “Que Carnot descubrió la segunda ley de la termodinámica sin reconocer o apreciar la importancia y necesidad de la primera ley.”
3. “Que la analogía de Carnot, referente a que el descenso del “¿calor?” (chute de calorique) a través de un motor reversible para la producción de potencia motriz podría ser comparada con el descenso del agua (chute d’eau) a través de una rueda hidráulica, representa una concepción incorrecta en que conduce a contradicciones con la primera ley y, consecuentemente, torna inválida la prueba de Carnot.”

Y apunta que el propósito principal de su artículo es analizar el origen histórico y el desarrollo de esos errores para una mejor comprensión de las falacias, con la esperanza de que el lector llegue a estar más receptivo hacia lo que el cree es una auto-consistente y racional presentación del principio de Carnot –en ningún lado del artículo citado explícitamente-. Agrega que es de poca importancia –en su momento- si Carnot fue o no correctamente interpretado e injustamente representado por sus seguidores. Que lo que realmente importa es que los libros de texto del futuro deben dar la interpretación más clara y simple del principio fundamental de Carnot, consistente con los hechos conocidos.

Asegura que esas tres interpretaciones erróneas se desvanecen y la presentación llega a ser simple y clara cuando uno lee el original, abandona la noción errónea y gratuita de que Carnot estaba empleando la desacreditada teoría sustancial o del calórico del calor cuando usó el término “calórico” y finalmente interpreta el término “calórico” como “entropía”. Esta interpretación de “calórico” hace de Carnot un escritor moderno y remueve cualquier cuestión a su tratamiento por violar la primera ley, como fue señalado por Kelvin.

b. Los puntos básicos de la crítica de Thomas S. Kuhn.

Según Kuhn, La Mer obtiene dos conjuntos de conclusiones acerca de la famosa memoria de Carnot, “Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego”:

El primer conjunto contiene con la interpretación de la memoria, usual en la literatura por un siglo, y concierne a eventos históricos: Carnot empleó una teoría mecánica del calor al explorar las propiedades del ciclo de un motor de gas ideal; las conclusiones en la memoria, por tanto, no están viciadas por el uso de la teoría material o del calórico del calor, y no están en conflicto con la primera ley de la termodinámica.

El segundo conjunto es de tipo analítico y lógico: Cualquiera que sea el intento original de Carnot, hay una interpretación (o reinterpretación) consistente de su formalismo verbal y matemático que hace que los resultados esenciales de la memoria coincidan con la conservación de la energía; para conseguir la nueva interpretación La Mer lee “calórico” como “entropía”, reservando el término “calor” para el “chaleur” de Carnot.

Kuhn considera que las conclusiones históricas de La Mer son erróneas y que sus conclusiones lógicas requieren modificaciones que pueden ser autodestructivas (“his logical conclusions demand qualifications which may be self-defeating”).

c. Los argumentos de La Mer que critica Kuhn.

Para apoyar su tesis La Mer aduce por lo menos doce razones diferentes, de las que Kuhn critica tres como parte de lo que llama el problema histórico de La Mer:

1. “La Mer encuentra la primera evidencia importante del uso de Carnot de la teoría material del calor en las notas publicadas de manera póstuma como apéndice a la edición de 1878 de su memoria. Estas notas, efectivamente, incluyen una repulsa explícita de la teoría del calórico por la teoría mecánica, un enunciado explícito de la conservación de la energía, y el primer registro experimental del valor del equivalente mecánico del calor. Estas también incluyen convincentes reservas acerca de la teoría mecánica, por ser notas hechas en varios momentos durante un período de transición mental. Pero con todas sus inconsistencias, proveen amplia evidencia de que antes de su muerte prematura en 1832 Carnot había penetrado la naturaleza del calor y de las primeras dos leyes de la termodinámica hasta una profundidad que no fue alcanzada otra vez en Europa antes de 1851. Si las notas hubieran sido unificadas y publicadas hacia 1832 la historia de la termodinámica habría sido bastante diferente.”

Comenta a continuación que las notas debieron ser escritas después de 1824 dado que se refieren a problemas desarrollados en la memoria y están ocasionalmente en conflicto con ellas, pero que no son necesarias para descubrir que Carnot tenía dudas acerca de la teoría del calórico. Sus dudas son explícitas en la memoria, pero también establece que a pesar de ellas él eligió, a falta de algo mejor, la teoría del calórico para basar su discusión de la máquina de gas. Las notas no afectan la estructura teórica de la memoria.

“Para analizar la máquina de gas Carnot requirió una teoría desarrollada del calor, y hacia los 1820 la teoría del calórico era la única a la mano. Su propia teoría mecánica no había madurado lo suficiente para proveer una base para el análisis. Con la evidencia de las notas ésta nunca maduró suficientemente para permitir por lo menos una revisión; éstas únicamente levantaron dudas acerca de la validez del teorema fundamental de la memoria. Ese teorema está basado en la teoría del calórico.”

2. “El Profesor La Mer presenta un largo pasaje de la memoria para mostrar que ‘aún en 1824 Carnot usó la teoría mecánica para sustentar sus argumentos y apreciaba la implicación de la primera ley’. La parte principal de la acotación afirma la imposibilidad del movimiento perpetuo y es por tanto irrelevante, dado que ni la primera ley ni la teoría mecánica son consecuencias lógicas de esta imposibilidad. Pero el pasaje también incluye una frase puesta en cursivas por La Mer, aparentemente porque él ve en ésta una afirmación explícita de que el calor no es una sustancia sino una acción mecánica ‘...podemos’, escribe Carnot, ‘concebir los fenómenos del calor y la electricidad como debidos a ninguna otra causa que a algún movimiento de cuerpos, y, como tales, ¿no deberían estar sujetos a las leyes generales de la mecánica?’. Esta afirmación no dice que el calor sea movimiento o algún otro atributo mecánico de la materia. Éste dice solamente que el fenómeno del calor requiere el desplazamiento mecánico de materia, y el calórico es

materia, gobernado por las leyes de la mecánica. Compárese la afirmación de Carnot con el siguiente pasaje paralelo del hombre que acuñó el término 'calórico' y quien comenzó el desarrollo de la teoría. 'Calor', dice Lavoisier, 'considerado como una sensación o, en otras palabras, calor sensible, es sólo el efecto producido sobre nuestros órganos sensibles por el movimiento o paso del calórico, liberado de los cuerpos circundantes. En general, nosotros recibimos impresiones como consecuencia del movimiento, y debemos establecer esto como un axioma, que SIN MOVIMIENTO NO HAY SENSACION.'"

3. "La argumentación del profesor La Mer acerca de que el desarrollo del ciclo de la máquina de gas no viola la primera ley se basa en la observación de que Carnot en ningún lado usa la ley (atribuida a él por Clausius y otros) que dice que la integral de dQ es igual a cero. Ciertamente, la formulación integral no ocurre, porque toda la memoria está escrita sin el uso de un solo signo integral. Pero Carnot repetidamente hace enunciados equivalentes de manera verbal. Por ejemplo, al discutir un ciclo modificado de la máquina de gas en el que el gas es enfriado y calentado a volumen constante en lugar de adiabáticamente."

Kuhn comenta que repetidamente aparecen pasajes en la memoria de Carnot que resultan equivalentes al principio de que la integral de dQ es igual a cero, lo que no es aceptado por La Mer por considerarlos distorsiones desafortunadas de un original sin faltas. Y serían equivalentes si fuera permisible traducir "calórico" como calor. Sin embargo La Mer admite que únicamente "chaleur" puede ser traducido como calor.

"Carnot usó consistentemente la palabra 'calorique' en un sentido incompatible con la teoría material del calor pero consistente con 'entropía', un concepto del que Carnot tenía al menos una idea intuitiva. Pero si 'calor' es correcto para 'chaleur', también debe ser satisfactorio para 'calorique', porque en la memoria Carnot repetidamente intercambia esas palabras."

"Sería sorprendente que Carnot usara 'calorique' en algún otro sentido. Esta era una palabra recientemente acuñada sin significado fuera de las ciencias; su definición y propiedades eran reiteradas constantemente en los textos y periódicos de esos días; y es a estos textos que Carnot, al principio de su memoria, refiere a aquellos lectores que desean conocer qué es 'calórico' y cómo medirlo."

En este último punto, Kuhn señala el pasaje en que Carnot advierte a sus lectores que él empleará intercambiamente los términos 'cantidad de calor' y 'cantidad de calórico'.

Acerca de las conclusiones lógicas de La Mer, Kuhn critica la afirmación que dice que la interpretación de "calórico" como entropía hace de Carnot un "escritor moderno". Señala varios puntos discutibles en este segundo conjunto de conclusiones:

1. "De acuerdo con la reformulación de la termodinámica de Brønsted-La Mer es permitido hablar de la cantidad de entropía extraída del reservorio a alta temperatura de una máquina de gas ideal y de la cantidad de entropía entregada al reservorio inferior. Estas dos cantidades son iguales, de modo que si el 'calorique' de Carnot (y donde sea necesario también su 'chaleur') es traducido como 'entropía', el formalismo de Carnot llega a ser idéntico con el de Brønsted-La Mer."

El 'calórico' de Carnot es una cantidad que puede medirse y cuyo incremento es igual al producto del calor específico por un incremento de temperatura:

2. "Por tanto a menos que la reinterpretación formal del profesor La Mer de la memoria sea extendida en maneras de las que el no da pistas, puede ser aplicada sólo a aquellas porciones de la memoria en las que Carnot se abstiene de conclusiones cuantitativas acerca de cantidades de calor y calores específicos. Por ejemplo, Carnot usa su ciclo para predecir la relación del calor específico de un gas a presión constante a su calor específico a volumen constante. Para aplicar la reinterpretación de La Mer a esta discusión debemos tomar los 'calores específicos' teóricos de Carnot como algo parecido a 'entropías específicas', y éstas deben ser determinadas por nuevas mediciones que producirán valores numéricos diferentes. Algo de tal reinterpretación drástica del calor específico es esencial si Carnot ha de ser un 'escritor moderno', porque la deducción rigurosa a partir de las premisas de Carnot ocasionalmente produce conclusiones que sin tal reinterpretación son cualquier cosa excepto modernas. Carnot prueba, por ejemplo, que: 'Cuando el volumen de una [cantidad dada] de gas se incrementa en proporción geométrica, su calor específico se incrementa en proporción aritmética,' es decir, $c = c_0 \log v/v_0$."

Después de esta discusión, Kuhn llega a las siguientes conclusiones:

1. Le parece más simple permitir que la conclusión lógica y la conclusión histórica coincidan y se adhiere a Kelvin y a Clausius en que algunos de los resultados de Carnot son inválidos debido a que empleó una teoría del calor que fue desacreditada después de su muerte. Esto en virtud de que el comportamiento complejo de las 'entropías específicas' y las dificultades en la medición de la entropía privan a toda la memoria de la 'simplicidad y lucidez' que La Mer persigue con su reformulación.
2. Desacreditar la teoría del calórico no es desacreditar a Carnot:

"Mi propia estimación de Carnot sería más alta que la de Kelvin. No hay un solo paso en el desarrollo de la termodinámica tan sobresaliente o penetrante como el realizado por Carnot. En particular, no hay un paso que llevara a su autor tan lejos de la corriente principal del pensamiento científico contemporáneo. Todos los otros descubrimientos fundamentales y formulaciones que condujeron a la creación de la teoría mecánica y de la termodinámica fueron hechos independientemente y casi simultáneamente por un gran número de científicos dispersos a través de Europa. Carnot se mantiene solo.

3. Las grandes dificultades en el provocativo artículo del profesor La Mer surgen del objetivo planteado inicialmente: "Es de poca importancia actualmente si Carnot fue o no correctamente interpretado e injustamente representado por sus seguidores. Lo que realmente importa es que nuestros libros de texto deben dar la interpretación más clara y más simple de su principio fundamental consistente con los hechos conocidos":

"El estatus de Carnot y de su memoria son irrelevantes a la selección de la mejor versión pedagógica del ciclo del motor de gas".

4. La persecución de una teoría moderna preferida en una memoria clásica es una trampa para el incauto y esto es una lástima porque ello esconde problemas históricos que por sí mismos no son irrelevantes. Puede ser de alguna importancia hoy "si Carnot fue o no correctamente interpretado e injustamente representado por sus seguidores".
5. "Un entendimiento de la relación entre un pionero como Carnot y sus sucesores contribuiría a un entendimiento de la forma como se desarrollan los conceptos científicos. Ese entendimiento podría a su vez afectar nuestras maneras de integrar la ciencia pura y aplicada, nuestra organización de la educación científica, y posiblemente aún de nuestra organización de la investigación. ¿Por qué la trascendental memoria de Carnot, que proveyó la llave a una ciencia fundamental, fue ignorada en Francia por más de una década y en Inglaterra y Alemania por 24 años? ¿Por qué es que en Gran Bretaña, el país cuyos ingenieros fueron los únicos responsables del desarrollo y aplicación de la máquina de vapor, los científicos se resistieron más vigorosamente a la introducción de conceptos ingenieriles como 'trabajo' y 'potencia' en las ciencias abstractas? Y ¿por qué el exitoso esfuerzo Francés (que comenzó antes de Carnot y fue parte de su historia) por establecer las bases teóricas de éstos mismos conceptos ingenieriles no produjo máquinas de vapor?. Es función de la investigación histórica contestar preguntas como éstas, no proveer una guía superflua para el perfeccionamiento de los textos técnicos."

4.3. La respuesta de La Mer al artículo de Thomas Kuhn.

Los aspectos esenciales del artículo de La Mer se encuentran en su resumen:

“Se presenta nueva evidencia de la memoria de Carnot para mostrar que él definió ‘calorique’ (entropía) de manera distinta de ‘chaleur’ (calor en el sentido general). Calórico es la cantidad térmica que se conserva en los ciclos reversibles; la unidad de calórico licua un kilogramo de hielo; la unidad de calor eleva la temperatura de un kilogramo de agua un grado centígrado, un proceso irreversible.

Aunque Carnot usó estos términos intercambiándolos para procesos a temperatura constante (reversibles), lo que se justifica cuando la escala de temperatura no se especifica, él distinguió entre calor y calórico para procesos reversibles que producen trabajo operando sobre un intervalo finito de temperatura, donde la distinción llega a ser necesaria.

Las principales conclusiones de Carnot sobre máquinas de *calor* son deducidas de principios generales y no dependen de alguna teoría mecánica o del calórico del calor. Carnot creía en la teoría mecánica del calor, pero en las últimas partes de la memoria él introdujo, como axiomas, teoremas de conservación para calorique (correctamente) y para chaleur (incorrectamente), los que tienen principios en común con la ahora desacreditada teoría del calórico. Éstos teoremas no requieren que éstas cantidades sean de naturaleza sustancial.”

a. La estructura de la defensa de Víctor K. La Mer.

La respuesta a la crítica de Kuhn está dividida explícitamente en cinco partes: Introducción, “La teoría del calórico”, “Ciclo reversible”, “Capacidad calorífica” y “Consideraciones termodinámicas”.

Los aspectos principales de cada sección son:

1. “Introducción”:

Thomas Kuhn se opone a las tres afirmaciones principales del artículo de La Mer, y separa las conclusiones de La Mer en dos conjuntos: Uno de carácter lógico, que acepta, y uno de carácter histórico, que considera equivocado. Parafrasea este último conjunto como sigue:

“A. Carnot *empleó* una teoría mecánica del calor al explorar las propiedades del ciclo de la máquina ideal de gas.

B. Las conclusiones de la memoria no están, por tanto, viciadas por el uso de la teoría del calórico o material del calor.

C. Y no están en conflicto con la primera ley.

D. Clapeyron, no Carnot, introdujo un fluido indestructible, calor, en el análisis del inicialmente excepcional ciclo de Carnot.”

Las paráfrasis de Kuhn no se siguen de los enunciados de La Mer ni representan correctamente el punto de vista de Callendar en quien están basadas. Tales paráfrasis deben ser leídas correctamente como sigue:

“A. Carnot *no empleó una teoría especial del calor* (mecánica o calórico) al *deducir* las propiedades fundamentales del ciclo *completo* de la máquina ideal de *calor*. Aunque él *creía* en la teoría mecánica, uso axiomáticamente teoremas de conservación del calórico (correctamente) y del calor (incorrectamente) *posteriormente en la memoria* en un intento por *ganar* más información acerca de los detalles de los procesos componentes en el ciclo de la máquina de gas.

B. y C. Las conclusiones principales de la memoria son correctas y no están necesariamente en conflicto con la primera ley de la conservación de la energía como fue afirmado por Kelvin y Clausius.

D. Ver abajo.”

2. “La teoría del calórico”:

La discusión acerca de si Carnot creía o no en la teoría mecánica del calor cuando escribió su memoria ha generado demasiada confusión. Thomas Kuhn concede que las notas de Carnot, publicadas de manera póstuma en parte en 1878 y completamente en 1927, muestran definitivamente que él creía en la teoría mecánica.

El punto esencial es que las conclusiones más importantes y fundamentales de Carnot están basadas únicamente en la experiencia, es decir, en la imposibilidad del movimiento perpetuo. Estas conclusiones son:

- “(a) Una máquina térmica produce su máximo trabajo solamente cuando es operada reversiblemente.
- (b) El trabajo máximo es independiente del medio que trabaja (sólido, líquido, o gas); es también irrelevante si el gas es o no ideal en el sentido de las leyes del gas perfecto.
- (c) Para una *cantidad dada de ‘calórico’*, el trabajo máximo depende únicamente de las temperaturas de los reservorios térmicos superior e inferior.
- (d) Cuando un gas [perfecto] pasa sin cambio de temperatura de un volumen y presión definida a otra, la cantidad de ‘calórico’ [entropía] absorbido o emitido siempre es el mismo, sin importar la naturaleza del gas escogido.
- (e) La diferencia entre el calor específico bajo presión constante y el calor específico bajo volumen constante es la misma para todos los gases [perfectos].
- (f) Cuando un gas [perfecto] cambia de volumen sin cambiar de temperatura, las cantidades de ‘chaleur’ que absorbe o libera están en progresión aritmética cuando los incrementos o reducciones de volumen están en progresión geométrica.”

“Chaleur” puede interpretarse como calor Q o entropía S , porque a temperatura constante $Q = T\delta S$ y el factor T no está establecido. Estas conclusiones no dependen de alguna teoría del calor especial.

Las pruebas de Carnot de los incisos (a) a (f) son similares a las que se dan actualmente; requieren la imposibilidad del movimiento perpetuo de segunda especie, lo que es un enunciado suficiente de la segunda ley. No implican alguna noción de la materialidad del calor.

En la interpretación del ciclo de Carnot dada por Clapeyron este introduce la teoría del calórico en términos de calor antes de que llegue a ser necesario introducir alguna teoría especial del calor.

En la cuidadosa descripción de su ciclo, Carnot evita introducir la teoría del calórico; establece los teoremas (a) a (f) por razonamiento deductivo general sobre un ciclo completo.

Cuando trata de interpretar los datos inexactos de Delaroche y Berard sobre calores específicos, Carnot emplea como axiomas teoremas de conservación, que a su vez eran principios de la teoría del calórico.

3. “Ciclo reversible”:

Kuhn pierde de vista el sentido físico cuando traduce “chaleur” y “calorique” como “calor” en su cita del párrafo en donde el término “calorique” (entropía) es usado para la suma $(a + b)$ de los pasos por una trayectoria y es apropiadamente hecha igual a la suma $(a' + b')$ de los transportes de “calorique” por un camino alterno. “Calorique” es usado consistentemente en este sentido tres veces (implicándose claramente el cuarto paso) más que “chaleur”.

Callendar (1911), Lunn (1919), Brønsted (1937) y León Brillouin (1952) aceptan la interpretación de que Carnot define “calorique” conceptualmente como la cantidad que se conserva en un ciclo reversible y es, por tanto, equivalente a entropía para este propósito.

Que el tratamiento de Carnot de la máquina de calor fuera incompatible con la primera ley es una idea planteada por Clausius en vista del entonces recientemente descubierto equivalente mecánico del calor.

“Dado que Clausius fue incapaz de obtener una copia de la memoria original y, como él dice, tiene que confiar en los escritos de Clapeyron y William Thompson, asume (como lo reitera en 1887) que Carnot usó “wärme” como una sustancia material [Da er nämlich die Wärme für einen Stoff hielt]. Clausius no sabía que Carnot había definido “calorique” en una manera equivalente en principio a su propia definición de entropía, un concepto que Clausius introdujo en 1865.”

4. “La segunda concepción física errónea aparece relacionada a las interpretaciones de las operaciones básicas, que yo llamaré ‘calorimetría reversible e irreversible y los términos propios a ser aplicados a las cantidades térmicas derivadas de éstas diferentes operaciones.’ Los principios de calorimetría y las dos cantidades térmicas derivadas de ahí, a saber, calor y entropía, están entre las más venerables y elementales empleadas en física. Sin embargo, es claro que es necesaria una reconsideración de las operaciones, términos y significados si tiene que ser incluido un acuerdo entre el punto de vista de Carnot y el punto de vista moderno.”

La Mer define calor en el sentido definido por Black, como aquella cantidad térmica que se conserva en el *proceso irreversible* unidireccional de conducción térmica. Al estar interesado en procesos reversibles, Carnot define “calorique” como la cantidad térmica que se conserva en los procesos reversibles.

Después de una larga digresión acerca de la importancia del calorímetro de hielo en su discusión, La Mer declara el terreno listo para:

“[...] interpretar la así llamada ‘desafortunada’ nota al pie que ha conducido a muchos escritores a asumir que Carnot usaba *chaleur* y *calorique* como términos idénticos. Él dice, ‘Considero innecesario explicar aquí qué es una cantidad de ‘calorique’ o una cantidad de ‘chaleur’ (porque empleo éstas dos cantidades indiferentemente), o describir cómo medir éstas cantidades con un calorímetro.’ *Indiferentemente* (o *intercambiamente*, como Magie traduce *indifferemment*) no es ciertamente lo mismo que *idénticamente*. Carnot tenía tanto derecho a considerar los términos *chaleur* y *calorique* como intercambiables cuando se han medido con el calorímetro de hielo a temperatura constante, del mismo modo al uso de masa y peso como intercambiables cuando están restringidos a un campo gravitacional estándar.”

5. “Consideraciones termodinámicas”:

La Mer descubre una tercera concepción errónea en el discurso de Kuhn: “la imposibilidad del movimiento perpetuo... es por tanto irrelevante, dado que ni la primera ley ni la teoría mecánica es una consecuencia lógica de ésta imposibilidad.” La primera y segunda leyes de la termodinámica están basadas en la experiencia, es decir, en la imposibilidad del movimiento perpetuo de primera y segunda especie, respectivamente.

Desde el punto de vista de La Mer, Carnot da tres definiciones diferentes de “calorique”:

- A. Conceptual: “Calórico” es la cantidad térmica que se conserva en cualquier ciclo reversible.
- B. Calorimétrica: Una cantidad dada de “calórico” es aquella necesaria para licuar un kilogramo de hielo.

- C. Trabajo: Una unidad de “calórico” al caer a través de una diferencia de temperatura de un grado producirá una cantidad definida de potencia motriz. Carnot proporciona una ecuación de la forma

$$W = AHF(t),$$

donde H es interpretada como la cantidad térmica medida en la escala de energía o de entropía. Al ser expresada en la escala de entropía, $F(t)$ es $\Delta T = (T_u - T_l)$ como se enfatiza repetidamente en la primera parte de la memoria. En esta escala, A es simplemente el equivalente mecánico del calor, para el que Carnot da el valor 370, que difiere en un 15% del valor aceptado, muchos años antes de Joule.

Después de apuntar éstas definiciones La Mer entra en otra larga digresión para mostrar que Carnot distingue significativamente entre “chaleur” y “calorique”.

Termina su defensa afirmando que:

“A menos que sea adoptado este punto de vista [el que propone La Mer], uno es colocado en la posición de sostener que Carnot tuvo éxito al demostrar algunos de los más profundos principios de la física con una exhibición maestra de ‘*doble discurso*’ científico y prestidigitación semántica que jamás haya sido perpetrada en el mundo científico. Esta posición es insostenible.”

4.4. La carta al editor donde Thomas Kuhn termina la polémica.

Citamos los párrafos que, a nuestro juicio, exponen la sólida crítica elaborada por Thomas Kuhn:

1. Kuhn refiere al principio de su carta que el profesor La Mer ha extraído nueva evidencia de la memoria de Carnot para apoyar su argumentación acerca de que Carnot usó consistentemente los términos “calorique” y “chaleur” en distintos sentidos:

“Si Carnot ha dicho lo que el profesor La Mer afirma que él ha dicho, la interpretación usual de la memoria estaría equivocada y la de La Mer sustancialmente correcta. Pero Carnot dijo algo bastante diferente. La nueva evidencia del profesor La Mer violenta el texto de Carnot.”

2. “[...] el profesor La Mer cita en cercana sucesión tres largos pasajes de la memoria para ilustrar la supuesta creencia de Carnot de que dos ciclos de la máquina de calor pueden emplear las mismas cantidades de “calorique” en tanto usan diferentes cantidades de “chaleur”. Tal opinión necesaria, como insiste La Mer, distintos conceptos de “calorique” y “chaleur”. Pero las frases del profesor La Mer, ‘empleando la misma cantidad de calorique’ y ‘para la misma cantidad de ‘calorique’ ’ (p.102a, II. 28-29, y p. 101b, I. 24), son adiciones no autorizadas a la descripción de los ciclos de Carnot, y cambian su significado.”

“[...] Cuando compara el comportamiento de dos motores de gas operando a diferentes temperaturas, Carnot insiste únicamente que los ‘descensos de calórico’ son iguales en ambos casos, y el ha definido previamente ‘descenso de calórico’ como la diferencia entre las temperaturas de los reservorios a alta y a baja temperatura. El término no restringe de ninguna manera la cantidad de ‘calorique’ que puede estar involucrada en un ‘descenso’ dado, y Carnot intenta probar que las cantidades usadas por sus dos motores de calor son diferentes.”

3. “[...] En la versión de La Mer de la memoria el trabajo generado por una unidad de ‘chaleur’ operando en un intervalo de temperatura t es $A \log (1 + t/B)$; el trabajo generado por una unidad de ‘calorique’ operando en el mismo intervalo de temperatura es At . (Yo uso la forma de Carnot para la misma función. La Mer

desecha la constante de proporcionalidad y escribe $T_u - T_l$ por l .) Como las dos fórmulas son diferentes, los conceptos de Carnot de 'calorique' y 'chaleur' deben, dice La Mer, ser distintos.

Pero como son usadas por Carnot, éstas funciones no pueden tener los diferentes significados que La Mer les atribuye, porque ambos son derivados de la misma fórmula básica por procesos que difieren sólo en suposiciones heurísticas acerca del calor específico de los gases."

"[...] Que Carnot usara 'chaleur' al describir la primera y 'calorique' al describir la segunda es simplemente evidencia adicional de la posibilidad del intercambio operacional de las dos palabras en su escrito."

4. "Finalmente, La Mer establece que Carnot definió la unidad de 'calorique' como la cantidad necesaria para licuar un kilogramo de hielo (una medida de la entropía) y que definió la unidad de 'chaleur' como la cantidad necesaria para elevar un kilogramo de agua un grado (una medida de calor). Pero los pasajes a los que se refiere La Mer no son definiciones. El primero, en particular, es simplemente una ilustración al margen que Carnot pudo apropiadamente haber reemplazado con una referencia al calentamiento del agua. Al citarla como una definición para el punto II de su resumen tabular (p. 101a, II. 19-21), La Mer desecha las palabras 'por ejemplo' del original, quita un paréntesis, transforma una cláusula subordinada en una oración independiente, ¡y cita la nueva frase así producida como un extracto de la memoria! La definición construida del profesor La Mer es, en cualquier caso, una improbable oración que haya venido de la pluma de Carnot. Al comienzo en la memoria, Carnot declinó explícitamente 'explicar lo que se entiende por cantidad de 'calorique' o cantidad de 'chaleur' (porque usamos estas dos expresiones intercambiamente), o describir como se miden éstas dos cantidades con el calorímetro.'"
5. "El artículo del profesor La Mer también incluye una relación de los modernos conceptos termodinámicos designados para corregir las 'concepciones erróneas fundamentales de naturaleza física' de las que él cree que depende mi propia interpretación de la memoria. Pero las concepciones físicas erróneas que el corrige tan lucidamente son de Carnot, no mías. Como los comentarios precedentes deben indicar, yo cuestiono únicamente el juicio histórico del profesor La Mer. Su penetrante análisis de los elementos de la termodinámica es una admirable representación de la naturaleza pero una muy pobre representación de la memoria. Carnot no tenía una concepción de entropía, o para decir lo mismo de diferente manera, su concepción de la entropía era una parte *inseparable e incompatible* de su concepción del calor."
6. "[...] Como el mismo Carnot reconoció y afirmó, los conceptos empleados en la memoria eran incompatibles con la conservación de la energía. Para hacerlos compatibles era necesario modificar o descartar la concepción usual del calórico, que Carnot había usado, e introducir una segunda entidad conceptual, entropía, que preserva ciertas propiedades anteriormente atribuidas al calórico. Ésta bifurcación, lograda primero por Kelvin y Clausius, era una consecuencia directa de la inmensamente fructífera investigación de Carnot, pero no puede ser encontrada explícita o implícitamente en su memoria."

Kuhn finaliza su carta considerando que una respuesta parte por parte al artículo de La Mer sería infructuoso, e invita al lector interesado a leer la memoria de Carnot para formarse su propia opinión y a no encontrar culpable a Carnot de "la exhibición maestra de 'doble discurso' científico y prestidigitación semántica que jamás haya sido perpetrada en el mundo científico."

"Acerca de eso el profesor La Mer seguramente debe estar equivocado. Importantes leyes científicas frecuentemente han sobrevivido las premisas de las que primeramente han sido derivadas."

CONCLUSIONES

A. Lo que hizo Carnot.

Una de las tareas de este trabajo ha sido tratar de poner en claro qué fue lo que dijo Carnot; en este sentido resulta oportuno citar a Truesdell¹:

“[...]Se reporta que él [Carnot] insistió en que su hermano, no entrenado en la materia, leyó y criticó la memoria; de acuerdo a la leyenda, su hermano la entendió perfectamente. Estudiosos posteriores, incapaces de obtener ayuda de ese hermano, se han embrollado, se embrollan y se embrollarán para siempre con ésta. En la memoria de Carnot encontramos una vaguedad que ha llegado a ser y permanecerá como una característica distintiva de la termodinámica para los aturdidos forasteros. Es un rival de Heráclito el oscuro.”

En cuanto a qué hechos consigue establecer y en cuáles se basa podemos mencionar los siguientes:

- a. Usa la teoría del calórico para estudiar el funcionamiento de las máquinas térmicas.
- b. Establece los elementos básicos del funcionamiento de toda máquina térmica.
- c. Utiliza el método de los ciclos para analizar el funcionamiento de una máquina térmica.
- d. Aplica la noción de inversión del proceso de transporte de calórico de un cuerpo caliente a un cuerpo frío, a través de la utilización del trabajo generado para llevar de regreso el calórico del cuerpo frío al cuerpo caliente. Esta noción se transforma posteriormente en el concepto de reversibilidad de un proceso.
- e. Propone que el trabajo máximo suministrado por una máquina térmica no depende de la sustancia operante utilizada como agente para el desarrollo de ese trabajo.
- f. Propone que el trabajo máximo suministrado por una máquina térmica es proporcional a la diferencia de temperaturas de la caldera y del condensador, y de la cantidad de calórico que pasa de la temperatura superior a la inferior.
- g. Utiliza la analogía con el motor hidráulico para apoyar el resultado mencionado en el inciso e y f anteriores.
- h. Propone que el trabajo máximo desarrollado por una máquina térmica es inversamente proporcional a la temperatura –de gas ideal- de la caldera.
- i. Establece la noción de eficiencia de un motor térmico como cociente entre el trabajo desarrollado por el motor y la cantidad de calórico suministrada a la temperatura de la caldera.

Como vimos en el párrafo 2.3, Carnot propone dos resultados en relación con el hoy llamado Teorema de Carnot:

¹ Apéndice B, nota 20.

1. La potencia motriz del calor es independiente de los agentes que intervienen para realizarla; su cantidad se fija únicamente por la temperatura de los cuerpos entre los que se hace, en definitiva, el transporte de calórico.
2. Se produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los grados superiores.

Hemos visto también que entre los argumentos que utiliza para probar el resultado 2 están los siguientes:

1. La potencia motriz producida siguiendo la trayectoria I y la trayectoria II es la misma para ambas.
2. Aplica el ciclo de la figura 2.5, donde primero sigue la trayectoria I para calentar el gas de 1° a 100° y luego la trayectoria II para realizar el mismo calentamiento.
3. Se basa en el resultado de Delaroche y Bérard para concluir que la cantidad de calor Q_a' es mayor que la cantidad de calor Q_a , dado que la capacidad calorífica del aire varía de manera inversamente proporcional a la densidad del gas y la densidad del gas es menor al expandirse.

Estos argumentos no son válidos porque:

- a. La capacidad calorífica del aire no varía de manera inversamente proporcional con la densidad del mismo. Por lo que no es útil el resultado de Delaroche y Bérard.
- b. Si traducimos el ciclo de la figura 2.5 a un diagrama P vs V, figura C.1, debajo:

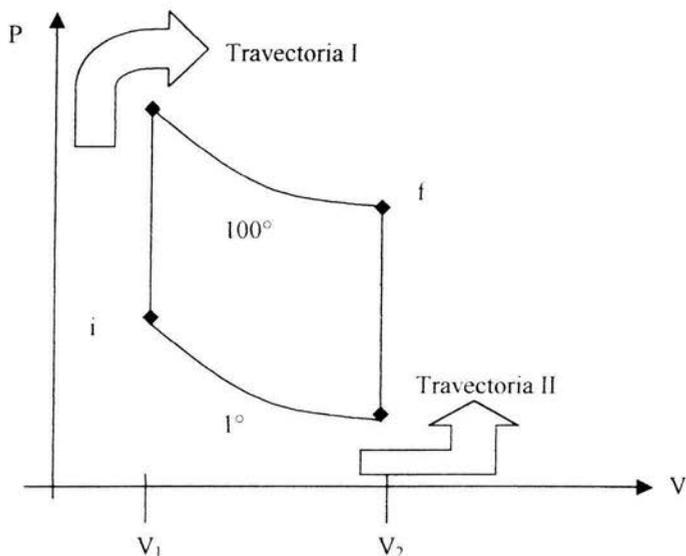


Figura C.1: Trayectorias que utiliza Carnot para mostrar que: **La caída de calórico produce más potencia motriz en los grados inferiores que en los superiores.**

Vemos inmediatamente que el área bajo la curva en la trayectoria I no es la misma que en la trayectoria II, por lo que no se sostiene la afirmación de que la potencia motriz producida en ambos ciclos es la misma. Si aplicamos la primera

ley de la termodinámica obtenemos que el trabajo producido en la trayectoria I es mayor que el trabajo producido en la trayectoria II:

$$W_{if}^I > W_{if}^{II} \Rightarrow Q_{if}^I > Q_{if}^{II},$$

resultado contrario al que obtiene Carnot de que la cantidad de calor a través de la trayectoria II es mayor que la cantidad de calor a través de la trayectoria I, sustentado en el resultado de Delaroche y Bérard. Por tanto no prueba el resultado número dos.

B. Alcances y limitaciones de la analogía motor hidráulico-motor térmico.

La analogía motor hidráulico-motor térmico según Baracca et. al.² permite establecer la proporcionalidad directa:

$$W_{MAX} = Q(T_1 - T_2)$$

pero no permite establecer la proporcionalidad inversa con la temperatura de la caldera T_1 , al menos de manera directa. Esta analogía se rompe al querer establecer la correspondencia de la altura con la temperatura porque las unidades no corresponden.

La analogía de Carnot tampoco funciona por problemas similares a los de Baracca et. al. Sin embargo, como hemos visto en el párrafo 3.4, podemos establecer la correspondencia de la energía potencial con el calor y de la temperatura con la altura. Se llega a que

$$W_{MAX} = \frac{m g r_2}{(R + h_1)} (h_1 - h_2) \text{-----} (3.17).$$

La ecuación 3.17 expresa una analogía completa.

En la tabla 1 del capítulo tres vemos, en el renglón 5, que Carnot dice que:

“No se sabe si la potencia motriz del calor depende o no de la temperatura T_A del cuerpo caliente.” Y no menciona correspondencia con la máquina hidráulica.

Creemos que esta falta de correspondencia completa y el antagonismo entre la conservación del calórico con la conservación de la energía llevó a Carnot a rechazar la teoría del calórico, como podemos ver, por ejemplo, en la siguiente cita:

“Por lo demás, dicho sea de paso, los fundamentos principales sobre los que descansa la teoría del calor tendrían necesidad de un examen más cuidadoso. Muchos hechos de experiencia parecen casi inexplicables en el estado actual de esta teoría.”³

² Ref. 6.

³ Ref. 2, pág. 54. Apéndice A, nota 11.

C. Importancia pedagógica de la presente tesis.

La importancia pedagógica de lo expuesto hasta aquí radica en lo siguiente:

1. El análisis de lo escrito por Carnot, sobre todo si se presenta en clase con la teoría del calórico (por ejemplo tomada de la referencia 19), puede ayudar al estudiante a profundizar en las nociones de calor, temperatura, reversibilidad e irreversibilidad, segundo principio de la termodinámica, etc.

2. La comparación entre el motor hidráulico y el térmico permite al estudiante apreciar la unidad de la física en estas dos de sus ramas, tanto conceptual como histórica.

3. El alumno podrá apreciar que las teorías físicas son producto de una sociedad humana específica en un tiempo histórico determinado y que, por ello, están sujetas a continuo cambio.

Este hecho puede verse claramente en la polémica La Mer-Kuhn, en donde La Mer hace una propuesta que concierne al intento de hacer prevalecer el punto de vista de la teoría termodinámica –por así decir- de los energetistas. El lector mismo puede formarse una opinión al respecto, pero vemos que ha prevalecido el punto de vista que defiende Kuhn.

En relación con esta polémica, Laszlo Tisza⁴ hace la consideración del calórico Q^* de Carnot como: $Q^* = \frac{Q}{T}$, y llega, después de un análisis cuidadoso, a la afirmación: “*Para procesos reales, irreversibles hay un incremento total de la cantidad Q^* . Para procesos no naturales el Q^* total decrecería; para el caso límite de los procesos reversibles el Q^* total se conserva.*”⁵

Sin adjudicar a Carnot la posesión del concepto, Tisza afirma:

“La cantidad Q^* fue reconocida como una función de estado por Clausius, quien la llamó entropía.”⁶

Estos razonamientos objetivos –con datos de tipo histórico- acerca de la evolución de una teoría enriquecen el contexto de una clase de física –en este caso de termodinámica- porque no solamente se refiere el dato curioso, sino que se considera seriamente dentro del esquema de la teoría que se discute.

También cabe mencionar aquí el así llamado “Principio de humanidad” que afirma que los lectores de una época posterior a una obra escrita, científica, leerán esa obra con los ojos de su época – y de sus intereses-. En este trabajo pretendimos exponer a Carnot sin alterarlo, deslindando lo que nosotros interpretamos de la lectura. Claramente nos enfocamos a interpretar un sólo aspecto del trabajo de Carnot: la analogía motor hidráulico-motor térmico. Este principio puede aplicarse al caso de las afirmaciones que Güemes, et. al. –quienes también se enfocaron a un sólo aspecto: Los cálculos de Carnot con varias sustancias- hacen en relación a lo que Carnot dijo –además, parece que leyeron a Carnot a través de otros -.

⁴ Ref. 21

⁵ Ref. 21, pág. 30-34.

⁶ Op. Cit., pág. 34.

4. En numerosos congresos se ha resaltado la dificultad de la enseñanza del concepto de entropía (S)⁷. En este trabajo se ha mostrado una analogía entre el peso del agua que baja a través de una rueda hidráulica y la entropía en un ciclo de Carnot (Ver figura 3.3). Esta analogía puede ser considerada para realizar un diseño didáctico de una serie de clases sobre el tema de la entropía. A este respecto también podemos considerar lo siguiente:

Reuven Feuerstein⁸, discípulo de Jean Piaget y de André Rey en Ginebra, propone una teoría del aprendizaje que coincide con la teoría de Piaget en dos aspectos:

1. Feuerstein concibe el organismo humano como una estructura, aunque introduce el concepto de modificabilidad cognitiva estructural. Las estructuras Piagetianas son interpretadas con mayor flexibilidad⁹.
2. Feuerstein parte de las operaciones formales Piagetianas, es decir, concibe el pensamiento como una serie de operaciones en evolución. Introduce, sin embargo, el concepto de función cognitiva deficiente como una condición necesaria del surgimiento de las operaciones mentales.

Piaget definió la operación mental como “acción interiorizada que modifica el objeto del conocimiento”¹⁰ y que se va construyendo y agrupando de un modo coherente en el intercambio constante entre pensamiento y acción exterior.

Feuerstein recoge la aportación de Piaget y se centra en el aspecto más operativo de la inteligencia, así como en la mediación que se puede realizar para la configuración de las operaciones. De ahí que su definición adopte estos términos: “Conjunto de acciones interiorizadas, organizadas y coordinadas, por las cuales se elabora la información procedente de las fuentes internas y externas de estimulación.”

Las operaciones mentales, unidas de modo coherente, dan como resultado la estructura mental de la persona. Se van construyendo poco a poco; las más elementales permiten el paso a las más complejas y abstractas.

Dentro de este esquema, el razonamiento analógico está entre las operaciones mentales básicas que desarrolla el individuo. Las operaciones mentales que le seguirían en orden de desarrollo serían: Razonamiento hipotético, razonamiento transitivo, razonamiento silogístico, pensamiento divergente, y el razonamiento lógico en el punto más alto del desarrollo como lo propone Feuerstein.

El razonamiento analógico: Como forma de razonamiento, usa un argumento inductivo dentro de un ámbito tolerablemente extenso. Es la operación por la cual, dados tres términos de una proposición, se determina el cuarto por deducción de la semejanza. No vale como argumento demostrativo, pero sí como descubrimiento y muestra de convicción.

En relación con la enseñanza se ha considerado importante la estructura cognoscitiva del alumno en la realización de aprendizajes. Esta estructura puede concebirse como un conjunto de esquemas de conocimiento. Los esquemas son estructuras de datos que sirven para representar conceptos generales aplicables a objetos, situaciones, sucesos, secuencias de sucesos, acciones y secuencias de acciones.

Uno de los objetivos de la educación escolar es la modificación de los esquemas de conocimiento del alumno. Un primer paso para lograr que el alumno logre un aprendizaje

⁷ Comunicación personal con Marco A. Martínez Negrete.

⁸ Ref. 20, pág. 2-6.

⁹ Op. Cit., pág. 2-6.

¹⁰ Ref. 20, pág. 4-2.

significativo consiste en romper el equilibrio¹¹ inicial de sus esquemas respecto al nuevo contenido del aprendizaje y luego guiarlo hacia la reequilibración modificando adecuadamente sus esquemas o construyendo unos nuevos.

En este trabajo hemos analizado los alcances y limitaciones de la analogía motor hidráulico-motor térmico. En el ámbito de la enseñanza del calor y la termodinámica el docente puede recurrir al uso de esta analogía con la intención de producir un desequilibrio en la concepción del calor como una sustancia (teoría del calórico) que poseen los alumnos¹² haciendo ver que, al considerar al calor como una sustancia, el análisis de la máquina térmica ideal queda truncado cuando es necesario mostrar que el trabajo máximo que puede extraerse de ésta depende del inverso de la temperatura –de gas ideal- de la caldera. El considerar al calor como un fluido nos limita al querer obtener este resultado.

¹¹ Piaget, 1975.

¹² Ref 19, pág. 123-124.

BIBLIOGRAFÍA

1. S. Carnot, *Réflexions sur la puissance motrice du feu. Édition Critique avec Introduction et Commentaire, augmentée de documents d'archives et divers manuscrits de Carnot*, par Robert Fox (Collection de travaux de l'académie internationale d'histoire des sciences No. 26, Librairie Philosophique J. Vrin 6, Place de la Sorbonne, V^e, Paris, 1978).
2. S. Carnot, *Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego y sobre las máquinas adecuadas para desarrollar esta potencia y otras notas de carácter científico*. Introducción, traducción y notas de Javier Odón Ordoñez. (Alianza Editorial, Madrid, España, 1987).
3. S. Carnot, *Reflections on the motive power of fire by Sadi Carnot and other Papers on the Second Law of Thermodynamics by É. Clapeyron and R. Clausius*. Edited with an Introduction by E. Mendoza (Dover Publications, Inc., New York, New York, 1960).
4. J. Güemez, C. Fiolhais and M. Fiolhais, "Sadi Carnot on Carnot's Theorem," *Am. J. Phys.*, **70** (1), 42-47, (2002).
5. M.A. Martínez Negrete, "Formulación del segundo axioma de la termodinámica mediante motores béricos," *Rev. Mex. Fis.* **48** (2) (2002) 135-141.
6. Angelo Baracca, Ricardo Rigatti, "La Societa' Borghese e la Scienza Moderna," *Unità Didattica, Complementi di Termodinamica*, Dicembre 1987.
7. V. K. La Mer, "Some Current Misinterpretations of N. L. Sadi Carnot's Memoir and Cycle," *Am. J. Phys.* **22**, 20-27 (1954).
8. T.S. Kuhn, "Carnot's Version of 'Carnot's Cycle'," *Am. J. Phys.* **23**, 91-95 (1955).
9. V. K. La Mer, "Some Current Misinterpretations of N. L. Sadi Carnot's Memoir and Cycle II," *Am. J. Phys.* **23**, 95-102 (1955).
10. M.A. Hirshfeld, "On 'Some Current Misinterpretations of Carnot's Memoir,'" *Am. J. Phys.* **23**, 103-105 (1955).
11. T.S. Kuhn, "La Mer's Version of 'Carnot's Cycle'", letter to the editor, *Am. J. Phys.* **23** (1955) 387.

12. I. Tansjö, "Comments on the closure of the Carnot Cycle," *J. Chem. Educ.* **62**, 585-591 (1985).
13. H. Erlichson, "Sadi Carnot, 'Founder of the Second Law of Thermodynamics'," *Eur. J. Phys.* **20**, 183-192 (1999).
14. Max Planck, *Treatise on Thermodynamics* (Dover Publications, Inc., New York, 1945).
15. M. W. Zemansky, *Heat and Thermodynamics* (Mc. Graw Hill Koyakusha, Ltd, Tokyo, 1968).
16. C. Truesdell, *The Tragicomical History of Thermodynamics 1822-1854*, (Springer-Verlag, New York, 1980).
17. L. García Colín, *Introducción a la termodinámica clásica* (Editorial Trillas, México, tercera edición, 1986).
18. S.C. Brown, "The Caloric Theory of Heat", *Am. J. Phys.* **18**, 367-373, (1950).
19. Hierrezuelo Moreno, José et. al., *La ciencia de los alumnos. Su utilización en la didáctica de la Física y la Química*, (Editorial Laia/Ministerio de Educación y Ciencia, Barcelona, España, 1988).
20. Martínez, J.M., et. al., *PROFESOR MEDIADOR EN SECUNDARIA, MATERIAL DEL ALUMNO*, (INSTITUTO SUPERIOR SAN PÍO X, MADRID).
21. Lazlo Tisza, *Generalized Thermodynamics*, (The M.I.T. Press, Massachusetts, EUA, First Edition, 1977).

APÉNDICE A

REFERENCIAS EN FRANCÉS

I. Ref. 1, pág. 74-77:

« C'est un fait d'expérience que la température des fluides gazeux s'élève par la compression et s'abaisse par la raréfaction. Voilà un moyen certain de échanger la température des corps et de rompre l'équilibre du calorique autant de fois qu'on le voudra avec la même substance. La vapeur d'eau employée d'une manière inverse de celle où on l'emploie dans les machines à vapeur, peut aussi être regardée comme un moyen de rompre l'équilibre du calorique. Pour s'en convaincre, il suffit de réfléchir attentivement à la manière dont se développe la puissance motrice par l'action de sa chaleur sur la vapeur d'eau. Concevons deux corps A et B entretenus chacun à une température constante, celle de A étant plus élevée que celle de B : ces deux corps, auxquels on peut donner ou enlever de la chaleur sans faire varier leur température, feront les fonctions de deux réservoirs indéfinis de calorique. Nous nommerons le premier foyer et le second réfrigérant.

Si l'on veut donner naissance à de la puissance motrice par le transport d'une certaine quantité de chaleur du corps A au corps B, l'on pourra procéder de la manière suivante.

1. Emprunter du calorique au corps A pour en former de la vapeur, c'est-à-dire faire remplir à ce corps les fonctions du foyer, ou plutôt du métal composant la chaudière, dans les machines ordinaires : nous supposons ici que la vapeur prend naissance à la température même du corps A.
2. La vapeur ayant été recueillie dans une capacité extensible telle qu'un cylindre muni d'un piston, augmenter le volume de cette capacité et par conséquent aussi de la vapeur. Ainsi raréfiée, elle descendra spontanément de température, comme cela arrive pour tous les fluides élastiques : admettons que la raréfaction soit poussée jusqu'au point où la température devient précisément celle du corps B.
3. Condenser la vapeur en la mettant en contact avec le corps B, et en exerçant en même temps sur elle une pression constante, jusqu'à ce qu'elle soit entièrement liquéfiée. Le corps B remplit ici le rôle de l'eau d'injection dans les machines ordinaires, avec cette différence qu'il condense la vapeur sans se mêler avec elle et sans changer lui-même de température.

Les opérations que nous venons de décrire eussent pu être faites dans un sens et dans un ordre inverse. Rien n'empêchait de former de la vapeur avec le calorique du corps B, et à la température de ce corps, de la comprimer de manière à lui faire acquérir la température du corps A, enfin de la condenser par son contact avec ce dernier corps, et cela en continuant la compression jusqu'à une liquéfaction complète. »

2. Ref. 1, pág. 77-78:

« Par nos premières opérations, il y avait eu à la fois production de puissance motrice et transport du calorique du corps A au corps B ; par les opérations inverses, il y a à la fois dépense de puissance motrice et retour du calorique du corps B au corps A. Mais si l'on a agi de part et d'autre sur la même quantité de vapeur, s'il ne s'est fait aucune perte ni de puissance motrice ni de calorique, la quantité de puissance motrice produite dans le premier cas sera égale à celle qui aura été dépensée dans le second, et la quantité de calorique passée, dans le premier cas, du corps A au corps B sera égale à la quantité qui repasse, dans le second, du corps B au corps A, de sorte qu'on pourrait faire un nombre indéfini d'opérations alternatives de ce genre sans qu'il y eût en somme ni puissance motrice produite, ni calorique passé d'un corps à l'autre. »

3. Ref. 1, pág. 78:

« Or, s'il existait des moyens d'employer la chaleur préférables à ceux dont nous avons fait usage, c'est-à-dire s'il était possible, par quelque méthode que ce fût, de faire produire au calorique une quantité de puissance motrice plus grande que nous ne l'avons fait par notre première série d'opérations, il suffirait de distraire une portion de cette puissance pour faire remonter, par la méthode qui vient d'être indiquée, le calorique du corps B au corps A, du réfrigérant au foyer, pour rétablir les choses dans leur état primitif et se mettre par-là en mesure de recommencer une opération entièrement semblable à la première et ainsi de suite : ce serait là, non seulement le mouvement perpétuel, mais une création indéfinie de force motrice sans consommation ni de calorique ni de quelque autre agent que ce soit. Une semblable création est tout-à-fait contraire aux idées recues jusqu'à présent, aux lois de la mécanique et de la saine physique ; elle est inadmissible (1). On doit donc conclure que *le maximum de puissance motrice résultant de l'emploi de la vapeur est aussi le maximum de puissance motrice réalisable par quelque moyen que ce soit.* »

4. Ref. 1, pág. 81:

« Puisque tout rétablissement d'équilibre dans le calorique peut être la cause de la production de la puissance motrice, tout rétablissement d'équilibre qui se fera sans production de cette puissance devra être considéré comme une véritable perte : or, pour peu qu'on y réfléchisse, on s'apercevra que tout changement de température qui n'est pas dû à un changement de volume des corps ne peut être qu'un rétablissement inutile d'équilibre dans le calorique. La condition nécessaire du maximum est donc *qu'il ne se fasse dans les corps employés à réaliser la puissance motrice de la chaleur aucun changement de température qui ne soit dû à un changement de volume.* Réciproquement, toutes les fois que cette condition sera remplie, le maximum sera atteint. »

5. Ref. 1, pág. 83:

« Lorsque l'on emprunte du calorique au corps A, pour donner naissance à de la vapeur, et cette vapeur est ensuite condensée par son contact avec le corps B, l'eau employée à la former et que l'on supposait d'abord à la température du corps A se trouve, à la fin de l'opération, à la température du corps B ; elle s'est refroidie. Si l'on veut recommencer une opération semblable à la première, si l'on veut développer une nouvelle quantité de puissance motrice avec le même

instrument, avec la même vapeur, il faut d'abord rétablir les choses dans leur état primitif, il faut rendre à l'eau le degré de température qu'elle avait d'abord. Cela peut se faire sans doute en la remettant immédiatement en contact avec le corps A ; mais il y a alors contact entre des corps de températures diverses et perte de puissance motrice (1) : il deviendrait impossible d'exécuter l'opération inverse, c'est-à-dire de faire retourner au corps A le calorique employé à élever la température du liquide. »

6. Ref. 1, pág. 87:

« Lorsqu'un fluide gazeux est rapidement comprimé, sa température s'élève ; elle s'abaisse au contraire lorsqu'il est rapidement dilaté. C'est là un des faits les mieux constatés par l'expérience : nous le prendrons pour base de notre démonstration.

Si. Lorsqu'un gaz s'est élevé de température par l'effet de la compression, l'on veut le ramener à sa température primitive sans faire subir à son volume de nouveaux changements, il faut lui enlever du calorique. Ce calorique pourrait aussi être enlevé à mesure que la compression s'exécute, de manière à ce que la température du gaz restât constante. De même, si le gaz est raréfié, l'on peut éviter qu'il ne baisse de température en lui fournissant une certaine quantité de calorique. »

7. Ref. 1, pág. 90:

« Cette notion préliminaire étant posée, imaginons un fluide élastique, de l'air atmosphérique par exemple, renfermé dans un vaisseau cylindrique abcd, fig., muni d'un diaphragme mobile ou piston cd ; soient en outre les deux corps A, B, entretenus chacun à une température constante, celle de A étant plus élevée que celle de B ; figurons nous maintenant la suite des opérations qui vont être décrites.

1. Contact du corps A avec l'air renfermé dans la capacité abcd, ou avec la paroi de cette capacité, paroi que nous supposons transmettre facilement le calorique. L'air se trouve par ce contact à la température même des deux corps A ; cd est la position actuelle du piston.
2. Le piston s'élève graduellement, et vient prendre la position ef. Le contact a toujours lieu entre le corps A et l'air, qui se trouve ainsi maintenu à une température constante pendant la raréfaction. Le corps A fournit le calorique nécessaire pour maintenir la constance de température.
3. Le corps A est éloigné, et l'air ne se trouve plus en contact avec aucun corps capable de lui fournir du calorique ; le piston continue cependant à se mouvoir, et passe de la position ef à la position gh. L'air se raréfie sans recevoir de calorique, et sa température s'abaisse. Imaginons qu'elle s'abaisse ainsi jusqu'à devenir égale à celle du corps B : à ce moment le piston s'arrête et occupe la position gh.
4. L'air est mis en contact avec le corps B ; il est comprimé par le retour du piston, que l'on ramène de la position gh à la position cd. Cet air reste cependant à une température constante, à cause de son contact avec le corps B auquel il cède son calorique.
5. Le corps B est écarté, et l'on continue la compression de l'air, qui, se trouvant alors isolé, s'élève de température. La compression est continuée jusqu'à ce que l'air ait acquis la température du corps A. Le piston passe pendant ce temps de la position cd à la position ik.

6. L'air est remis en contact avec le corps A ; le piston retourne de la position ik à la position ef ; la température demeure invariable.
7. La période décrite sous le n° 3 se renouvelle, puis successivement les périodes 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5, ainsi de suite. »

8. Ref. 1, pag. 92 :

« Dans ces diverses opérations, le piston éprouve un effort plus ou moins grand de la part de l'air renfermé dans le cylindre ; la force élastique de cet air varie, tant à cause des changemens de volume que des changemens de température ; mais l'on doit remarquer qu'à volume égal, c'est-à-dire pour des positions semblables du piston, la température se trouve plus élevée pendant les mouvemens de dilatation que pendant les mouvemens de compression. Pendant les premiers, la force élastique de l'air se trouve donc plus grande et par les mouvemens de dilatation est plus considérable que celle qui est consommée pour produire les mouvemens de compression. Ainsi, l'on obtiendra un excédant de puissance motrice, excédant dont on pourra disposer pour des usages quelconques. »

9. Ref. 1, pag. 93:

« L'air nous a donc servi de machine à feu ; nous l'avons même employé de la manière la plus avantageuse possible, car il ne s'est fait aucun rétablissement inutile d'équilibre dans le calorique.

Toutes les opérations ci-dessus décrites peuvent être exécutées dans un sens et dans un ordre inverses. »

10. Ref. 1, pag. 95 :

« Le raisonnement aura même ici un degré d'exactitude de plus : l'air dont nous nous servons pour développer la puissance motrice est ramené, à la fin de chaque cercle d'opérations, précisément à l'état où il se trouvait d'abord, tandis qu'il n'en était pas tout-à-fait de même pour la vapeur d'eau, ainsi que nous l'avons remarqué (1).

Nous avons choisi l'air atmosphérique comme l'instrument qui devait développer la puissance motrice de la chaleur ; mais il est évident que les raisonnemens eussent été les mêmes pour toute autre substance gazeuse, et même pour tout autre corps susceptible de changer de température par des contractions et des dilatations successives, ce qui comprend tous les corps de la nature, ou du moins ceux qui sont propres à réaliser la puissance motrice de la chaleur. Ainsi nous sommes conduits à établir la proposition générale que voici :

La puissance motrice de la chaleur est indépendante des agens mis en œuvre pour la réaliser ; sa quantité est fixée uniquement par les températures des corps entre lesquels se fait en dernier résultat le transport du calorique. »

11. Ref. 1, pag. 95 :

(1): Nous supposons implicitement dans notre démonstration que, lorsqu'un corps a éprouvé des changemens quelconques et qu'après un certain nombre de transformations il est ramené identiquement à son état primitif, c'est-à-dire à cet état considéré relativement à la densité, à la température, au mode d'agrégation, nous supposerons, dis-je, que ce corps se trouve contenir la

même quantité de chaleur qu'il contenait d'abord, ou autrement, que les quantités de chaleur absorbées ou dégagées dans ses diverses transformations sont exactement compensées. Ce fait n'a jamais été révoqué en doute ; il a été d'abord admis sans réflexion et vérifié ensuite dans beaucoup de cas par les expériences du calorimètre. Le nier, ce serait renverser toute la théorie de la chaleur, à laquelle il sert de base. Au reste, pour le dire en passant, les principaux fondements sur lesquels repose la théorie de la chaleur auraient besoin de l'examen le plus attentif. Plusieurs faits d'expérience paraissent à peu près inexplicables dans l'état actuel de cette théorie. »

12. Ref. 1, pag. 98 :

« Supposons que les opérations 1, 2, soient exécutées sur deux gaz de natures chimiques différentes, mais pris sous la même pression, sous la pression atmosphérique, par exemple: ces deux gaz se comporteront absolument l'un comme l'autre dans les mêmes circonstances, c'est-à-dire que leurs forces expansives, primitivement égales entre elles, demeureront toujours égales, quelles que soient les variations de volume et de température, pourvu que ces variations soient les mêmes de part et d'autre. Cela résulte évidemment des lois de Mariotte et de MM. Gay-Lussac et Dalton, lois communes à tous les fluides élastiques et en vertu desquelles les mêmes rapports existent pour tous ces fluides entre le volume, la force expansive et la température. »

13. Ref. 1, pag. 99:

« Puisque deux gaz différens, pris à la même température et sous la même pression, doivent se comporter l'un comme l'autre dans les mêmes circonstances, si on leur fait subir à tous deux les opérations ci-dessus décrites, ils devront donner naissance à des quantités de puissance motrice égales. Or cela suppose, d'après la proposition fondamentale que nous avons établie, l'emploi des deux quantités égales de calorique passée du corps A au corps B est la même, soit que l'on opère sur l'un des gaz, soit que l'on opère sur l'autre.

La quantité de calorique passée du corps A au corps B est évidemment celle qui est absorbée par le gaz dans son extension de volume, ou celle que ce gaz abandonne ensuite par la compression. Nous sommes donc conduits à établir la proposition suivante :

Lorsqu'un gaz passe, sans changer de température, d'un volume et d'une pression déterminés à un autre volume et à une autre pression également déterminés, la quantité de calorique absorbée ou abandonnée est toujours la même, quelle que soit la nature du gaz choisi comme sujet d'expérience. »

14. Ref. 1, pag. 108-111 :

« Nous allons maintenant déduire de la proposition générale énoncée pag 38, un second théorème qui servira de complément à celui qui vient d'être démontré.

Imaginons que le gaz renfermé dans la capacité cylindrique abcd (fig) soit transporté dans la capacité a'b'c'd' (fig), d'égale hauteur, mais de base différente et plus étendue: ce gaz augmentera de volume, diminuera de densité et de force élastique dans le rapport inverse des deux volumes abcd, a'b'c'd'. Quant à la pression totale exercée sur chaque piston cd, c'd', elle sera la même de part et d'autre, car la surface de ces pistons est en raison directe des volumes.

Supposons que l'on exécute sur le gaz renfermé en a'b'c'd' les opérations décrites pag 39, et qui étaient censées faites sur le gaz renfermé en abcd, c'est-à-dire supposons que l'on donne au piston c'd' des mouvemens égaux en amplitude à ceux du piston cd, qu'on lui fasse occuper

successivement les positions $c'd'$ correspondantes à cd , et $e'f'$ correspondantes à ef , et qu'en même temps on fasse subir au gaz, par le moyen des deux corps A, B, les mêmes variations de températures que lorsqu'il était renfermé en $abcd$: l'effort total exercé sur le piston se trouvera être, dans les deux cas, toujours le même aux instans correspondans. Cela résulte uniquement de la loi de Mariotte (1): en effet les densités des deux gaz conservant toujours entre elles les mêmes rapports pour des positions semblables des pistons, et les températures étant toujours égales de part et d'autre, les pressions totales exercées sur les pistons conserveront toujours le même rapport entre elles. Si ce rapport est, à un instant quelconque, celui d'égalité, les pressions seront toujours égales.

Comme d'ailleurs les mouvemens des deux pistons ont des amplitudes égales, la puissance motrice produite de part et d'autre sera évidemment la même: d'où l'on doit conclure, d'après la proposition de la pag. 38, que les quantités de chaleur employées de part et d'autre sont les mêmes, c'est-à-dire qu'il passe du corps A au corps B la même quantité de chaleur dans les deux cas.

La chaleur empruntée au corps A et rendue au corps B n'est autre chose que la chaleur absorbée par la raréfaction du gaz et dégagée ensuite par sa compression. Nous sommes donc conduits à établir le théorème suivant:

Lorsqu'un fluide élastique passe sans changer de température du volume U au volume V, et qu'une pareille quantité pondérable du même gaz passe sous la même température du volume U' au volume V', si le rapport de U' à V' se trouve le même que le rapport de U à V, les quantités de chaleur absorbées ou dégagées dans l'un et l'autre cas seront égales entre elles.

Ce théorème peut être énoncé d'une autre manière que voici:

Lorsqu'un gaz varie de volume sans changer de température, les quantités de chaleur absorbées ou dégagées par ce gaz sont en progression arithmétique, si les accroissemens ou les réductions de volume se trouvent être en progression géométrique. »

15. Ref. 1, pag. 109:

« (1): La loi de Mariotte, sur laquelle nous nous fondons ici pour établir notre démonstration, est une des lois physiques les mieux constatées. Elle a servi de base à plusieurs théories vérifiées par l'expérience, et qui vérifient à leur tour les lois sur lesquelles elles sont assises. On peut citer encore comme vérification précieuse de la loi de Mariotte et aussi de celle de MM. Gay-Lussac et Dalton, pour un grand intervalle de température, les expériences de MM. Dulong et Petit. (Voy. *Annales de physique et de chimie*, février 1818, tome 7, page 122.) On peut citer encore des expériences plus récentes de MM. Davy et Faraday.

Les théorèmes que nous déduisons ici ne seraient peut-être pas exacts si on les appliquait hors de certaines limites, soit de densité, soit de température: ils ne doivent être regardés comme vrais que dans les limites où les lois de Mariotte et de MM. Gay-Lussac et Dalton sont elles-mêmes constatées. »

16. Ref. 1, pag. 114 :

« Admettons que les opérations décrites, p. 39, au lieu de s'exécuter avec deux corps A, B, dont les températures diffèrent entre elles d'une quantité infiniment petite, s'exécutent avec deux corps dont les températures diffèrent entre elles d'une quantité finie, de 1° par exemple. Dans un cercle complet d'opérations le corps A fournit au fluide élastique une certaine quantité de chaleur, qui peut être divisée en deux portions : 1. celle qui est nécessaire pour maintenir la température du

fluide à un degré constant pendant la dilatation ; 2. celle qui est nécessaire pour faire revenir le fluide de la température du corps B à la température du corps A, lorsque après avoir ramené ce fluide à son volume primitif, on le remet en contact avec le corps A. Nommons a la première de ces quantités, et b la seconde : le calorique total fourni par le corps A sera exprimé par $a + b$.

Le calorique transmis par le fluide au corps B peut aussi se diviser en deux parties : l'une, b' , due au refroidissement du gaz par le corps B, l'autre, a' , que le gaz abandonne par l'effet de sa réduction de volume. La somme de ces deux quantités est $a' + b'$; elle doit être égale à $a + b$, car après un cercle complet d'opérations, le gaz est ramené identiquement à son état primitif. Il a dû céder tout le calorique qui lui avait d'abord été fourni. Nous avons donc

$$a + b = a' + b'$$

ou bien

$$a - a' = b' - b.$$

Or, d'après le théorème énoncé pag. 52, les quantités a et a' sont indépendantes de la densité du gaz, pourvu toutefois que la quantité pondérable reste la même, et que les variations de volume soient proportionnelles au volume primitif. La différence $a - a'$ doit remplir les mêmes conditions, et par conséquent aussi la différence $b' - b$, qui lui égale. Mais b' est le calorique nécessaire pour élever d'un degré le gaz renfermé en $abcd$ (fig 2) ; b est le calorique abandonné par le gaz, lorsque, renfermé en $abef$, il se refroidit de 1 degré ; ces quantités peuvent servir de mesure aux chaleurs spécifiques. Nous sommes donc conduits à établir la proposition suivante :

La changement opéré dans la chaleur spécifique d'un gaz par suite d'un changement de volume dépend uniquement du rapport entre le volume primitif et le volume varié. C'est-à-dire que la différence des chaleurs spécifiques ne dépend pas de la grandeur absolue des volumes, mais seulement de leur rapport.

Cette proposition peut être énoncée d'une autre manière que voici :

Lorsqu'un gaz augmente de volume en progression géométrique, sa chaleur spécifique s'accroît en progression arithmétique. »

17. Ref. 1, pag. 130 :

« La quantité de chaleur due au changement de volume d'un gaz est d'autant plus considérable que la température est plus élevée. »

18. Ref. 1, pag. 130 :

« La chute du calorique produit plus de puissance motrice dans les degrés inférieurs que dans les degrés supérieurs. »

19. Ref. 1, pag. 127 :

« Nous allons discuter sa réalité par des raisonnemens rigoureux. Imaginons que les opérations décrites pag. 40 soient exécutées successivement sur deux quantités d'air atmosphérique égales en poids et en volume, mais prises à des températures différentes; supposons en outre les différences de degré entre ces corps A et B égales de part et d'autre: ainsi ces corps auront, par exemple, dans l'un des cas, les températures 100° et $100^\circ - h$ (h étant infiniment petit), et dans l'autre, 1° et $1^\circ - h$. La quantité de puissance motrice produite est dans chaque cas la différence entre celle que fournit le gaz par sa dilatation et celle dont il nécessite l'emploi pour revenir à son volume primitif. Or cette différence est ici, comme on peut s'en

assurer par un raisonnement simple que nous ne croyons pas nécessaire de détailler, la même dans l'un et l'autre cas: ainsi la puissance motrice produite est la même. »

20. Ref. 1, pag. 136 :

« Supposons que l'on emploie d'abord l'air atmosphérique, l'opération se conduira d'après la méthode indiquée pag. 39. Nous ferons les hypothèses suivantes :

L'air est pris sous la pression atmosphérique ; la température du corps A est un millième de degré au-dessus de 0°, celle du corps B est 0°. La différence est comme on voit fort petite, circonstance nécessaire ici.

L'accroissement de volume donné à l'air dans notre opération sera $1/116 + 1/267$ du volume primitif : c'est un accroissement fort petit, absolument parlant, mais grand relativement à la différence des températures entre les corps A et B. »

21. Ref. 1, pag. 137-138 :

« La puissance motrice développée par l'ensemble des deux opérations décrites pag. 39, sera, à très-peu près, proportionnelle à l'accroissement de volume et à la différence entre les deux pressions exercées par l'air, lorsqu'il se trouve aux températures 0°,001 et 0°.

Cette différence est, d'après la règle de M. Gay-Lussac, $1/267$ millième de la force élastique du gaz, ou à très-peu près $1/267$ millième de la pression atmosphérique.

La pression atmosphérique fait équilibre à 10 mètres $40/100$ de hauteur d'eau ; $1/267$ millième de cette pression équivaut à $1/267000 * 10.40$ mètres de hauteur d'eau.

Quant à l'accroissement de volume, il est, par supposition, $1/116 + 1/267$ du volume primitif, c'est-à-dire du volume occupé par un kilogramme d'air à 0°, volume égal à 0,77 mètres cubes, eu égard à la pesanteur spécifique de l'air: ainsi donc le produit

$$\left(\frac{1}{116} + \frac{1}{267}\right) \times 0.77 \times \frac{1}{267000} \times 10.40$$

exprimera la puissance motrice développée. Cette puissance est estimée ici en mètres cubes d'eau élevés de 1 mètre de hauteur.

Si l'on exécute les multiplications indiquées, on trouve pour valeur du produit 0,000000372. »

22. Ref. 1, pag. 138-140 :

« Cherchons maintenant à évaluer la quantité de chaleur employée à donner ce résultat, c'est-à-dire la quantité de chaleur passée du corps A au corps B.

Le corps A fournit 1. la chaleur nécessaire pour porter la température de 1 kilogramme d'air de 0°,001 ;

2. La quantité nécessaire pour maintenir à ce degré 0°,001 la température de l'air lorsqu'il éprouve une dilatation de $1/116 + 1/267$.

La première de ces quantités de chaleur étant fort petite par rapport à la seconde, nous la négligerons. La seconde est, d'après le raisonnement de la pag. 44, égale à celle qui serait nécessaire pour accroître de 1. la température de 1 kilog. d'air soumis à la pression atmosphérique.

D'après les expériences de MM. Delaroche et Bérard sur la chaleur spécifique des gaz, celle de l'air est, à poids égaux, 0,267 de celle de l'eau. Si donc nous prenons pour unité de chaleur la quantité nécessaire pour élever de 1. un kilogramme d'eau, celle qui sera nécessaire pour élever de 1° un kilogramme d'air aura pour valeur 0,267. Ainsi la quantité de chaleur fournie par le corps A est 0,267 unités.

C'est là la chaleur capable de produire 0.000000372 unités de puissance motrice par sa chute de 0°,001 à 0°.

Pour une chute mille fois aussi grande, pour une chute de 1°, la puissance motrice produite sera à très-peu près 1000 fois la première ou 0.000372.

Si maintenant, au lieu de 0.267 unités de chaleur, nous employons 1000 unités, la puissance motrice produite sera donné par la proportion 0.267 : 0.000372 :: 1000 : x, d'ou

$$x = \frac{372}{267} = 1.395 \text{ unidades}$$

Ainsi, 1000 unités de chaleur, passant d'un corps maintenu à la température 1° à un autre corps maintenu à la température 0°, produiront, en agissant sur l'air, 1.395 unités de puissance motrice.

Nous allons comparer ce résultat à celui que fournit l'action de la chaleur sur la vapeur d'eau. »

23. Ref. 1, pag. 140 :

« Supposons 1 kilogramme d'eau liquide renfermée dans la capacité cylindrique *abcd*, fig.12, entre le fond *ab* et le piston *cd*; supposons aussi l'existence des deux corps A, B, maintenus chacun à une température constante, celle de A étant élevée au-dessus de celle de B d'une quantité fort petite. Figurons-nous maintenant les opérations suivantes :

1. Contact de l'eau avec le corps A, passage du piston de la position *cd* à la position *ef*, formation de la vapeur à la température du corps A pour remplir le vide auquel donne lieu l'extension de la capacité : nous supposerons la capacité *abef* assez grande pour que toute l'eau y soit contenue à l'état de vapeur ;
2. Eloignement du corps A, contact de la vapeur avec le corps B, précipitation d'une partie de cette vapeur, décroissement de sa force élastique, retour du piston de *ef* en *ab*, liquéfaction du reste de la vapeur par l'effet de la pression combinée avec le contact du corps B ;
3. Eloignement du corps B, nouveau contact de l'eau avec le corps A, retour de l'eau à la température de ce corps, renouvellement de la première période, ainsi de suite.

La quantité de puissance motrice développée dans un cercle complet d'opérations est mesurée par le produit du volume de la vapeur multiplié par la différence entre les tensions qu'elle possède à la température du corps A et à celle du corps B. »

24. Ref. 1, pag. 142 :

« Le volume occupé par la vapeur est 1700 fois celui de l'eau. Si nous opérons sur un kilogramme, ce sera 1700 litres ou 1,700 mètres cubes.

Ainsi la puissance motrice développée a pour valeur le produit

$$1,700 \cdot 0,36 = 0,611 \text{ unités de l'especie dont nous avons fait usage précédemment.}$$

La quantité de chaleur employée est la quantité nécessaire pour transformer en vapeur l'eau amenée déjà à 100°. Cette quantité est donnée par l'expérience: on l'a trouvée égale à 550°, ou, pour parler plus exactement, à 550 de nos unités de chaleur.

Ainsi 0,611 unités de puissance motrice résultent de l'emploi de 550 unités de chaleur.

La quantité de puissance motrice résultante de 1000 unités de chaleur sera donné par la proportion

$$550 : 0,611 :: 1000 : x, \text{ d'où } x = 611/550 = 1,112.$$

Ainsi 1000 unités de chaleur transportées d'un corps maintenu à 100° à un autre corps maintenu à 99° produiront, en agissant sur la vapeur d'eau, 1,112 unités de puissance motrice. »

25. Ref. 1, pag. 145-146 :

« Nous examinerons un autre cas, celui où l'on fait agir la chaleur sur la vapeur d'alcool.

Les raisonnemens sont ici absolument les mêmes que pour la vapeur d'eau; les données seules changent.

L'alcool pur bout sous la pression ordinaire à 78°.7 centigrades. Un kilogramme absorbe, d'après MM. Delaroche et Bérard, 207 unités de chaleur pour se transformer en vapeur à cette même température 78°.7.

La tension de la vapeur d'alcool à 1° au-dessous du point d'ébullition se trouve diminuée de 1/25; elle est de 1/25 moindre que la pression atmosphérique (c'est du moins ce qui résulte des expériences de M. Bétancour, rapportées dans la seconde partie de l'*Architecture hydraulique* de M. Prony, pag. 180, 195.

Si l'on fait usage de ces données, l'on trouve qu'en agissant sur un kilogramme d'alcool aux températures 78°.7 et 77°.7, la puissance motrice développée serait 0,251 unités.

Elle résulte de l'emploi de 207 unités de chaleur. Pour 1000 unités il faut poser la proportion

$$207 : 0,254 :: 1000 : x, \text{ d'où } x = 1,230.$$

Ce nombre est un peu plus fort que 1,112 résultant de l'emploi de la vapeur d'eau aux températures 100° et 99°. Mais si l'on suppose la vapeur d'eau employée aux températures 78° et 77°, on trouve, en faisant usage de la loi de MM. Clément et Désormes, 1,212 pour la puissance motrice due à 1000 unités de chaleur. Ce dernier nombre se rapproche, comme on voit, beaucoup de 1,230; il n'en diffère que de 1/50. »

25. Ref. 1, pag. 93-96 :

« L'air nous a donc servi de machine à feu ; nous l'avons même employé de la manière la plus avantageuse possible, car il ne s'est fait aucun rétablissement inutile d'équilibre dans le calorique. Toutes les opérations ci-dessus décrites peuvent être exécutées dans un sens et dans un ordre inverses.

Imaginons qu'après la sixième période, c'est-à-dire le piston ik, et qu'en même temps on maintienne l'air en contact avec le corps A : le calorique fourni par ce corps, pendant la sixième période, retournera à sa source, c'est-à-dire au corps A, et les choses se trouveront dans l'état où elles étaient à la fin de la période cinquième. Si maintenant on écarte le corps A, et que l'on fasse mouvoir le piston de ef en cd, la température de l'air décroîtra d'autant de degrés qu'elle s'est accrue pendant la période cinquième, et deviendra celle du corps B. L'on peut évidemment continuer une suite d'opérations inverses de celles que nous avons d'abord décrites : il suffit de

se placer dans les mêmes circonstances et d'exécuter pour chaque période un mouvement de dilatation au lieu d'un mouvement de compression, et réciproquement.

Le résultat des premières opérations avait été la production d'une certaine quantité de puissance motrice et le transport du calorique du corps A au corps B ; le résultat des opérations inverses est la consommation de la puissance motrice produite, et le retour du calorique du corps B au corps A : de sorte que ces deux suites d'opérations s'annulent, se neutralisent en quelque sorte l'une l'autre.

L'impossibilité de faire produire au calorique une quantité de puissance motrice plus grande que celle que nous en avons obtenue par notre première suite d'opérations est maintenant facile à prouver. Elle se démontrera par un raisonnement entièrement semblable à celui dont nous avons fait usage pag. 20. Le raisonnement aura même ici un degré d'exactitude de plus : l'air dont nous nous servons pour développer la puissance motrice est ramené, à la fin de chaque cercle d'opérations, précisément à l'état où il se trouvait d'abord, tandis qu'il n'en était pas tout-à-fait de même pour la vapeur d'eau, ainsi que nous l'avons remarqué (1).

Nous avons choisi l'air atmosphérique comme l'instrument qui devait développer la puissance motrice de la chaleur ; mais il est évident que les raisonnemens eussent été les mêmes pour toute autre substance gazeuse, et même pour tout autre corps susceptible de changer de température par des contractions et des dilatations successives, ce qui comprend tous les corps de la nature, ou du moins ceux qui sont propres à réaliser la puissance motrice de la chaleur. Ainsi nous sommes conduits à établir la proposition générale que voici :

La puissance motrice de la chaleur est indépendante des agens mis en œuvre pour la réaliser ; sa quantité est fixée uniquement par les températures des corps entre lesquels se fait en dernier résultat le transport du calorique. »

26. Ref. 1, pag. 126-131:

« Nous reviendrons ici à notre sujet principal, dont nous nous sommes déjà trop écartés, à la puissance motrice de la chaleur.

Nous avons fait voir que la quantité de puissance motrice développée par le transport du calorique d'un corps à un autre dépendait essentiellement des températures des deux corps, mais nous n'avons pas fait connaître de relation entre ces températures et les quantités de puissance motrice produites. Il semblerait d'abord assez naturel de supposer que pour des différences égales de température les quantités de puissance motrice produites sont égales entre elles, c'est-à-dire que, par exemple, le passage d'une quantité donnée de calorique d'un corps A maintenu à 100° à un corps B maintenu à 50° doit donner naissance à une quantité de puissance motrice égale à celle qui serait développée par le transport du même calorique, d'un corps B maintenu à 50° à un corps C maintenu à 0° . Une pareille loi serait sans doute fort remarquable, mais l'on ne voit pas de motifs suffisans pour l'admettre *à priori*. Nous allons discuter sa réalité par des raisonnemens rigoureux. Imaginons que les opérations décrites pag. 40 soient exécutées successivement sur deux quantités d'air atmosphérique égales en poids et en volume, mais prises à des températures différentes; supposons en outre les différences de degré entre ces corps A et B égales de part et d'autre: ainsi ces corps auront, par exemple, dans l'un des cas, les températures 100° et $100^{\circ} - h$ (h étant infiniment petit), et dans l'autre, 1° et $1^{\circ} - h$. La quantité de puissance motrice produite est dans chaque cas la différence entre celle que fournit le gaz par sa dilatation et celle dont il nécessite l'emploi pour revenir à son volume primitif. Or cette différence est ici, comme on peut s'en assurer par un raisonnement simple que nous ne croyons pas nécessaire de détailler, la même dans l'un et l'autre cas: ainsi la puissance motrice produite est la même.

Comparons maintenant entre elles les quantités de chaleur employées dans les deux cas. Dans le premier, la quantité de chaleur employée est celle que le corps A fournit à l'air pour le maintenir à la température 100° pendant son expansion ; dans le second, c'est la quantité de chaleur que ce même corps doit lui fournir pour maintenir sa température à 1° pendant un changement de volume absolument semblable. Si ces deux quantités de chaleur étaient égales entre elles, il en résulterait évidemment la loi que nous avons d'abord supposée. Mais rien ne prouve qu'il en soit ainsi ; on va même voir que ces quantités de chaleur sont inégales.

L'air, que nous supposons d'abord occuper l'espace abcd (fig.2) et se trouver à la température 1° , peut être amené à occuper l'espace abef et à acquérir la température 100° par deux moyens différens :

1. On peut l'échauffer d'abord sans faire varier son volume, puis le dilater en maintenant sa température à un degré constant ;
2. On peut commencer par le dilater, en maintenant la constance de la température, puis l'échauffer lorsqu'il a acquis son nouveau volume.

Soient a e et b les quantités de chaleur employées successivement dans la première des deux opérations, et soient b' et a' les quantités de chaleur employées successivement dans la seconde ; comme le résultat final de ces deux opérations est le même, les quantités de chaleur employées de part et d'autre doivent être égales, l'on a donc

$$a + b = a' + b' ,$$

d'où

$$a' - a = b - b' .$$

a' est la quantité de chaleur nécessaire pour faire passer le gaz de 1° à 100° , lorsqu'il occupe l'espace abef.

a est la quantité de chaleur nécessaire pour faire passer le gaz de 1° à 100° , lorsqu'il occupe l'espace abcd .

La densité de l'air est moindre dans le premier cas que dans le second, et d'après les expériences de MM. Delaroché et Bérard déjà citées page 60, sa capacité pour la chaleur doit être un peu plus grande.

La quantité a' se trouvant être plus grande que la quantité a, b doit être plus grand que b'. Par conséquent, en généralisant la proposition, nous dirons :

La quantité de chaleur due au changement de volume d'un gaz est d'autant plus considérable que la température est plus élevée.

Ainsi, par exemple, il faut plus de calorique pour maintenir à 100° la température d'un certaine quantité d'air dont on double le volume, que pour maintenir à 1° la température de ce même air pendant une dilatation absolument pareille.

Ces quantités inégales de chaleur produiraient cependant, comme nous l'avons vu, des quantités égales de puissance motrice pour des chutes égales du calorique, prises à différentes hauteurs sur l'échelle thermométrique ; d'où l'on peut tirer la conclusion suivante :

La chute du calorique produit plus de puissance motrice dans les degrés inférieurs que dans les degrés supérieurs.

Ainsi, une quantité donnée de chaleur développera plus de puissance motrice en passant d'un corps maintenu à 1° , à un autre maintenu à 0° , que si ces deux corps eussent possédé les degrés 101° et 100° .

Du reste, la différence doit être fort petite ; elle serait nulle si la capacité de l'air pour la chaleur demeurait constante, malgré les changemens de densité. D'après les expériences de MM.

Delaroche et Bérard, cette capacité varie peu, si peu même, que les différences remarquées pourraient à la rigueur être attribuées à des erreurs d'observation, ou à quelques circonstances dont on aurait négligé de tenir compte.

Nous sommes hors d'état de déterminer rigoureusement, avec les seules données expérimentales que nous possédons, la loi suivant laquelle varie la puissance motrice de la chaleur dans les différents degrés de l'échelle thermométrique. Cette loi est liée à celle des variations de la chaleur spécifique des gaz à diverses températures, loi que l'expérience n'a pas encore fait connaître avec une suffisante exactitude. »

27. Ref. 1, pag. 86-87:

« D'après les notions établies jusqu'à présent, on peut comparer avec assez de justesse la puissance motrice de la chaleur à celle d'une chute d'eau : toutes deux ont un maximum que l'on ne peut pas dépasser, quelle que soit d'une part la machine employée à recevoir l'action de la chaleur. La puissance motrice d'une chute d'eau dépend de sa hauteur et de la quantité du liquide ; la puissance motrice de la chaleur dépend aussi de la quantité de calorique employé, et de ce qu'on pourrait nommer, de ce que nous appellerons en effet la hauteur de sa chute (1), c'est-à-dire de la différence de température des corps entre lesquels se fait l'échange du calorique. Dans la chute d'eau, la puissance motrice est rigoureusement proportionnelle à la différence de niveau entre le réservoir supérieur et le réservoir inférieur. Dans la chute du calorique, la puissance motrice augmente sans doute avec la différence de température entre le corps chaud et le corps froid ; mais nous ignorons si elle est proportionnelle à cette différence. Nous ignorons, par exemple, si la chute du calorique de 100° à 50° fournit plus ou moins de puissance motrice que la chute de ce même calorique de 50° à 0° . C'est une question que nous nous proposons d'examiner plus tard. »

APÉNDICE B

REFERENCIAS EN INGLÉS

1. Ref. 3, pág. 74 :

“Among studies which have appeared on the theory of heat I will mention finally a work by S. Carnot, published in 1824, with the title *Reflections on the Motive Power of Fire*. The idea which serves as a basis of his researches seems to me to be both fertile and beyond question; his demonstrations are founded on *the absurdity of the possibility of creating motive power or heat out of nothing...*

I believe that it is of some interest to take up this theory again; S. Carnot, avoiding the use of mathematical analysis, arrives by a chain of difficult and elusive arguments at results which can be deduced easily from a more general law which I shall attempt to prove. But before starting on the subject it is useful to restate the fundamental axiom which serves as a basis for Carnot's researches, and which will also be my starting point.”

2. Ref. 3, pág. 76:

“If the gas is enclosed in a deformable vessel and is allowed to expand in an empty space where it can lose heat neither by radiation nor by contact, the source A of heat will at all times provide the quantity of caloric which its increase of volume causes to become latent, and it will keep the same temperature T. Its pressure however will diminish following Mariotte's law. The law of this variation can be represented geometrically by the curve CE where the abscissae are the volumes, and the ordinates the corresponding pressures.”

3. Ref. 3, pág. 76:

“[...] Now that the gas has been brought to the temperature t of the body B, let us bring the two in contact; if the gas is compressed in an envelope impermeable to heat, but in contact with the body B, the temperature of the gas tends to rise because of the release of latent caloric made perceptible by the compression, but as it is produced it is absorbed by the body B so that the temperature of the gas remains equal to t. As a result, the pressure increases according to Mariotte's law; it will be represented geometrically by the ordinates of a hyperbola KF and the corresponding abscissae will represent the volumes.”

4. Ref. 3, pág. 76:

“Let us suppose now that the body A is removed and the expansion of the gas continues inside an envelope impermeable to heat; then since a part of its perceptible caloric becomes latent its temperature drops and its pressure decreases more rapidly according to an unknown law, which can be represented geometrically by a curve EF whose abscissae are the volume of the gas and whose ordinates are the corresponding pressures [...]”

5. Ref. 3, pág. 77:

“[...] Consequently the unknown law, of how the pressure varies when the volume of the gas is reduced inside its impermeable envelope, is represented by a curve KC which passes through point C, and whose abscissae and ordinates always represent volumes and pressures.”

6. Ref. 3, pág. 79:

“[...]Let us take such a liquid and put it in contact with the body A in a rigid envelope impermeable to heat; we suppose the temperature of the liquid to be equal to the temperature T of the body A. We mark on the axis of the abscissae AX (Fig. 16) a quantity AB equal to the volume of liquid and, on a line parallel to the axis of ordinates AY, a quantity BC equal to the vapor pressure of the liquid corresponding to the temperature T.”

7. Ref. 3, pág. 79:

“[...] If we mark on the axis of the abscissae quantities representing the successive volumes which the mixture of liquid and vapor occupy, and if the corresponding values of the pressure are taken for ordinates, then as the pressure remains constant the pressure curve is reduced here to a straight line parallel to the axis of the abscissae.”

8. Ref. 3, pág. 79:

“[...] let us suppose that the dilation is continued till the temperature, after falling gradually, becomes equal to the temperature t of the body B; let AF be the volume; FG the corresponding pressure. The law of the variation of pressure is given by some curve EG which passes through the points E and G.”

9. Ref. 3, pág. 80:

“[...] since the temperature remains equal to t during the reduction of the volume from AF to AH, the law of pressure between these two limits is represented by the line HG parallel to the axis of the abscissae.”

10. Ref. 3, pág. 80:

“[...] the law of pressures during this last part of the operation will therefore be given by a curve passing through the points K and C...”

11. Ref. 3, pág. 83:

“The body A is put into contact with the gas. Let $me = v$, $ae = p$ (fig. 17). If the gas is dilated by an infinitesimal amount $dv = eg$, the temperature remains constant because of the presence of the source of heat A; the pressure diminishes and becomes equal to the ordinate bg . Now the body A is removed and the gas dilated in an envelope impermeable to heat, by an infinitesimal amount gh , till the heat which has become latent lowers the temperature of the gas by an infinitesimal amount dt and thus brings it to the temperature $t-dt$ of the body B. As a result of this lowering of

temperature the pressure falls more rapidly than in the first part of the operation and becomes ch. We now bring up the body B and reduce the volume mh by an infinitesimal amount fh, so calculated that during this compression the gas gives up to the body B all the heat which it drew from the body A during the first part of the operation. Let fd be the corresponding pressure; having done that we remove the body B and continue to compress the gas till it has regained the volume me. Then the pressure has become again equal to ae...”

12. Ref. 4:

“We reproduce the original calculations of Sadi Carnot that led him to formulate the so-called Carnot’s theorem. We rephrase Carnot’s calculations in SI units and compare his results with those obtained using modern data.”

13. Ref. 4:

“[...] the maximum amount of motive power gained by the use of steam [in a Carnot cycle] is also the maximum that can be obtained by any means whatsoever.

The motive power of heat is independent of the working substances that are used to develop it. The quantity is determined exclusively by the temperature of the bodies between which, at the end of the process, the passage of caloric has taken place. (Las cursivas son de Güemes).”

14. Ref. 4:

“Carnot based his calculations on a cycle that differs from what became known as the Carnot cycle –sección 1.3.b de este trabajo- (two adiabatic and two isothermic processes, all reversible). The cycle used by Carnot was composed of two isobarics and two isochorics: we call it the ‘modified Carnot cycle’.”

15. Ref. 4:

“In his memoir, Carnot described the *reversible cycle* undergone by a fluid, with seven states, but equivalent to what is known today as the *Carnot cycle*.”

16. Ref. 4:

“Carnot considered cycles for air, water, and alcohol with $T_A - T_B = 1^\circ \text{C}$, which is rather small in comparison with T_A and T_B . As we shall see, replacing the Carnot cycle by the modified Carnot cycle is quite reasonable for water and alcohol, where liquid-vapor equilibrium phase transitions are present. On the other hand, the modified cycle is impossible for air if it is in contact with bodies A and B only.”

17. Ref. 15, pág. 86, nota al pie:

“In many statements one finds the process of heat conduction compared with the fall of a heavy liquid from a higher to a lower level. The law that in one case the heat falls from a higher to a

lower temperature, and in the other the liquid from a higher to a lower level, is denoted as *the second fundamental principle of energetics*. This comparison shows very clearly the error of the case. Here no account is taken of the fact that the mechanical state of a body depends, not only on its position, but also on its velocity, while the thermal state depends only on the temperature. A heavy liquid may rise just as well as fall, while heat can only *fall*. In general, the *second law of energetics* is untrue. If the law is expressly limited to bodies at rest, it can be deduced, as has been shown in 107, from the principle of energy, and it is therefore impossible to deduce anything new therefrom.”

18. Ref. 15, pág. 79-80:

“106. The second law of thermodynamics is essentially different from the first law, since it deals with a question in no way touched upon by the first law, viz. the direction in which a process takes place in nature. Not every change which is consistent with the principle of the conservation of energy satisfies also the additional conditions which the second law imposes upon the processes, which actually take place in nature. In other words, the principle of the conservation of energy does not suffice for a unique determination of natural processes.

If, for instance, an exchange of heat by conduction takes place between two bodies of different temperature, the first law, or the principle of the conservation of energy, merely demands that the quantity of heat given out by the one body shall be equal to that taken up by the other. Whether the flow of heat, however, takes place from the colder to the hotter body, or *vice versa*, cannot be answered by the energy principle alone.

[...] From the point of view of the first law, the initial and final states of any process are completely equivalent.”

19. Ref. 15, pág. 80:

“107. In one particular case, however, does the principle of the conservation of energy prescribe a certain direction to a process. This occurs when, in a system, one of the various forms of energy is at an absolute maximum, or absolute minimum. It is evident that, in this case, the direction of the change must be such that the particular form of energy will decrease, or increase. This particular case is realized in mechanics by a system of particles at rest. Here the kinetic energy is at an absolute minimum, and, therefore, any change of the system is accompanied by an increase of the kinetic energy, and, if it be an isolated system, by a decrease of the potential energy. This gives rise to an important proposition in mechanics, which characterizes the direction of possible motion, and lays down, in consequence, the general condition of mechanical equilibrium. It is evident that, if both the kinetic and potential energies be at a minimum, no change can possibly take place, since none of these can increase at the expense of the other. The system must, therefore, remain at rest.

If a heavy liquid be initially at rest at different levels in two communicating tubes, then motion will set in, so as to equalize the levels, for the centre of gravity of the system is thereby lowered, and the potential energy diminished. Equilibrium exists when the centre of gravity is at its lowest, and therefore the potential energy at a minimum, *i. e.* when the liquid stands at the same level in both tubes. If no special assumption be made with regard to the initial velocity of the liquid, the above proposition no longer holds. The potential energy need not decrease, and the higher level might rise or sink according to circumstances.”

20. Ref. 16, pág. 80:

“[...] He is reported to have insisted that his brother, untrained in the subject, read and criticize the work; according to the legend, his brother, understood it perfectly. Later students, unable to seek help from that brother, have puzzled, are puzzling, and forever will puzzle over it. In CARNOT's treatise we encounter that fuzziness which was to become and remain a distinguishing feature of thermodynamics for bewildered outsiders. He rivals HERAKLEITOS the obscure.”