

Sadi 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 Odon Ordóñez

Alianza  
Editorial

Alianza Universidad

## **Manifiesto de la Guerrilla por el Acceso Abierto**

Al pueblo de México:

La información es poder. Pero como todo poder, hay quienes quieren quedarse con él. Todo el patrimonio cultural y científico del mundo, publicado durante siglos en libros y diarios, continúa siendo digitalizado y guardado por un puñado de corporaciones privadas. ¿Quieres leer publicaciones acerca de los más famosos resultados de la ciencia? Necesitarás enviar grandes cantidades a editoriales como Reed Elsevier.

Existen personas luchando para cambiar esto. El Movimiento para el Acceso Abierto ha luchado valientemente para asegurar que los científicos no firmen derechos de autor y en cambio se aseguren que su trabajo sea publicado en Internet, bajo términos que permitan que cualquier persona tenga acceso a este. Pero incluso en el mejor de los casos, su lucha solamente aplicará para cosas que se publiquen en el futuro. El resto, lo publicado hasta ahora, se habrá perdido.

Este es un precio demasiado alto para pagar. ¿Obligar a que académicos paguen dinero para leer el trabajo de sus colegas? ¿Digitalizar bibliotecas enteras pero solo permitir que la gente en Google las pueda leer? ¿Proveer artículos científicos a aquellos en las élites universitarias del primer mundo, pero no a niños en el sur del planeta? Es indignante e inaceptable.

"Estoy de acuerdo", muchos dicen, "pero ¿qué podemos hacer? Las compañías mantienen los derechos de autor, ganan enormes cantidades de dinero al cobrar por el acceso, y todo es perfectamente legal. No hay nada que podamos hacer para detenerlas". Pero sí hay algo que podemos hacer, algo que ya se está haciendo: podemos contraatacar.

Quienes tienen acceso a estos recursos -estudiantes, bibliotecarios, científicos- han recibido un privilegio. Pueden alimentarse de este banquete de conocimiento mientras el resto del mundo es excluido. Pero ustedes no necesitan -de hecho, moralmente, no pueden- mantener este privilegio solamente para ustedes. Tienen el deber de compartirlo con el mundo. Y tienen que compartir claves con sus colegas y llenar solicitudes de descargas para sus amigos.

Mientras tanto, aquellos que han sido excluidos no esperan sin hacer nada. Han estado fisgoneando a través de agujeros y trepando cercas, liberando información guardada por las editoriales y compartiéndola con sus amigos.

Pero todas estas acciones se quedan en la oscuridad, escondidas en el sótano. Se las llama robo o piratería, como si compartir la riqueza del conocimiento fuese el equivalente moral a saquear un barco y asesinar a su tripulación. Compartir no es inmoral: es un imperativo moral. Solo quienes están cegados por la ambición podrían rehusarse a dejar que un amigo obtenga una copia.

Las grandes corporaciones, por supuesto, están cegadas por la ambición. Las leyes bajo las cuales operan lo requieren. Sus accionistas se sublevarían si fuese menos que esto. Y los políticos que han comprado las respaldan, aprobando leyes que les conceden el poder exclusivo para decidir quiénes pueden hacer copias.

No hay justicia al cumplir leyes injustas. Es hora de salir a la luz y, siguiendo la tradición de la desobediencia civil, oponernos a este robo privado de la cultura pública.

Necesitamos tomar la información, donde quiera que esté almacenada, hacer copias y compartirlas con el mundo. Necesitamos tomar cosas que ya no tienen derechos de autor y agregarlas al archivo. Necesitamos comprar bases de datos secretas y publicarlas en la web. Necesitamos descargar publicaciones científicas y subirlas a redes de intercambio de archivos. Necesitamos combatir en la Guerrilla del Acceso Abierto. Con suficientes de nosotros, alrededor del mundo, no solo enviaremos un mensaje firme en contra de la privatización del conocimiento. Haremos que sea una cosa del pasado.

¿Te unirás a nosotros?

Aaron Swartz

Julio de 2008, Eremo, Italia

Título original:  
*Réflexions sur la puissance motrice du feu*

FACULTAD DE CIENCIAS



BIBLIOTECA

.....

QC311

C3318

Fc 48403

.....

© De la introducción, la traducción y las notas: Javier Odon Ordóñez  
© Alianza Editorial, S. A., 1987  
Calle Milán, 38; Telef.: 200 00 45 - 28043 Madrid  
ISBN: 84-206-2505-1  
Depósito legal: M-35872-1987  
Impreso en Artes Gráficas Ibarra, S. A., Matilde Hernández, 31. 28019 Madrid  
Printed in Spain.

# INDICE

Introducción .....	9
Memoria .....	33
Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego y sobre las máquinas adecuadas para desarrollar esta potencia .....	35
Manuscritos póstumos .....	101
Búsqueda de una fórmula adecuada para representar la potencia motriz del vapor de agua.....	103
Carta dirigida al Señor Presidente y a los Miembros de la Academia de Ciencias, por el señor Hippolite Carnot, senador	116
Notas sobre matemáticas, física y otros temas.....	119

Fc 48403

# INTRODUCCION

.....

.....

## 1. *Ciencia y tecnología a comienzos del siglo XIX*

A principios del siglo XIX producía asombro a muchos contemporáneos el desarrollo técnico que llevaba consigo el perfeccionamiento y difusión de las máquinas térmicas ideadas en décadas anteriores. Fue en Inglaterra fundamentalmente donde se impulsó su construcción y allí residían artesanos y técnicos que eran los herederos naturales del ingenio de Newcomen, Savery, Smeaton y Watt. En el continente, existiendo también preocupación por el progreso, se había logrado más éxito en las explicaciones teóricas que en la construcción de los ingenios de vapor. Francia en especial, que había llegado a ejercer un liderazgo en la transformación institucional de la educación científica, logró durante unas décadas mantener la hegemonía en la ciencia más prestigiosa de la época, la mecánica, y en otros ámbitos que posteriormente se denominarían «Ciencias Físicas».

Los problemas que surgían en la técnica de construcción de máquinas térmicas eran muy distintos a los que se presentaban en el campo científico. A lo largo del siglo XVIII había nacido en Gran Bretaña una nutrida colectividad de artesanos y técnicos que tuvieron que superar los problemas más elementales en la construcción

de ingenios, tales como conseguir que ajustara un émbolo y un cilindro, en un principio de madera, que no se destruyeran por efecto de la fricción, que no estallaran por efecto de una presión excesiva, etc... Simplemente la fabricación de unas válvulas que distribuyeran el vapor correctamente ya parecía un salto tecnológico capital, y realmente lo era. En toda esta efervescencia tecnológica había sin embargo otros problemas digamos más *teóricos*, es decir, más *generales*. Es cierto que sólo se planteaban cuando se había llegado a resolver correctamente las dificultades más urgentes mencionadas, pero en todo caso eran relevantes para la economía tanto de los constructores de máquinas, como de los usuarios, ya que se referían en un primer momento a problemas de rendimiento, que en un principio quería decir trabajo obtenido por combustible utilizado, habitualmente carbón. La diversificación del tipo de máquinas durante el siglo XVIII había sido enorme y de la primera máquina de Savery, designada como «amigo del minero», se pasó a las que podían utilizarse en una gran gama de actividades, desde el bombeo de agua en destilerías, minas y cervecerías, hasta en plantas industriales donde se trabajaba el hierro. El gran éxito de Watt, nombre legendario en esta revolución industrial, fue precisamente conseguir cuadruplicar el rendimiento de la máquina de Newcomen.

Es cierto que existía otro orden de preocupación técnica en los ingenieros que diseñaban y concebían las máquinas térmicas. Su carácter las relacionaba con las teorías del calor del momento. Watt, por ejemplo, era amigo de otro escocés ilustre, Blacke, médico que contribuyó al desarrollo de la química y la calorimetría. Incluso se ha especulado acerca de la influencia que tuvo Blacke que formuló las primeras ideas sobre los calores latentes, sobre Watt cuando éste ideó su máquina de vapor separando caldera y condensador. A pesar de esta posible influencia concreta, hoy puesta en duda, podemos decir que era evidente para los ingenieros de la época que las cuestiones científicas más próximas a ellos eran las tratadas por los calorímetros y químicos y que los sistemas físicos más interesantes eran evidentemente los gases y vapores. Estaban persuadidos de ello pero en realidad no conocían cómo poner en conexión los dos mundos, ya que por otra parte la calorimetría, química y neumática eran ciencias muy poco desarrolladas en aquella época. Los ingenieros optaban así por soluciones muy empíricas para ir mejo-

rando el rendimiento y la eficacia de las máquinas térmicas, siendo conscientes de la limitación de sus herramientas técnicas.

Por otra parte en el campo científico se daba tal proliferación de explicaciones que resultaba difícil presagiar cuáles serían los caminos por donde se decantaría la dinámica científica posterior. A lo largo del siglo anterior se habían desarrollado teorías más o menos cuantitativas de los fenómenos eléctricos y magnéticos, dándose explicaciones sobre la naturaleza de las transformaciones químicas, la acción del calor, etc... Además el siglo se inauguraba con un debate sobre la naturaleza de la luz. En todo este conjunto de especulaciones heredadas había algo sorprendente ya que a principio de siglo se tenía la persuasión de que muchos de éstos conjuntos de fenómenos eran reducibles a otros. Ahora bien, ¿qué relaciones se mostrarían más fecundas? Podría suceder que el desarrollo de la ciencia hiciese ver que la electricidad y el calor eran principios afines, o que el último cimiento de la materia fuera eléctrico, o que este efecto constituyese el fundamento último de la vida.

En todo caso una opinión compartida por una amplia mayoría de científicos atribuía al calor un significado especial. La relación del calor con la química, meteorología y las máquinas térmicas confirmaban ese carácter: la construcción de máquinas de vapor mostraba que el viejo sueño de fabricar ingenios automáticos tenía un camino abierto a través de una correcta utilización del calor. Se veía por lo tanto en el calor una especie de «causa universal», responsable de lo que ocurría en nuestro planeta; incluso algunos científicos llevados por el entusiasmo establecían un paralelismo entre la universalidad de la gravitación y la del calor.

En este estado de cosas no es extraño que también desde la ciencia se pretendiera establecer un puente con la técnica que construía máquinas térmicas. En algún sentido la técnica estaba mucho más desarrollada que la ciencia del calor. Sin embargo se esperaba que fuera la ciencia quien fundamentase la técnica. Así al menos lo pensaban los científicos más ilustres de la época. Puesto que la física de gases era lo más manejable conceptualmente de toda la teoría calorimétrica y lo más aplicable a la técnica de máquinas de vapor, es comprensible que los científicos se aplicaran al tratamiento de las cuestiones relacionadas con esa teoría, tales como la medición de calores específicos y el establecimiento de



leyes que relacionaban la presión, volumen y temperatura de un sistema en cualquier circunstancia.

La dinámica de la ciencia llegó por lo tanto a querer comprender mejor la teoría de gases, y en general toda la termodinámica incipiente.

A finales del siglo XVIII hubo sin embargo esfuerzos de talante muy diverso. Lo que parecè y parecía entonces más natural era ampliar la ciencia que estaba bien fundamentada, es decir, la mecánica, a los nuevos campos. No era un punto de vista nuevo; D. Bernoulli, Euler, y Lagrange habían intentado tratar los gases como sistemas mecánicos. El esfuerzo más decidido en esta dirección lo realizó P. S. Laplace, científico de gran prestigio en su época, que pasaba por ser un buen matemático y un mecánico excelente.

Efectivamente, P. S. Laplace, había comenzado la publicación de su *Traité de Mécanique Céleste* en 1798, realizando una auténtica entronación de la mecánica como reina de los cielos. A lo largo de los veinticinco años siguientes trabajó para dar una explicación mecánica de los fenómenos terrestres que aparecían en los fluidos, es decir, en los líquidos y los gases. Para ello tuvo que dar una «imagen» de la materia como algo compuesto de moléculas entre las que se producen «atracciones» gravitatorias y «repulsiones» debidas a la atmósfera de calórico radiante que las rodean, todo ello explicado en términos de fuerzas. Este modo de presentar el problema, que muchos historiadores gustan denominar «Newtoniano», era adecuado para presentar los fenómenos terrestres con un método análogo a como se trataban los fenómenos celestes. La matemática empleada, daba cuenta por medio del análisis de las ecuaciones generales de estos sistemas.

El esfuerzo de P. S. Laplace de ampliar la ciencia en este sentido tuvo éxito. Logró entre otras cosas corregir la fórmula que determinaba la velocidad del sonido; y sus logros consolidaron esta manera de ver los problemas. Si todo se hubiese desarrollado así la termodinámica habría surgido por una ampliación sucesiva de la ciencia madre, la mecánica, a base de hacer avanzar la ciencia celeste hacia el mundo sublunar.

Pero este tipo de trabajo no fue el único realizado. El primer cuarto del siglo XIX fue testigo de planteamientos que seguían una dirección distinta. El primero que inauguró otra forma de matematizar el tratamiento del calor fue Fourier al renunciar tanto al uso de

los esquemas dinámicos (de fuerzas entre moléculas), como a la utilización del calor radiante de Laplace. Este científico tomó un fenómeno de disipación que no produce ningún trabajo: la transmisión del calor a lo largo de una barra metálica. El tratamiento matemático fue totalmente nuevo, pero en él, en definitiva se consideraba sólo una cuestión calorimétrica.

Ahora bien, en aquella época, se dio además una solución totalmente nueva a la cuestión. Sadi Carnot, planteó la posibilidad de realizar una ciencia que tratase de los fenómenos caloríficos, pero no partiendo de la física de gases, sino de la consideración de las máquinas térmicas. Si eso fuera posible, el estudio de tales artefactos nos podría abastecer de principios que permitiesen hacer predicciones y justificar lo ya conocido en la teoría de gases. El planteamiento era nuevo y audaz. Según éste las máquinas térmicas tendrían la posibilidad de enseñarnos algo acerca de la naturaleza física; al ser sistemas productores de potencia motriz, sería este aspecto el punto de donde habría que iniciar el análisis.

Si la intención de Carnot hubiese sido sólo estudiar las máquinas térmicas su obra no sería sorprendente. Lo interesante es que se planteó un *problema general*, para fundar una ciencia general encaminada a tratar los problemas de transformación calor/potencia motriz en su mayor universalidad, utilizando las leyes obtenidas en sus análisis para justificar aspectos relevantes que eran conocidas en la ciencia del calor de entonces.

Así Sadi Carnot, partió de un dominio que aparentemente correspondía a los ingenieros de su época, para hacer una incursión en el campo de la ciencia. Lo que el hombre había construido para otros usos servía por primera vez de herramienta para un análisis de los fenómenos físicos.

La originalidad del planteamiento se manifestó en el estilo del libro que publicó Sadi Carnot; en él se encuentran profundas diferencias que lo separan de las otras obras sobre el calor que fueron renovadoras pero que revestían una forma admitida por la sociedad científica al presentarlas matemáticamente, como la de Jean Baptiste Fourier. Este editó su *Théorie Analytique de la Chaleur* el año 1822 como resumen de los trabajos realizados y presentados ante la Academia desde 1807. Dos años más tarde Sadi Carnot publicó una pequeña memoria titulada *Réflexions sur la Puissance Motrice du Feu et sur les Machines Propres à Développer cette Puissance*. En este caso se

trataba de la obra de un principiante, ya que no había publicado nada anteriormente, de un joven científico de 28 años cuya prematura muerte ocho años más tarde haría de ésta su única obra.

En todo caso, las repercusiones de ambos libros fueron distintas. Fourier gozó del reconocimiento de sus contemporáneos a pesar de la reticencia que en un principio había suscitado su trabajo en científicos como Lagrange. Pronto se vio su obra como el ejemplo más acabado de la sana física. La breve memoria de S. Carnot tuvo peor suerte. La publicó a sus expensas, aunque en el principal editor de libros científicos de Francia, Bachelier, presentándola ante la Academia de Ciencias de París el 14 de julio de 1824. Fue bien recibida y el 26 de julio Girard leyó un informe positivo; no obstante, no tuvo mayor repercusión ni provocó ninguna discusión especial, cayendo en el olvido. Como Sadi Carnot estuvo ligado en la Association Polytechnique, fundada por Auguste Comte y centro del sansionismo de la época, mereció una nota necrológica en 1833, redactada por Gondinet el año siguiente de su muerte, donde se hacía mención a las *Réflexions*<sup>(001)</sup>, a pesar de los elogios contenía un cierto reproche por haber despreciado el autor en su obra el recurso al análisis haciendo difícil seguir el curso de sus razonamientos.

Sin embargo, a pesar de ese desinterés inicial las *Réflexions* fueron rescatadas e interpretadas por Clapeyron y años más tarde merecieron la atención de William Thomson (Lord Kelvin)<sup>(002)</sup> y Rudolf Clausius quienes tomaron la obra de Sadi Carnot como una fuente de inspiración para la formulación moderna de termo dinámica clásica. Puesto que este interés por el joven científico francés no se compaginaba bien con la indiferencia de sus contemporáneos, los primeros comentarios y presentaciones históricas de su figura científica potenciaron la dimensión de «incomprendido» y «marginado»; por eso no es extraño que el tratamiento de su figura histórica, en un principio realizada por su familia, tomara tintes hagiográficos y un tanto heroicos, ocultando las dimensiones más intere-

(001) La nota necrológica de A. Gondinet se publicó en *Association Polytechnique, Compte-Rendu Trimestrel*, enero 1833, París, imprenta Guirandet, p. 46 y siguientes.

(002) Puede verse con especial claridad en W. Thomson «An Account of Carnot's Theory of the Motive Power of Heat; with Numerical Results of Deduced from Regnault's Experiments on Steam» *Transactions of the Edinburgh Royal Society*, 16 (1849).

santes de su obra, situándola al margen de la vida científica de su época.

La crítica histórica contemporánea ha rescatado a Sadi Carnot de ese pedestal que dicho sea de paso no sentaba bien a su figura de hombre modesto, al margen de la vida pública. Hoy podemos tener una representación algo más detallada del contexto donde se fraguó la memoria de Sadi Carnot y de las posibles razones de su olvido, así como de sus deudas intelectuales y de su notable personalidad. Como ya hemos dicho su obra se reduce casi exclusivamente a la memoria que presentamos en esta edición, ya que, desde su publicación hasta su muerte en 1832, no dio a la luz ningún otro escrito y sólo poseemos algunas notas manuscritas cedidas por la familia a la Academia de Ciencias de París en 1876 y unos pocos folios manuscritos descubiertos en los últimos veinte años.

## 2. *Formación e intereses de Sadi Carnot*

Si en general la biografía intelectual de un científico ayuda a comprender su obra, en el caso presente es especialmente importante ya que nos explica mucho de los intereses entrecruzados que aparecen en las *Réflexions*.

Por su educación Sadi Carnot pertenecía a la élite francesa que se formaba en la *École Polytechnique*, fundada en 1795 por la Convention Nationale bajo los auspicios de Monge y Lazare Carnot, padre de aquél, y que representaba el exponente máximo del interés de la República por la formación de los jóvenes en las ciencias y en las técnicas<sup>(003)</sup>. Además Lazare era un científico prestigioso que contribuyó al desarrollo del análisis matemático y un político influyente que participó en la vida política francesa de un modo activo, primero como miembro del Directorio y posteriormente como ministro de Napoleón<sup>(004)</sup>. Por lo tanto Sadi pudo disfrutar de una formación impartida por los mejores científicos de su época,

---

(003) Primero fue fundada como *École Central de Travaux Publics* en 1794, tomando el nombre definitivo el 1795.

(004) Lazare Carnot era un hombre verdaderamente polifacético, que incluso intentó pasar a la historia como poeta escribiendo un poema de título *Don Quijote*. De hecho el nombre *Sadi* es el de un poeta persa, sufí, del siglo XI.

que formaban parte del cuadro de profesores de la *École*, donde se defendían además muchas de las ideas progresistas que más tarde serían patrimonio de buena parte de los científicos franceses de esta época. En esa institución se trataba de dar a los jóvenes una sólida formación científica con una especial atención a las matemáticas, no en vano Monge había redactado los libros de texto más relevantes <sup>(005)</sup> y se completaba con una instrucción técnica; J. N. P. Hachette, uno de los profesores, era el autor de un tratado muy difundido y leído en aquella época, *Traité élémentaire des machines* que es una de las fuentes más importantes de la mecánica aplicada de los primeros años del siglo XIX.

La *École Polytechnique* tuvo a partir de 1804 un carácter militar y cuando Sadi Carnot terminó sus dos años de estudios, en 1814, pasó a la *École d'application de l'artillerie et du génie de Metz*. Pero parece que no tuvo nunca un gran interés en la vida militar de modo que a partir de 1819 solicitó un puesto en el cuerpo de Estado Mayor que le permitía vivir en París y le dejaba todo el tiempo libre para dedicarse a la vida civil. Finalmente en 1828 renunció a su carrera en el ejército.

En París no frecuentó demasiado la Academia de las Ciencias; su vida transcurrió en torno al Conservatoire d'Arts et Métiers <sup>(006)</sup> que a partir de 1819 se convirtió en un centro de formación superior donde se impartían lecciones nocturnas de mecánica, química y física de carácter práctico y con un interés puesto en su aplicación industrial. En esta institución, siempre sospechosa de fomentar la revolución republicana, impartía sus clases uno de los mejores amigos de Sadi Carnot, Nicolas Clément, que influyó notablemente en la redacción de las *Réflexions*.

Así el *Conservatoire* era un centro de ciencia aplicada; ahora bien, una de las preocupaciones más relevantes de los ingenieros de la época eran la solución de los problemas relacionados con las

(005) La geometría descriptiva de Monge fue la mayor contribución a la geometría sintética desde 1639, y en un principio su autor la concebía con intereses fundamentalmente militares, aunque después trabajó en ella como una teoría matemática general.

(006) Luis XVIII dio forma definitiva a esta institución en una ordenanza del 26 de noviembre de 1819. Se decidía la creación de un centro de enseñanza pública y gratuita con tres cátedras; dos de ellas fueren ocupadas por amigos de Sadi Carnot, Charles Dupin en Mecánica Aplicada y Nicolas Clément en Química Aplicada.

máquinas que podían aumentar el rendimiento de una industria e incluso transformar en rentables las explotaciones de hierro o carbón en decadencia. En las lecciones de química de Nicolas Clément, por ejemplo, se trataban cuestiones relacionadas con el comportamiento de vapor de agua durante la expansión de un émbolo.

Podemos imaginar un Sadi Carnot curioso ante las lecciones de química aplicada de su amigo. Interesado en cualquier novedad en este campo, con una sólida formación matemática, trabajó en el conocimiento detallado de la forma de construir los distintos tipos de máquinas térmicas, analizando cuidadosamente su estructura. La redacción de *las Réflexions* se realizó en esta época de asistencia a las reuniones del *Conservatoire*. Es chocante que una aportación tan fundamental a la teoría del calor se diera, no obstante, en un país que no lograba una tecnología propia para la construcción de máquinas térmicas.

### 3. *El carácter singular de las Réflexions*

Se vivía en Francia, en efecto, la paradoja de un gran desarrollo en el ámbito teórico y un relativo retraso tecnológico. Las guerras con Inglaterra habían roto la comunicación entre los países y mientras en Gran Bretaña se habían producido avances muy importantes en la concepción y construcción de máquinas de vapor, los intereses franceses por producir tecnología propia no habían dado los resultados deseados. En el tránsito del siglo XVIII al XIX se produjo en Francia una carrera un tanto desesperada por adquirir un nivel técnico aceptable, unas veces por medios propios y otras apelando a un incipiente espionaje industrial<sup>(007)</sup>. En este contexto se puede situar los trabajos realizados en la construcción del *preolophoro* de los hermanos Niepce que Carnot menciona en la nota y actividad de los hermanos Mongolfier<sup>(008)</sup>.

(007) Los hermanos Perier utilizaron al ingeniero español Agustín de Betancourt para espiar y copiar algunos modelos de las máquinas de Watt. Puede consultarse J. Payen *Capital et Machine à vapeur au XVIII siècle. Les frères Perier et l'introduction en France de la machine à vapeur de Watt*, Paris, Mouton, 1969.

(008) Mongolfier concibió un motor de explosión como el de los hermanos Niepce.

En este medio las *Réflexions* podrían valorarse como una contribución al doble esfuerzo de la ciencia aplicada y la industria que se estaba produciendo en Francia en esa época. Y así habría sido si el propio Sadi Carnot no hubiese expresado explícitamente en su breve obra la pretensión de tratar con generalidad científica el tema de la transformación del calor en potencia motriz.

Podemos comprender lo que sentiría un científico de la época cuando abriera las *Réflexions*, hiciera una somera lectura de ella y la comparara con otras obras científicas del momento, por ejemplo los trabajos de Fourier ya mencionados. Dejaría perplejo al lector no encontrar ni rastro de la formación matemática de Sadi Carnot, pues en las *Réflexions* no existe ningún recurso que supere el álgebra elemental, excepto en una nota pie de página.

Resultaba curioso que en un ámbito científico donde la claridad de la razón tenía que seguir los pasos de la claridad del análisis matemático, éste ni siquiera apareciera. En todo caso cabría esperar que donde no había matemáticas al menos hubiera experimentación original, no en vano Sadi Carnot era contemporáneo de Gay-Lussac, Petit y Ampère, y podía haber aprendido de ellos. Sin embargo no se encontraba ningún experimento nuevo y los datos ofrecidos en la memoria eran en general ampliamente conocidos. Por su redacción parecía más un pequeño tratado de filosofía natural, de carácter descriptivo, que una «moderna» obra científica.

Algo saltaba a la vista entonces tanto como ahora, Sadi Carnot era un lector infatigable de la literatura científica y técnica de su época. Mucha de la información de su contexto podemos obtenerla de las notas a pie de página de las *Réflexions*, donde habla de los científicos de su época, analiza las cuestiones más técnicas y en muchos casos se refiere a las dudas que tiene sobre el fundamento teórico de la física del calor de su tiempo. Demuestra que era un lector habitual de los *Annales de physique et chimie*, publicación que no sólo editaba artículos de científicos franceses, sino que además realizaba reseñas y traducciones de las principales contribuciones científicas, fundamentalmente procedentes de Inglaterra.

Por otra parte Carnot no parecía ser un aficionado que hiciera una incursión ocasional en un tema que desconocía. Pero más parecía la obra de un ingeniero con vuelos teóricos que un auténtico científico.

En todo caso no podemos decir que Sadi Carnot facilitara las

cosas para catalogar su actividad. Ya en el comienzo de las *Réflexions* manifiesta de una forma rotunda su pretensión de tratar científicamente la producción de potencia motriz del calor, tema que hasta entonces había sido reservado a los ingenieros y a los constructores de máquinas térmicas. Construir una ciencia a partir de un problema tecnológico como ya hemos dicho era una indudable novedad.

Los contemporáneos de Sadi Carnot fueron bastante cómodos a la hora de clasificarlo; lo consideraron un pensador atento a las corrientes sociales y técnicas de su época, un exponente de las sucesivas revoluciones industriales que caracterizaron la vida económica de Europa durante todo el siglo <sup>(009)</sup>. Se antepuso por lo tanto el ingeniero al científico.

#### 4. Sadi Carnot, ¿científico o ingeniero?

No puede extrañar, por lo tanto, que los historiadores actuales comenzaran destacando la dependencia de Carnot de los problemas técnicos de su época. Esto hicieron D. L. S. Cardwell <sup>(010)</sup>, T. Kuhn <sup>(011)</sup> y Gillispie <sup>(012)</sup> entre otros. En principio se estableció la deuda de Sadi Carnot con su padre Lazare, puesto que se consideraba que un punto fundamental de la argumentación del primero en las *Réflexions*, el intercambio térmico a temperatura constante, estaba copiado de la ley de las máquinas hidráulicas según la cual el agua debe «entrar sin choque y salir sin velocidad», lográndose así el máximo rendimiento. Efectivamente Lazare Carnot trata estas cuestiones en sus *Essai sur les machines en général* y *Principes fondamentaux de l'équilibre et du mouvement*. Además se descubrió que los trabajos de Nicolas Clément sobre la forma de producirse la expansión en un cilindro influyeron poderosamente en Sadi Carnot: pero

---

(009) Cfr. E. Verdet *Leçons sur la théorie mécanique de la chaleur professées en 1862 devant la Société Chimique de Paris, Oeuvres*, Paris 1868-1872, 8 vol. VII, Paris 1868.

(010) Cardwell «Power Technologies and The Advance of Science (1800-1825)» *Technology and Culture* IV (1965), pp. 188-207.

(011) T. Kuhn «Engineering Precedent for the work of Sadi Carnot» *Archives Internationales d'Histoire des Sciences* (1960) 251-255.

(012) Ch. C. Gillispie *Lazare Carnot, Savant* Princeton, Princeton U. P. 1971.



en este caso no había que ser un historiador muy sagaz ya que él mismo menciona reiteradamente a su amigo en las *Réflexions*. En todo caso ambos tuvieron una gran deuda con J. Watt y con su principio de expansión <sup>(013)</sup>. Es evidente que a Sadi Carnot le impresionó la idea de separar la caldera y el condensador, dándole una sugerencia preciosa para establecer su principio fundamental, por el que se necesita una fuente fría y otra caliente para realizar la potencia motriz del calor. Nos han quedado algunas traducciones de notas de Watt, hechas por Carnot, donde se manifiestan los problemas que llevaron al primero a considerar la conveniencia de separar las fuentes térmicas en una máquina de vapor. Carnot vio en ese proceso una generalidad que probablemente escapó al inglés, y que fue el punto de partida de su análisis.

La versión del Carnot técnico parecía ser bastante coherente con la interpretación que le convertía en un autor cuya obra se dirigía principalmente a ingenieros con poca formación matemática. Tanto las preocupaciones por los problemas técnicos como su curiosidad por la estructura de las máquinas de vapor eran evidentes, y así las *Réflexions* desde este punto de vista tendrían como finalidad teorizar en un contexto técnico sobre problemas que preocupaban a los constructores de máquinas térmicas. La parte final de la memoria, dedicada a comentar las máquinas de alta presión, y las referencias continuas a problemas prácticos y la cuestión central del rendimiento, avalarían este punto de vista.

Sin embargo, si esa era la intención de Sadi Carnot, podemos asegurar que su fracaso fue rotundo. No parece muy probable que su obra interesara a los ingenieros de su época, que tomaban la gravedad y la presión como «magnitudes» para calcular el trabajo en una máquina y no consideraban que la temperatura fuera una variable suficientemente relevante. Sólo P. Redondi <sup>(014)</sup>, con una paciencia benedictina, ha llegado a probar que algunos ingenieros leyeron a Sadi Carnot, pero no está tan claro que aplicaran sus principios con eficacia, ni que fuera esto lo que guiara el desarrollo

---

(013) R. Fox «Watt's expansive principle in the work of Sadi Carnot and Nicolas Clément» *Notes and Records of the Royal Society of London* xxiv (1969) 233-53.

(014) Puede verse en los capítulos III y IV de P. Redondi *L'accueil des idées de Sadi Carnot* Paris Vrin 1980.

tecnológico posterior. Los constructores de máquinas térmicas, preocupados por la fabricación de piezas que ajustaran perfectamente en sus máquinas, trataban las cuestiones de rendimiento sólo cuando se superaban los problemas prácticos más urgentes, y desde una perspectiva muy práctica.

Por ello el problema que Sadi Carnot ofreció a sus contemporáneos, ha seguido creando problemas a los historiadores de nuestra época. Cuando parecía asentada su figura de ingeniero, ha resurgido con fuerza su dimensión científica.

Por influencia de Truesdell <sup>(015)</sup> se comenzó a trabajar, a partir de 1973, en una interpretación teórica del contenido de las *Réflexions*, llegándose a establecer que podía presentarse como una teoría completa de los ingenios térmicos. De esta manera cuando se ha estudiado con tanto detalle el contenido de la memoria, como antes se había hecho con el contexto, ha quedado de manifiesto no sólo que la pretensión de su autor era fundar una ciencia, sino que además su articulación quedaba perfectamente incardinada en la actividad de la época.

Pero podemos entender la dualidad de dos maneras. En primer lugar por las relaciones peculiares entre la ciencia y la tecnología de la época: Ya hemos dicho que la construcción de las máquinas térmicas se basaba en gran parte en el procedimiento de «ensayo y error». Muchas veces el «error» dominó las experiencias sobre todo en las primeras máquinas de alta presión. Se acumulaban experiencias y éstas resultaban imprescindibles para el proyecto de nuevos modelos y el perfeccionamiento de los antiguos. Pero las teorías del calor, que en cierto modo estaban a medio camino entre la química y la meteorología, no renunciaban a plantearse cuestiones limítrofes entre la ciencia y la tecnología e intentar resolver problemas prácticos que de hecho estaban relacionados con la teoría de gases y los científicos suponían que atraían la atención de los ingenieros. Por ejemplo, la expansión del émbolo en un cilindro de una máquina de vapor, ¿se realiza a temperatura constante, o en un momento determinado la transformación del vapor deja de ser iso-

---

(015) Tal vez el más interesante de los trabajos de Truesdell en este tema sea su libro *The Tragical History of Thermodynamics 1822-1854* New York, Springer 1983.

terma? Si lo fuera se podría aplicar en condiciones ideales la Ley de Mariotte, pero en caso contrario el cálculo se complicaría notablemente ya que no se conocía una ley para transformaciones no-isotermas de la misma generalidad que la mencionada.

En segundo lugar por los propios puntos de vista de Carnot. Se debía construir una ciencia a partir de las máquinas térmicas pero con conclusiones absolutamente generales. El problema residía precisamente en encontrar y usar adecuadamente las nociones calorimétricas que en aquel momento se encontraban a su disposición. No tuvo escrúpulos Carnot para aceptar la teoría calorimétrica al uso, con tal de que sirviera para su propósito.

### 5. *Los problemas de la incipiente ciencia del calor*

Los investigadores, tanto experimentales como teóricos eran conscientes de la enorme imperfección de sus herramientas. Por una parte no se daba por sentado que las interpretaciones al uso sobre la naturaleza del calor fuesen muy adecuadas, considerando poco fiables las leyes obtenidas por medios experimentales, ya que no se tenía una idea clara de su ámbito de validez; a veces se hacían extrapolaciones que llevaban a una gran confusión.

Las únicas relaciones matemáticas admitidas procedían de Euler y tendían a tratar los problemas del calor con categorías mecánicas, estudiándose las transformaciones caloríficas como procesos dependientes del tiempo <sup>(016)</sup>.

Así no nos puede extrañar que la hegemonía del tratamiento teórico del calor procediera de un hombre de la influencia de P. S. Laplace. Primero en su juventud había escrito con Lavoissier la *Memoire sur la chaleur*, donde se establecía un principio de conservación de la cantidad de calor en todo proceso termodinámico. Esta

---

(016) Ya en el siglo XVIII tanto Euler como Lagrange en sus investigaciones sobre fluidos aeriformes habían utilizado relaciones entre presión, densidad y temperatura, de forma que los procesos fueran sometibles al análisis. El propio Laplace, en la *Memoire sur la Chaleur* que escribió como colaborador de Lavoissier, describe que «Todas las variaciones del calor, tanto real como aparente, que experimente un sistema de cuerpos al cambiar su estado, se reproducen en orden inverso cuando el sistema vuelve a su estado original» (Paris 1784, pp. 287-288), principio que tiene clara analogía con los que describen procesos mecánicos.

ley, que fue admitida en la práctica por la totalidad de la comunidad científica incluyendo los *heterodoxos* Fourier y Sadi Carnot, supuso un avance real en la ciencia de la época ya que durante muchos años permitió estudiar los procesos calorimétricos. Posteriormente Laplace junto con Poisson convirtió la teoría del calor en una teoría matemática.

El planteamiento de Laplace se apoyaba en el principio de conservación mencionado y suponía que aunque no se pueda conocer el *calor total* de un cuerpo, se puede llegar a saber su variación, definida a escala diferencial por una diferencial total exacta. Se concebía el calor analíticamente como una función de estado del cuerpo y la temperatura del sistema quedaba reducida a un parámetro de la función de estado.

Pocos físicos de la época mantuvieron otra opinión respecto a la temperatura. Únicamente Fourier y S. Carnot desarrollaron alternativas a esa visión oficial de Laplace, aunque sin oponerse a ella frontalmente.

Efectivamente Sadi Carnot atribuye a la temperatura un papel preponderante ya que hace depender la potencia motriz del calor del *intervalo* de temperatura, del *salto térmico*. A modo de analogía compara ese *salto térmico* con el salto de agua de las máquinas hidráulicas, pero el contexto de la propia obra hace ver que se trata de un símil pedagógico, conociendo la dificultad de interpretación que podría tener atribuir a la temperatura tales propiedades productoras de potencia motriz.

La matematización llevada a cabo por P. S. Laplace contribuyó al desarrollo teórico de la física de los gases. El comportamiento de esos sistemas era una cuestión interesante para calorímetros, químicos y supuestamente para los constructores de máquinas térmicas. Pero además era un banco de pruebas teórico de una importancia indudable para comprobar si los planteamientos analíticos de la mecánica eran transferibles a leyes descubiertas por otros procedimientos.

Desde el siglo XVII la única ley conocida y utilizada era la de Boyle-Mariotte que describía el comportamiento de un gas en condiciones isoterma. Sólo a principios del XIX Gay-Lussac estableció una ley para procesos a presión constante que relacionaba la dilatación de un gas con su aumento de temperatura de un modo regular, *dentro de los límites de la experimentación*, realizada habitualmente

entre los 0° y los 100°. A partir de esta época otros experimentadores como Dulong, Petit, Biot, etc., contribuyeron a esta termodinámica incipiente.

Pero en la teoría del calor se impusieron dos cuestiones con especial intensidad. Una de ellas aparentemente marginal se relacionaba con un problema de mecánica y ya la hemos mencionado anteriormente. Para corregir la regla de la velocidad del sonido dada por Newton, Laplace supuso que su transmisión no se realizaba de modo isoterma, sino que el gas que soportaba la transmisión se dilatava sin intercambiar calor con el medio; hoy diríamos *adiabáticamente* <sup>(017)</sup>. Poisson estudió la ley que rige este tipo de transformaciones, pero primero N. Clément, según parece sugerir un manuscrito de 1819, y en todo caso S. Carnot en sus *Réflexions* consideraron que ese tipo de expansión y compresión es la que se realiza en el recorrido en un émbolo en una máquina de fuego ideal, después de la primera fase isoterma.

La otra cuestión, más centrada en la física del calor, se refiere al problema de los calores específicos de los gases. Se admitía que estos sistemas poseían dos tipos de calores específicos diferentes, uno a volumen constante y otro a presión constante, justificándose la diferencia por el recurso a los *calores latentes* que era el auxilio habitual de los físicos en las cuestiones caloríficas desde Blake. No se sabía medir el calor específico a volumen constante y se suponía que lo relevante eran «relaciones» entre los dos calores específicos, midiendo el calor específico a presión constante,  $C_p$ .

Pero en una expansión, tradicionalmente se distinguía entre un *calor específico debido al volumen* y un *calor específico debido al peso*, dos magnitudes que se prestaban bien a las experimentaciones. Era muy importante medir estas cantidades ya que daban la información de la forma como los sistemas físicos *absorbían* y *cedían* calor en procesos de compresión y dilatación que, dicho sea de paso, también

---

(017) Newton en su *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, libro II, proposición L, da una expresión para calcular la velocidad del sonido dependiente de la presión y la densidad del medio donde se produce la transmisión y supone que el proceso es isoterma. Laplace cuando publicó su *Mécanique Céleste* quiso incluir una corrección a la regla de Newton que no daba valores compatibles con los obtenidos en la experimentación. La solución de Laplace se vio como una confirmación de su concepción del calor.

eran los procesos básicos de intercambio calorífico en una máquina térmica.

Como no se sabía a ciencia cierta qué pasaba con esos calores específicos y los científicos consideraban que era una tarea prioritaria su medición, el *Intituto* que fomentaba la investigación en temas relacionados con teoría de gases convocó, a instancias de Berthollet, un premio con el siguiente objetivo:

«Determinar el calor específico de los gases, en particular el del oxígeno, hidrógeno, nitrógeno y algunos gases compuestos, comparándolos con el calor específico del agua. Determinar al menos aproximadamente la variación del calor específico cuando se expanden los gases. *Se invita a los competidores a indicar las principales consecuencias que tendrán estas nuevas mediciones para la teoría física*» <sup>(018)</sup>.

Delaroche y Bérard ganaron el premio concluyendo que el calor específico debido al peso aumenta cuando la densidad disminuye, dando soporte experimental a la doctrina oficial. La variación observada se podría haber atribuido a errores de experimentación ya que estaba apoyada en pocos datos experimentales y la variación observada no era demasiado grande. Pero se aceptó sin reserva porque confirmaba la teoría de *los calores latentes*, dominante en aquella época y según la cual hay una correlación íntima entre la capacidad de una sustancia para contener el calor y su calor específico.

Este error histórico en la interpretación de unos resultados experimentales enturbió el desarrollo teórico de la termodinámica. Los experimentos realizados fueron revisados por Regnault en 1852. El lapso de tiempo transcurrido puede dar una idea aproximada de las dificultades experimentales y teóricas que tuvieron los primeros termodinámicos. Como consecuencia de esto las cuestiones técnicas tampoco tenían una respuesta adecuada. Por ejemplo Navier en 1821 había señalado la dificultad de calcular el calor absorbido o cedido en una comprensión o dilatación isoterma; to-

(018) *Mémoire de la classe des sciences mathématiques et physiques de l'Institut Imperial de France* 11 (1811), p. XCV.

davía era peor el caso de una transformación adiabática<sup>(019)</sup>. El conocimiento deficiente de los calores específicos complicaba el problema.

## 6. *La estructura de las Réflexions*

Cuando Sadi Carnot redactó su memoria fue consciente de la gran debilidad teórica y de la limitación experimental en la que se apoyaba la termodinámica de su época. No obstante contó con ella; no fue un reformador, pero la usó conociendo sus límites y fijándose en aquellos aspectos de los fenómenos caloríficos menos comprometidos con la teoría.

Así las *Réflexions* son deudoras de todo este contexto, tanto científico como técnico. Su articulación muestra la riqueza del planteamiento del autor. Sin embargo su aspecto externo es un tanto engañoso. Parece fácil de leer y el lector puede deslizarse de la primera página hasta la última sin llegar a percibir su complejidad. Tal vez contribuya a ello no estar dividida en partes y tener una gran abundancia de notas que cargan con la parte más conflictiva del tema. No obstante podrían reconocerse en ella tres secciones precedidas de una pequeña introducción.

Comienza la memoria con unas páginas donde Carnot considera el papel del calor en el desarrollo de los procesos naturales. Este punto de partida que responsabiliza al calor de gran parte de las transformaciones que se dan en la superficie terrestre, era una opinión mantenida por muchos autores de la época y muestra la influencia de la joven meteorología en la ciencia. Daba lugar a una concepción que Cardwell ha denominado «cosmología del calor»<sup>(020)</sup>. Sin embargo el tratamiento del calor como causa universal no sólo se encuentra entre científicos como Carnot también aparece en la obra de Fourier mencionada anteriormente.

Pero en las *Réflexions* el punto de partida no es la contemplación de

(019) C. Navier, «Note sur l'action mecanique des combustibles» *Annales de Chimie et Physique* 2e s. 17 (1821) pp. 357-372.

(020) Cardwell *From Watt to Clausius. The Rise of Thermodynamics in the Early Industrial Age* Londres Heinemann 1971, capítulo 6.

los fenómenos naturales debidos al calor, ni su análisis, ni su medición. Según Carnot para comenzar a entender un proceso calorífico hay que buscarlo, no directamente en la naturaleza sino en un artefacto; la fuente de experimentación será una *máquina de fuego*, es decir cualquiera que extraiga la potencia motriz del calor.

Pero las máquinas que puede analizar Carnot no han sido construidas para estudiar esa transformación, sino para realizar trabajos prácticos, drenar las minas, arrastrar vagones, subir mineral, etc. Por eso el autor considera que el fenómeno de producción de movimiento por medio del calor no se da en ellas de un modo suficientemente general, así se ha de construir mentalmente una máquina donde ese fenómeno ~~no se~~ encuentre truncado e incompleto.

La primera sección contiene los elementos más originales del pensamiento de Sadi Carnot y tiene como objetivo establecer las leyes que rigen el funcionamiento de tales máquinas ideales. Tomar como punto de partida un sistema construido, aunque sea ideal, no para *estudiar* un conjunto de fenómenos científicos, sino para *realizar* una función independiente del estudio teórico, era una audacia nueva. Hasta entonces siempre se había considerado el problema analizando cada una de las partes del proceso de producción de potencia motriz, sin tomarlo en su totalidad.

Por eso conviene destacar en esta sección algunos aspectos que merecen una atención especial. Carnot, después de resaltar la función de la temperatura en la realización de la potencia motriz, analiza la noción de *ciclo de transformaciones* en una máquina ideal. En este aspecto su estudio va más lejos que los tratamientos de su época sobre máquinas térmicas; en ellos se encuentra siempre una gran preocupación por el estudio de la expansión del émbolo, momento en el que se aprovecha el trabajo mecánico, pero no se analiza lo que ocurre después de la apertura de las válvulas de salida de vapor. Carnot por el contrario centra su análisis en la recuperación del estado inicial, concibiendo la serie de operaciones de la máquina como un ciclo cerrado.

La construcción del ciclo se realiza en dos etapas. Primero estudia uno extraído de las condiciones de funcionamiento de una máquina de vapor ideal. Lo describe como una serie de operaciones isotérmicas y adiabáticas, donde estas últimas tendrían la función de realizar el «salto térmico» entre las dos fuentes de calor. En este contexto llega a concluir que una máquina ideal debe ser *reversible*,



algo difícil de conseguir en una máquina de vapor. La conclusión de la *reversibilidad* no tiene en Carnot un origen dinámico y muestra la influencia de la mecánica que aludíamos anteriormente. Era fácil de concluir en un contexto donde los procesos termodinámicos se consideraban dependientes del tiempo.

A continuación Carnot estudia *la máquina de fuego* ideal donde actúa un *fluido gaseoso* realizando un ciclo de operaciones ya cerrado en el que la variación de temperatura se realiza aprovechando las propiedades físicas del gas, sin que haya en él ningún salto térmico que no se deba a una variación de volumen. Es evidente que a pesar de los símiles hidráulicos utilizados por Carnot, la máquina de fuego se diferencia de la máquina hidráulica en su capacidad de funcionar por ciclos cerrados. El teorema general de Carnot queda de esta manera firmemente establecido.

Pero no se contentó con establecer el teorema y sus consecuencias. Probablemente pensó que su planteamiento científico sólo convencería si mostraba que tenía una conexión con los problemas que preocupaban a los científicos de su tiempo, y por este motivo dedicó lo que nosotros hemos denominado segunda sección (de la página 57 a la 73) a aplicar los resultados obtenidos a las propiedades de los calores específicos. Todos los resultados que presenta excepto uno, que depende de las conclusiones de Delaroche y Bérard, se mantuvieron en la termodinámica posterior. Uno de ellos, el reflejado en la página 57 fue conseguido experimentalmente por Dulong en 1829; éste no menciona a Carnot porque probablemente ni siquiera había leído las *Réflexions*.

Quedaba sentado que los principios descubiertos en el análisis de la realización de la potencia motriz del calor eran fecundados, al menos a los ojos de su autor. Por lo tanto podía volver en la tercera sección al tema fundamental de la memoria. En ella se contiene el análisis del papel de la diferencia de temperatura entre las fuentes térmicas caliente y fría en la producción de potencia motriz (pág. 73 a 89). Los límites de las conclusiones de Carnot coinciden con los límites del conocimiento que en su época se tenía de qué era una escala termométrica y el significado de la temperatura.

Finalizan las *Réflexions* aplicando los resultados a problemas técnicos y analizando, entre otras, la máquina de los hermanos Niepce que en su concepción es un precedente de los motores de explosión que se desarrollaron en la segunda mitad del siglo.

7. *El destino de las ideas de Carnot*

Ya hemos mencionado que no pueden considerarse las *Réflexions* como un libro de éxito. A pesar del esfuerzo del autor por hacer una exposición clara y sencilla de sus principios no logró convertirse en un libro de lectura habitual ni entre los científicos ni entre los ingenieros. Sin embargo un ingeniero llamado Clapeyron, también alumno de la *École Polytechnique*, descubrió un ejemplar de la obra de Carnot encontrando su lectura sumamente ardua, algo que probablemente habría sorprendido a su autor. Como Clapeyron no renunciaba a su formación matemática, creyó facilitar la teoría expuesta representando el proceso cíclico por medio de un gráfico, donde las abscisas fuesen los volúmenes específicos y las ordenadas las presiones. Así lo hizo en una pequeña obra que tituló «Memoria sobre la potencia motriz del calor» y que logró publicar en 1834 en el *Journal de l'École Polytechnique* <sup>(021)</sup>.

Años más tarde, en 1845, W. Thomson, cuando fue admitido en el laboratorio de Regnault, encontró en esa obra de Clapeyron el hilo que le llevaría hasta Carnot. En 1851 W. Thomson escribió un artículo titulado «Sobre la teoría dinámica del calor, con resultados numéricos deducidos a partir del equivalente de una unidad térmica de Joule, y de las observaciones del vapor de Regnault» <sup>(022)</sup>. Allí planteaba una teoría de la potencia motriz del calor a partir de un principio de equivalencia (de Joule) y un principio de Carnot, para probar que «las conclusiones que Carnot y algunos seguidores (probablemente se refiera a Clapeyron) obtienen por medio de un peculiar modo de razonar, se pueden deducir de las hipótesis de la teoría dinámica del calor». Al hacer esto W. Thomson se unía a la tesis de Clausius quien había mostrado la posibilidad de adecuar los ciclos de Carnot con el principio de equivalencia calor-trabajo.

Esto representaba un espaldarazo definitivo a las tesis de Carnot ya que en el intervalo que media entre la publicación de las *Réflexions* (1824) y el artículo de W. Thomson (1851) se había trabajado intensamente en la determinación del equivalente mecánico del calor. Y

(021) Clapeyron mandó su memoria primero a los *Annales des Mines*, donde probablemente no fue considerado suficientemente interesante, y finalmente se publicó en el *Journal de l'École Polytechnique*, 14.C.23 (153-190).

(022) Véase nota (002).

muchos contemporáneos de W. Thomson achacaron el escaso interés promovido por la memoria de Carnot a su utilización del calórico como vehículo de exposición, uso que entraba en conflicto con la interpretación del principio de equivalencia. Es uno de esos casos donde unos científicos extrapolan el estado de la ciencia de su época a un período anterior, juzgando carentes de interés las investigaciones llevadas a cabo unas décadas antes porque no tienen en cuenta lo que iba a suceder en la ciencia unas décadas después.

La cuestión residía en saber si Sadi Carnot había conocido los primeros trabajos realizados por el conde de Rumford, que ponían en cuestión la hipótesis del calórico.

En 1878 el hermano de Carnot cedió a la Academia de las Ciencias de París los manuscritos que habían quedado en poder de la familia y que recogían notas tomadas por Sadi Carnot probablemente después de la redacción de las *Réflexions*. Como nuestros lectores comprobarán, pues las reproducimos íntegramente, en ellas se muestra un científico al tanto de los progresos de su época, conocedor de los experimentos que ponían en entredicho la hipótesis del calórico. Incluso cabe resaltar, en la nota que lleva el número 5 de nuestra numeración, las consideraciones hechas sobre la naturaleza del calor, basándose, y esto es lo verdaderamente importante, en el análisis de los fenómenos de radiación y de transmisión.

Habitualmente se ha insistido en que el dismantelamiento de la hipótesis del calórico se debió a las investigaciones sobre el principio de equivalencia calor-trabajo. Sin embargo el estudio de la historia detallada del problema muestra que durante mucho tiempo no se supo qué significado podría tener la equivalencia entre una unidad mecánica y otra calórica, cómo se realizaba dicha equivalencia y cuál era su ámbito de aplicación. La convicción de la existencia de una equivalencia movimiento-calor se abrió paso lentamente con el estudio de los fenómenos de radiación, al tener éstos una gran importancia en las primeras décadas del siglo XIX. Dando una *imagen* de correlación calor-luz-movimiento se estaba proporcionando una representación plausible para entender la equivalencia.

Sin embargo ni las experiencias del conde de Rumford, ni los análisis a los que aludimos podían sustituir la eficacia del calórico que había sido mostrada en *Traité de Mécanique Céleste* de Laplace.

Fourier evitó la cuestión cambiando el modo de abordar el problema analítico y haciendo que la solución fuese independiente de la

hipótesis del calor empleada. Carnot utilizó el calórico, consciente de su debilidad teórica, pero obteniendo conclusiones que no dependían de él. Siempre ha sorprendido a sus sucesores que Carnot llegara a calcular el equivalente mecánico del calor, años antes de que lo hiciera Mayer o Joule; su forma de hacerlo atrajo la atención de científicos como H. Poincaré o E. Mach <sup>(023)</sup>. En este sentido cabe interpretarlo como un exponente del espíritu fenomenista de Carnot que lo asimila a otros hombres de su época, como Fourier.

#### 8. *Las ediciones de las Réflexions* .....

A pesar de la falta de éxito inicial las *Réflexions* fueron reeditadas varias veces en francés durante el siglo XIX, primero en 1872 y por último en 1878 con parte de los manuscritos cedidos por la familia. Después en 1953, Blanchard hizo una edición íntegra de los manuscritos de 1878.

Finalmente el texto ha sido fijado en una edición realizada en 1978 por R. Fox quien ha estudiado todas las variantes de los manuscritos tanto de las *Réflexions* como de las notas de 1878; añadiendo los textos de varios manuscritos encontrados en la Biblioteca Central de la Escuela Politécnica y en el Servicio Histórico del Ejército, en el castillo de Vincennes así como el manuscrito publicado por W. A. Gabbey y J. W. Herivel titulado «Búsqueda de una fórmula adecuada para representar la potencia motriz del vapor de agua. El trabajo de R. Fox es de una calidad tal que necesariamente sirve de referencia para cualquier trabajo posterior sobre la obra de Carnot. Recientemente el propio R. Fox ha realizado la traducción a la lengua inglesa de su edición francesa <sup>(024)</sup>.

En esta edición presentamos las *Réflexions* acompañadas del manuscrito editado por W. A. Gabbey y J. W. Herivel y los manuscritos científicos de 1878. Creemos que la lectura de estos últimos es sumamente interesante para comprender la perspectiva de Carnot

---

(023) Atrajo especialmente la atención de E. Mach que lo trata en la página 245 de su obra *Die Principien der Wärmelehre historisch Entwickelt*, Leipzig, 1896.

(024) Esta edición crítica de R. Fox fue editada por la Ed Vrin. Actualmente se trabaja en una nueva edición alemana que está a cargo de R. Fox y K. von Meyenn.

sobre la ciencia de su época y valorar el proceso de producción científica con todas las incertidumbres y problemas que surgían en torno a unas cuestiones que estaban destinadas a convertirse en uno de los problemas fundamentales de la ciencia de la época.

No obstante nuestra edición no es la primera que aparece en lengua castellana, el profesor J. Cabrera publicó una traducción de las *Réflexions* en 1927. Deseamos mencionar este hecho porque testimonia una preocupación por los clásicos que honran a la sociedad científica de su tiempo.

.....

### *Bibliografía sucinta*

.....

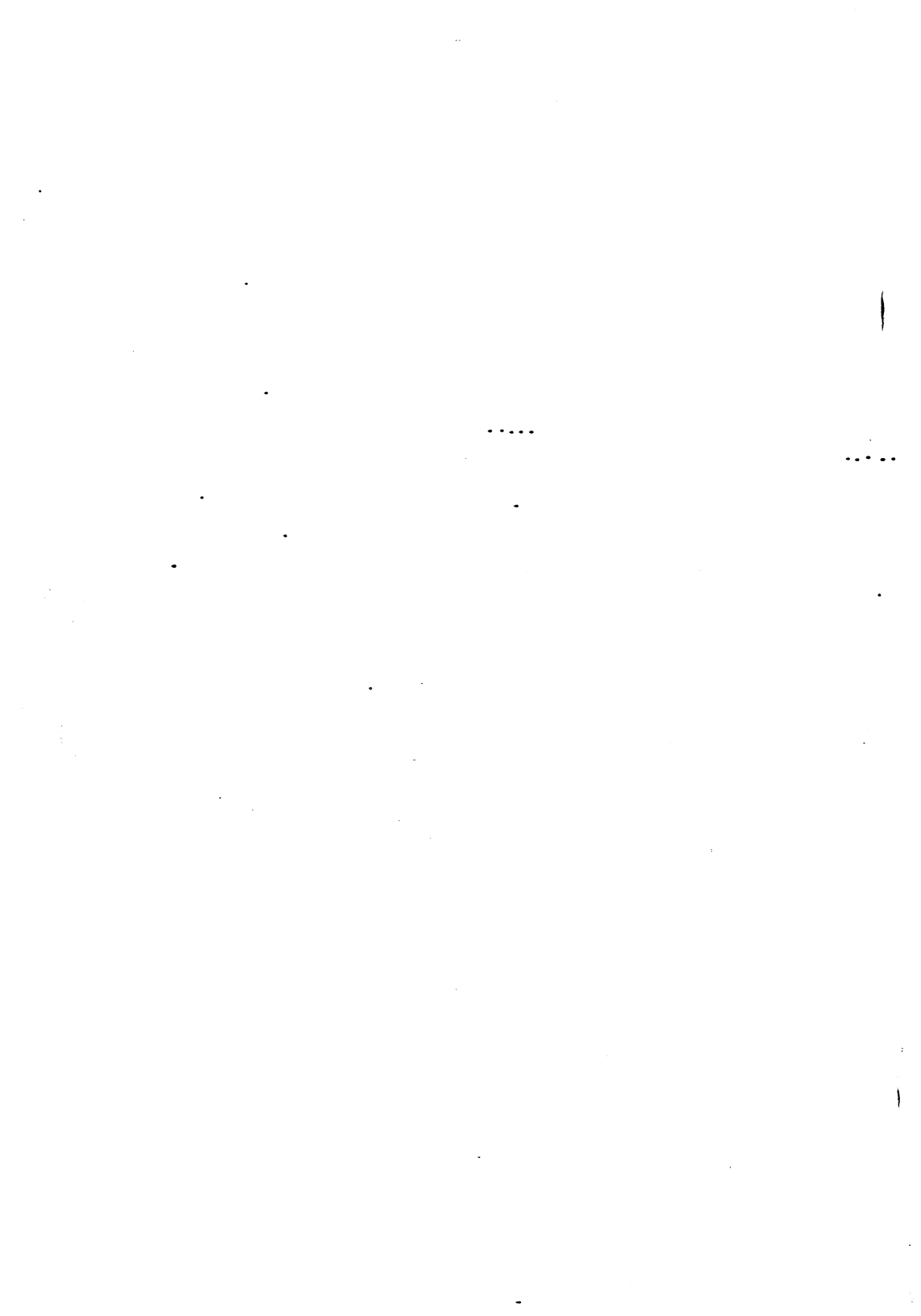
1. La edición crítica más autorizada está realizada por:  
R. FOX. *Réflexions sur la puissance motrice du feu*. París, 1978, VRIN. Contiene todos los manuscritos relevantes de S. Carnot.
2. Sobre S. Carnot podemos recomendar:
  - A) Sadi Carnot et L'essor de la Thermodynamique: Paris École Polytechnique, 11-13 junio 1974. París, 1976, Ed. du CNRS. Son los textos de una mesa redonda organizada por el CNRS con ocasión del 150 aniversario de las *Réflexions*.
  - B) GILLISPIE. *The Edge of Objectivity. An essay in the history of scientific ideas*, Princeton; 1960, U.P., capítulo 9.
  - C) D. S. L. CARDWELL. *From Watt to Clausius. The rise of thermodynamics in the early industrial age*. Londres, 1971, Heinemann, capítulos 7 y 8.
  - D) R. FOX. *The Caloric Theory of Gases, from Lavoisier To Regnault*, Oxford 1971, Oxford, U.P., capítulo 5.
  - E) I. C. TRUESDELL. *The Tragicomical History of Thermodynamics 1822-1854*. New York, 1980. Springer Verlag, capítulo 5.
  - F) PIETRO REDONDI. *L'Accueil des idées de Sadi Carnot, de la légende a l'histoire*.
  - G) C. JEAN P. MAURY. *Carnot et la Machine de Vapeur*, París 1986, PUF.

t  
n  
n  
o  
n  
s.  
-  
-  
t

**MEMORIA**

,  
e  
. .  
S  
f  
f  
,  
o  
-  
-  
y





# REFLEXIONES SOBRE LA POTENCIA MOTRIZ DEL FUEGO Y SOBRE LAS MÁQUINAS ADECUADAS PARA DESARROLLAR ESTA POTENCIA

Nadie ignora que el calor puede ser la causa del movimiento, que incluso posee una gran potencia motriz: las máquinas de vapor, hoy tan difundidas, son una prueba elocuente de ello que salta a la vista.

Deben atribuirse al calor las grandes transformaciones que llaman nuestra atención en la superficie de la tierra; a él se deben las agitaciones atmosféricas, la ascensión de las nubes, la caída de las lluvias y otros meteoros, las corrientes de agua que surcan la superficie del globo <sup>(025)</sup>, y de las que el hombre ha llegado a utilizar sólo una pequeña parte: finalmente los temblores de tierra, las erupciones volcánicas reconocen como su causa el calor.

De esa inmensa reserva podemos obtener la fuerza motora necesaria para nuestras necesidades; al ofrecernos combustible en todas partes, la naturaleza nos ha dado la facultad de producir en cualquier momento y lugar el calor y la potencia motriz que es su

---

(025) Como ya hemos comentado en la introducción, la meteorología tuvo una gran incidencia en las primeras etapas de la termodinámica. Ya en el siglo XVII Halley, preocupado por problemas relacionados con la presión de vapor de agua, estableció el primer ciclo meteorológico al mostrar que la evaporación de un mar relativamente cerrado como el Mediterráneo equivalía aproximadamente al aporte de agua de los ríos que desembocaban en sus costas.



consecuencia. El objeto de las máquinas de fuego es desarrollar esa potencia, adecuarla para nuestros usos <sup>(026)</sup>.

El estudio de tales máquinas es de un interés extraordinario, su importancia es inmensa, su empleo aumenta cada día. Parecen destinadas a producir una gran revolución en el mundo civilizado. Ya la máquina de fuego explota nuestras minas, hace moverse nuestros navíos, draga nuestros puertos y riberas, forja el hierro, tala los montes, muele el grano, hila y urde nuestros tejidos, transporta los fardos más pesados, etc. Parece que un día servirá de motor universal y tendrá preferencia sobre la fuerza de los animales, las caídas de agua, y las corrientes de aire. Sobre los primeros motores tiene la ventaja de la economía; sobre los otros dos la ventaja inapreciable de poder emplearse en cualquier momento y lugar, y no sufrir nunca interrupción en su trabajo.

Si algún día se llega a perfeccionar tanto la máquina de fuego que resulte poco costosa en su instalación y combustible, reunirá todas las cualidades deseables y hará tomar a las artes industriales una pujanza cuya amplitud sería imposible de preveer.

En efecto, no solamente un motor potente y cómodo que se pueda construir o transportar en cualquier lugar, sustituye a los motores ya en uso; sino que además, donde se aplica, produce un rápido crecimiento en las artes, pudiendo incluso crear algunas totalmente nuevas.

El servicio más notable que la máquina de fuego ha producido a Inglaterra es, sin duda alguna, haber reactivado la explotación de sus minas de hulla, que había llegado a languidecer y que amenazaba con extinguirse completamente a causa de la dificultad cada vez mayor de los drenajes de agua y la extracción del combustible <sup>1</sup>. Se

---

1 Se puede afirmar que la extracción de la hulla se ha decuplicado en Inglaterra desde la invención de las máquinas térmicas. Algo parecido ha ocurrido con la extracción del cobre, el estaño y el hierro. El efecto producido hace medio siglo por la máquina de fuego en las minas de Inglaterra se repite hoy en las minas de oro y plata del nuevo mundo, minas cuya explotación declinaba día a día, principalmente a causa de la insuficiencia de los motores empleados para los drenajes y extracción de minerales.

(026) Hemos traducido «Machine à feu» como máquina de fuego rehusando la traducción de J. Cabrera de «máquina térmica». Creemos que esta última versión interpreta en términos contemporáneos la expresión original de Sadi Carnot, eliminando los problemas que aparecían en aquella época en la consideración de las máquinas de aire y las primeras máquinas de explosión.

debe poner en segundo lugar los servicios prestados en la fabricación de hierro, tanto por la hulla, ofrecida con abundancia, y sustituta de la madera en un momento cuando ésta comenzaba a agotarse, como por las potentes máquinas de todas clases cuyo uso permitió o facilitó el empleo de la máquina de fuego.

El hierro y el fuego son, como se sabe, los alimentos, los soportes de las artes mecánicas. Puede ser que no exista en Inglaterra un solo establecimiento industrial cuya existencia no se funde en el uso de esos agentes y que no se los utilice con profusión. Despojar hoy a Inglaterra de su máquina de vapor, sería arrebatarle a la vez la hulla y el hierro; sería acabar con sus fuentes de riqueza, arruinar todos sus medios de prosperidad; sería anular su potencia colosal. La destrucción de su marina, que considera su más firme apoyo, tal vez le sería menos funesta.

La navegación segura y rápida de los buques de vapor puede contemplarse como un arte totalmente nuevo, debido a las máquinas de fuego. Este arte ya ha permitido el establecimiento de comunicaciones rápidas y regulares en los estrechos y en los grandes ríos del antiguo y nuevo continente. Ha permitido recorrer regiones todavía salvajes, donde no hace mucho apenas se podía penetrar; ha permitido llevar los frutos de la civilización a puntos del globo donde habrían sido esperados todavía muchos años. La navegación debida a las máquinas de fuego en cierto modo aproxima las naciones más lejanas. Tiende a reunir los pueblos de la tierra, como si todos habitaran en una misma comarca. En efecto, disminuir la duración, las fatigas, las incertidumbres y los peligros de los viajes, ¿no es acortar mucho las distancias? <sup>2 (027)</sup>

El descubrimiento de las máquinas de fuego, como la mayor parte de los inventos humanos, debe su nacimiento a ensayos casi

---

2 Hablamos de disminuir los peligros de los viajes: efectivamente aunque el empleo de la máquina de fuego en un navío ofrece algunos peligros que se han exagerado mucho, éstos quedan compensados ampliamente por su capacidad para mantenerse siempre en una ruta trazada previamente y bien conocida, de resistir el embate de los vientos cuando éstos empujan el navío contra las costas, contra los bajíos o contra los escollos.

(027) La navegación de vapor fue objeto de interés en Francia durante los últimos años del s. XVIII y primeros del s. XIX. Véase a ese respecto el libro de Payen citado en nota (007).

informes, que se han atribuido a varias personas y de los que no se conoce con exactitud el verdadero autor. Pero el principal descubrimiento no está en estos primeros ensayos, sino en los sucesivos perfeccionamientos que han llevado las máquinas de fuego al estado en que las vemos hoy en día. Hay más o menos la misma distancia entre los primeros aparatos donde se desarrolló la fuerza expansiva del vapor y las máquinas actuales, que entre la primera balsa que pudieron hacer los hombres y un navío de alto bordo.

Si el honor de un descubrimiento pertenece a la nación donde ha adquirido todo su crecimiento y desarrollo, este honor no puede negársele a Inglaterra: Savery, Newcomen, Smeathon, el célebre Watt, Woolf, Trevetick y algunos otros ingenieros ingleses son los verdaderos creadores de la máquina de fuego, ya que en sus manos ha adquirido todos sus grados sucesivos de perfeccionamiento. Por lo demás, es natural que una invención humana nazca y sobre todo se desarrolle y se perfeccione, allí donde la necesidad se haga sentir más imperiosamente <sup>(028)</sup>.

A pesar de los trabajos de todo tipo emprendidos sobre las máquinas de fuego y a pesar del estado satisfactorio donde han llegado hoy día, su teoría ha avanzado muy poco y los intentos para perfeccionarlas están todavía dirigidos casi por el azar.

Frecuentemente se ha suscitado la cuestión de saber si la potencia motriz <sup>3</sup> es limitada, o si no tiene límites; si los perfeccionamientos posibles de las máquinas de fuego tienen un término prefijado, que la misma naturaleza de las cosas impide sobrepasar por cualquier medio que sea, o si, por el contrario, esos perfeccionamientos son susceptibles de una extensión indefinida. Durante mucho tiempo también se ha intentado saber, e incluso se intenta saber hoy, si no

---

3 Nos servimos aquí de la expresión potencia motriz para designar el efecto útil que es capaz de producir un motor. Siempre puede asimilarse este efecto a la elevación de un peso a una cierta altura; tiene, como se sabe, como medida el producto del peso multiplicado por la altura a la que se ha elevado.

(028) Sadi Carnot pertenece a un grupo de científicos franceses que en plena Restauración no tuvieron inconveniente en reconocer los méritos de Gran Bretaña en el desarrollo de las máquinas de vapor. El mismo contribuyó a traducir y difundir trabajos de Watt, así como su amigo Ch. Dupin citado en la Introducción. Más tarde, en 1828, Arago defendió la idea de que Papin era el verdadero inventor de la máquina de vapor, desatándose una polémica verdaderamente patriótica.

existirían agentes preferibles al vapor de agua para desarrollar el vapor motriz del fuego <sup>(029)</sup>; si el aire atmosférico, por ejemplo, no presentaría, respecto a esta cuestión, grandes ventajas. Nos proponemos someter aquí estas cuestiones a un examen ponderado.

No se ha considerado desde un punto de vista suficientemente general el fenómeno de la producción del movimiento por medio del calor. Sólo se le ha considerado en máquinas cuya naturaleza y modo de acción no le permitirían tomar toda la amplitud de que es capaz. En tales máquinas el fenómeno se encuentra de alguna manera truncado, incompleto; resulta difícil reconocer sus principios y estudiar sus leyes.

Para considerar en toda su generalidad el principio de la producción de movimiento por medio del calor, es necesario concebirlo independientemente de todo mecanismo, de todo agente particular; es necesario establecer razonamientos aplicables, no sólo a las máquinas de vapor <sup>4</sup>, sino a cualquier máquina de fuego imaginable, cualquiera que sea la sustancia que se utilice, y cualquiera que sea la manera que se actúe sobre ella.

Las máquinas que no reciben su movimiento del calor, las que tienen como motor la fuerza de los hombres o de los animales, un salto de agua, una corriente de aire, etc., pueden estudiarse hasta en sus más mínimos detalles mediante la teoría mecánica. Todos los casos están previstos, todos los movimientos imaginables están sometidos a principios generales sólidamente establecidos, y aplicables en cualquier circunstancia. Éste es el carácter de una teoría completa. Una teoría semejante evidentemente falta para las má-

---

4 Distinguimos aquí la máquina de vapor de la máquina de fuego en general: ésta puede usar cualquier agente, vapor de agua u otro distinto, para obtener la potencia motriz del calor.

(029) La expresión «vapor motriz del fuego» fue eliminada por los redactores de los *Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure* que realizaron en 1872 la reedición de las *Reflexiones* y la sustituyeron por la expresión «valor motriz del fuego». En reediciones posteriores —y por supuesto especialmente la de R. Fox— fue restituida la expresión original, no considerándola como una errata. Según P. Redondi (nota 014) de expresión mencionada manifiesta la tendencia a tratar materialmente el calor cuando se relaciona con el ámbito tecnológico. Se encuentra la misma expresión en la memoria de N. Clément que S. Carnot cita en la nota de la p. 89. Revela el influjo que ejerció sobre S. Carnot todo el contexto del *Coservatoire* donde se sentía la influencia del desaparecido Lavoisier con más intensidad que la ejercida por Laplace.

quinas de fuego. No se poseerá una hasta que las leyes de la física se hayan ampliado y generalizado tanto, que sirvan para hacer conocer de antemano todos los efectos del calor cuando actúa de una forma determinada sobre un cuerpo cualquiera.

En las consideraciones que van a seguir supondremos un conocimiento al menos superficial de las distintas partes que constituyen una máquina de vapor ordinaria. Por eso juzgamos inútil explicar qué es un fogón, una caldera, un cilindro de vapor, un émbolo, un condensador, etc.

La producción de movimiento en las máquinas de vapor siempre se acompaña de una circunstancia en la que debemos fijar nuestra atención. Esta circunstancia es el restablecimiento del equilibrio en el calórico, es decir, su paso de un cuerpo cuya temperatura es más o menos elevada, a otro cuya temperatura es más baja. En efecto, ¿qué ocurre en una máquina de vapor cuando está en actividad? El calórico, desarrollado en el fogón, atraviesa las paredes de la caldera, da lugar a la formación de vapor, al que de alguna manera se incorpora. El vapor, arrastrándolo consigo, lo lleva primero al cilindro, donde cumple una función determinada, y después lo transporta al condensador, donde se licua por el contacto con el agua fría que allí se encuentra. En último extremo el agua fría del condensador se apodera del calórico desarrollado en la combustión. Se calienta por medio del vapor, como si hubiese estado situada directamente en el fogón. Aquí el vapor no es sino un medio para transportar el calórico; cumple la misma función que en el calentamiento de los baños por el vapor, con la excepción de que en el caso anterior hemos convertido su movimiento en algo útil.

En las operaciones que hemos descrito se reconoce fácilmente el restablecimiento del equilibrio en el calórico, su paso de un cuerpo más o menos caliente a un cuerpo más frío. Aquí el primero de esos cuerpos es el aire recalentado en el fogón, el segundo es el agua de condensación. El restablecimiento de equilibrio en el calórico se realiza entre ellos, si no completamente, al menos en parte; porque de un lado, el aire recalentado, después de haber realizado su función y haber rodeado la caldera, se escapa por la chimenea con una temperatura menor que la que había adquirido por efecto de la combustión; y además el agua del condensador, después de haber licuado el vapor, abandona la máquina con una temperatura superior a la que tenía antes de entrar en ella.

Así pues la producción de la potencia motriz en la máquina de vapor se debe no a un consumo real del calórico, *sino a su transporte de un cuerpo caliente a un cuerpo frío*, es decir al restablecimiento de su equilibrio, que supuestamente se había roto por algún medio, es decir por una acción química, como es el caso de la combustión, o por cualquier otra causa. Pronto veremos que este principio es aplicable a cualquier máquina que sea puesta en movimiento por medio del calor.

Según este principio para producir potencia motriz, no basta producir calor: además hay que procurarse frío; el calor sin el frío sería inútil. Efectivamente, si nos encontrásemos rodeados de cuerpos tan calientes como nuestros fogones ¿cómo llegaríamos a condensar el vapor? ¿Dónde lo colocaríamos, una vez producido? No sería verosímil creer que podríamos lanzarlo a la atmósfera <sup>5</sup>, como sucede en algunas máquinas: la atmósfera no lo recibiría. En nuestra situación presente, éste recibe el calor porque cumple la función de un gran condensador, ya que se encuentra a una temperatura más fría: de otro modo pronto quedaría saturada, o mejor dicho, lo estaría incluso de antemano <sup>6</sup>.

Allá donde exista una diferencia de temperatura, en todo lugar donde se pueda restablecer el equilibrio del calórico, se puede dar lugar a la producción de potencia motriz. El vapor de agua es un medio para realizar esta potencia, aunque no es el único: todos los cuerpos de la naturaleza pueden utilizarse para esa función; todos son susceptibles de cambiar su volumen, de realizar contracciones y dilataciones sucesivas por situaciones alternativas de calor y frío

5 Algunas máquinas de alta presión lanzan el vapor a la atmósfera en lugar de condensarlo; se las emplea especialmente en los lugares donde sería difícil procurarse una corriente de agua fría suficiente para realizar la condensación.

6 La existencia del agua en estado líquido, admitida aquí necesariamente, puesto que sin ella las máquinas de vapor no podrían alimentarse, supone la existencia de una presión capaz de impedir que este agua se evapore, a causa de una presión igual o superior a la presión de vapor para la temperatura considerada. Si el aire atmosférico no ejerciera una presión parecida, se originaría inmediatamente una cantidad de vapor de agua suficiente para ejercerla sobre ella misma, y sería necesario superar esta presión para lanzar el vapor de agua de las máquinas a la nueva atmósfera. Equivaldría a superar la tensión que le queda al vapor después de su condensación efectuada por medios ordinarios.

Si reinara una temperatura muy elevada en nuestro globo, como no parece dudo que prevalezca en su interior, todas las aguas del océano existirían en la atmósfera en forma de vapor y no se encontraría ninguna cantidad en estado líquido.

todos son capaces de vencer en sus cambios de volumen ciertas resistencias y desarrollar así potencia motriz. Un cuerpo sólido, una barra metálica, por ejemplo, calentada y enfriada alternativamente, aumenta y disminuye de longitud y puede mover cuerpos fijados en sus extremos. Un líquido calentado y enfriado alternativamente aumenta y disminuye su volumen y puede vencer obstáculos, más o menos grandes, opuestos a su dilatación. Un fluido aeriforme es susceptible de cambios de volumen considerables por variaciones de temperatura; si está encerrado en un recipiente de capacidad variable, como un cilindro dotado con un émbolo, producirá movimientos de una gran extensión. Los vapores de todos los cuerpos capaces de pasar al estado gaseoso, de alcohol, mercurio, azufre, etc. ..., podrían desempeñar la misma función que el vapor de agua. Éste, calentado y enfriado alternativamente, produciría potencia motriz como los gases permanentes, es decir sin volver nunca al estado líquido. La mayor parte de estos medios han sido propuestos, muchos incluso han sido ya ensayados, aunque hasta ahora sin ningún éxito relevante.

Hemos hecho ver que en las máquinas de vapor la potencia motriz se debe a un restablecimiento de equilibrio en el calórico; esto tiene lugar no solamente en las máquinas de vapor, sino también en toda máquina de fuego, es decir en cualquier máquina cuyo motor sea el calórico. El calor sólo puede ser causa de movimiento en virtud de los cambios de volumen o de forma que produce en los cuerpos; esos cambios no se deben a una constancia en la temperatura, sino a alternativas de calor y frío: ahora bien, para calentar cualquier sustancia es necesario un cuerpo más caliente que ella; para enfriarla, un cuerpo más frío. Necesariamente se toma calórico del primero de esos cuerpos para transmitirlo al segundo por medio de la sustancia intermedia. Eso es restablecer, o al menos intentar restablecer, el equilibrio del calórico.

Es natural hacerse aquí una pregunta a la vez curiosa e importante ¿La potencia motriz del calor es inmutable en cantidad, o depende del agente que se use para realizarla, de la sustancia intermedia elegida como sujeto de la acción del calor?

Está claro que esa pregunta no puede formularse más que para una cantidad de calórico determinada <sup>7</sup>, estando dada también la

---

7 Juzgamos inútil explicar aquí lo que se entiende por cantidad de calórico o

diferencia de temperatura. Se dispone por ejemplo de un cuerpo A, mantenido a una temperatura de  $100^{\circ}$ , y otro cuerpo B, mantenido a la temperatura de  $0^{\circ}$ , y se pide qué cantidad de potencia motriz puede originarse al transportar una cantidad de calórico dada (por ejemplo la necesaria para fundir un kilogramo de hielo) del primero de esos cuerpos al segundo; se pregunta si esa cantidad de potencia motriz es necesariamente limitada, si varía con la sustancia empleada para realizarla, si el vapor de agua ofrece para esto alguna ventaja sobre el vapor de alcohol, de mercurio, sobre un gas permanente, o sobre cualquier otra sustancia.

Intentemos resolver estas cuestiones haciendo uso de las nociones establecidas anteriormente.

Se ha resaltado más arriba el hecho evidente por sí mismo, o que al menos se hace patente cuando se reflexiona sobre los cambios de volumen que ocasiona el calor: *Allí donde existe una diferencia de temperatura, puede haber producción de potencia motriz.* Recíprocamente, donde quiera que se pueda consumir esta potencia, será posible producir una diferencia de temperatura, se podrá ocasionar una ruptura de equilibrio en el calórico. En efecto, ¿la percusión y el frotamiento de los cuerpos no son medios de elevar su temperatura, de hacerla llegar espontáneamente a un grado superior al de los cuerpos que le rodean, y, como consecuencia, producir una ruptura de equilibrio en el calórico, donde antes existía ese equilibrio? Es un hecho experimental que la temperatura de los fluidos gaseosos se eleva por compresión y desciende por rarefacción <sup>(030)</sup>. 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

---

cantidad de calor (porque empleamos indiferentemente las dos expresiones), ni describir cómo se miden esas cantidades en el calorímetro. Tampoco explicaremos lo que es el calor latente, grado de temperatura, calor específico, etc.: el lector debe estar familiarizado con esas expresiones por el estudio de tratados elementales de física o de química <sup>(049)</sup>.

(030) Se refiere a las transformaciones adiabáticas.



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 fogón al primero y refrigerador al segundo.

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 <sup>(031)</sup>:

- 1.º 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.º 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.º 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 <sup>8</sup>.

8 Tal vez sorprenda aquí que el cuerpo B se encuentre a la misma temperatura que el vapor y pueda condensarlo; sin duda en rigor esto no es posible; pero la más pequeña diferencia de temperatura determinará la condensación, lo que basta para establecer la exactitud de nuestro razonamiento. Lo mismo sucede en el cálculo diferencial, donde basta que se pueda suponer las cantidades despreciadas como infinitamente pequeñas en relación con las cantidades conservadas en las ecuaciones, para adquirir la certidumbre del resultado definitivo.

El cuerpo B condensa el vapor sin cambiar su temperatura: esto resulta de nuestra suposición. Hemos admitido que ese cuerpo se mantenía a temperatura constante. Se le quita calórico conforme se lo da el vapor. En ese caso se encuentra el metal del

(031) El ciclo que comienza a describir aquí es necesariamente incompleto y ha de tomarse como una primera aproximación del ciclo ideal.

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.

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, 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 alternativas de este tipo sin producir en definitiva potencia motriz, ni traspasar calórico de un cuerpo a otro.

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 de fuerza motriz sin consumo de calórico, ni de

---

condensador cuando la licuefacción del vapor se realiza aplicándole exteriormente agua fría, algo practicado antes en muchas máquinas. Por eso el agua de un depósito podría mantenerse a nivel constante si el líquido que sale por un lado se hiciera llegar por otro.

También se podría imaginar que los cuerpos A y B se mantengan por sí mismos a temperatura constante, aunque puedan ganar o perder ciertas cantidades de calor. Si el cuerpo A fuera una masa de vapor próxima a su licuefacción y el cuerpo B una masa de hielo próxima a su fusión podrían, como se debe, dar o recibir calórico sin cambiar el grado termométrico.

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<sup>9</sup>. 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*. Pronto daremos, aparte de esto, una demostración más rigurosa de este teorema. Ésta no debe considerarse más que un bosquejo (véase pág. 49).

En lo que se refiere a la proposición que acaba de enunciarse, se nos podría plantear la siguiente pregunta: ¿Cuál es aquí el sentido de la palabra *máximo*? ¿Cómo se reconocerá que se ha alcanzado ese máximo? ¿Cómo se sabrá que el vapor se utiliza de la forma más ventajosa posible para la producción de la 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 resta-

---

9 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 un 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 un 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 donde podríamos gastar libremente.

blecimiento inútil de equilibrio en el calórico <sup>10</sup>; 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.

No debe perderse de vista jamás este principio en la construcción de máquinas de fuego; es su base fundamental. Si no se le puede observar rigurosamente, al menos es necesario separarse de él lo menos posible.

Todo cambio de temperatura que no se deba a un cambio de volumen o a una acción química (acción que por ahora suponemos no se da aquí) necesariamente se debe al paso directo de calórico de un cuerpo más o menos caliente a uno frío. Ese paso tiene lugar principalmente por el contacto entre cuerpos a temperaturas diversas: por eso debe evitarse en lo posible un contacto semejante. Sin duda no puede evitarse completamente; pero, al menos, es necesario actuar de modo que los cuerpos puestos en contacto difieran poco en su temperatura.

Cuando en nuestra demostración hemos supuesto antes que el calórico del cuerpo A era empleado para formar el vapor, se consideraba que el vapor se formaba a la misma temperatura del cuerpo A: así el contacto sólo tenía lugar entre cuerpos con temperaturas iguales; el cambio de temperatura que le ocurre seguidamente al vapor se debe a la dilatación, como consecuencia del cambio de volumen; finalmente la condensación se realizaba también sin contacto entre cuerpos de temperaturas diversas. Se lograba ejerciendo una presión constante sobre el vapor puesto en contacto con el cuerpo B a su misma temperatura. Se cumplían pues las condiciones del máximo. En la realidad las cosas no pueden suceder rigurosamente como las hemos supuesto. Para determinar el paso del calórico de un cuerpo a otro, es necesario que el primero tenga un exceso de temperatura; pero también tal exceso puede considerarse tan pequeño como se quiera; en teoría se puede considerar nulo, sin que por eso los razonamientos pierdan su exactitud.

---

10 Aquí no suponemos ninguna acción química entre los cuerpos puestos en juego para realizar la potencia motriz del calor. La acción química que ocurre en el fogón es de alguna manera preliminar, una operación destinada no a producir inmediatamente potencia motriz, sino a romper el equilibrio del calórico, a producir una diferencia de temperatura que deba dar lugar a continuación al movimiento.

A nuestra demostración se le puede hacer una objeción más real, como ésta:

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 formarlo, 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 <sup>11</sup>; resultaría imposible ejecutar la operación inversa, es decir devolver al cuerpo A el calórico empleado para elevar la temperatura del líquido.

Se puede resolver esta dificultad suponiendo infinitamente pequeña la diferencia de temperatura entre el cuerpo A y el cuerpo B; la cantidad de calor necesaria para llevar al líquido a su primera temperatura también será infinitamente pequeña y despreciable con respecto a la que se necesita para originar el vapor, cantidad siempre finita.

Por lo demás, si la proposición está demostrada para el caso en que la diferencia entre las temperaturas de los dos cuerpos es infinitamente pequeña, se extenderá fácilmente al caso general. En efecto, si se tratara de producir potencia motriz por el transporte de calórico del cuerpo A al cuerpo Z, al ser la temperatura de este último muy diferente a la del primero, imaginaríamos una serie de

---

11 Este tipo de pérdidas se encuentra en todas las máquinas de vapor: en efecto, el agua destinada a alimentar la caldera está siempre más fría que el agua contenida en ella; se realiza entre ellas un restablecimiento del calórico inútil. Puede uno convencerse fácilmente *a posteriori* que ese restablecimiento de equilibrio lleva consigo una pérdida de potencia motriz, si se piensa que habría sido posible calentar el agua de alimentación previamente empleándola como agua de condensación en una pequeña máquina accesoria donde se hubiera usado el vapor de la caldera grande y donde la condensación se realizara a una temperatura intermedia entre la de la caldera y la del condensador principal. La fuerza producida por la pequeña máquina no habría costado ningún gasto de calor ya que todo lo que hubiera empleado habría entrado en la caldera con el agua de condensación.

cuerpos B, C, D, etc. a modo de temperaturas intermedias entre las de A y Z y escogidas de modo que las diferencias entre A y B, B y C, etc. fueran todas infinitamente pequeñas. El calórico emanado de A llegaría a Z sólo después de haber pasado por los cuerpos B, C, D, etc. y de haber desarrollado en cada uno de esos transportes el máximo de potencia motriz. Aquí las operaciones inversas serían todas posibles y el razonamiento de la pág. 44 sería rigurosamente aplicable.

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 lo llamaremos así, la altura de su caída <sup>12</sup>, 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 adelante <sup>(032)</sup>.

Vamos a dar aquí una segunda demostración de la proposición fundamental enunciada en la página 46 y a presentarla bajo una forma más general que la dada anteriormente.

Cuando se comprime rápidamente un fluido gaseoso, su temperatura se eleva; por el contrario disminuye cuando se dilata rápida-

---

12 Al ser la materia aquí tratada totalmente nueva, nos vemos obligados a emplear expresiones todavía inusitadas y que no tienen posiblemente toda la claridad deseable.

(032) Lo tratará extensamente a partir de la p. 73 de esta edición y en la nota 22.

mente. Éste es uno de los hechos mejor comprobados por la experiencia: lo tomaremos como base de nuestra demostración <sup>13</sup>.

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 temperatura del gas permaneciera

13 Los hechos experimentales que prueban de la mejor manera el cambio de temperatura de los gases por compresión o dilatación son los siguientes:

1.º El descenso del termómetro situado bajo la campana de una máquina neumática donde se hace el vacío. Esta disminución es muy sensible en el termómetro de Bréguet: puede pasar de 40 a 50 grados. La nube que se forma en esta ocasión parece que se debe atribuir a la condensación del vapor de agua, causada por el enfriamiento del aire.

2.º La inflamación de la yesca en los mecheros denominados neumáticos, que son, como se sabe, pequeños cuerpos de bomba, donde se somete al aire a una compresión rápida.

3.º El descenso de un termómetro situado en un recipiente donde después de haber comprimido el aire, se le deja escapar por la abertura de una espita.

4.º Los resultados experimentales sobre la velocidad del sonido. El señor de Laplace ha hecho ver que para someter estos resultados a la teoría y al cálculo, era necesario admitir el calentamiento del aire en una compresión súbita.

El único hecho que puede oponerse a éstos es una experiencia de los señores Gay Lussac y Welter, descrita en los *Annales de physique et de chimie*. Habiendo hecho una pequeña abertura a un gran recipiente de aire comprimido, y poniendo el depósito de un termómetro en la corriente de aire que sale por esa abertura, no se ha observado un descenso sensible en el grado de temperatura indicado por el termómetro.

Se pueden dar dos explicaciones de esto: 1.º Tal vez el frotamiento del aire contra las paredes de la abertura por la que escapa desarrolle calor en cantidad notable; 2.º Quizás el aire que llega a tocar el depósito del termómetro vuelva a tener, por su choque contra el depósito, o mejor, por efecto del rodeo que se ve obligado a dar al encontrárselo, una densidad igual a la que tenía en el recipiente, de un modo parecido a cómo el agua de una corriente se eleva por encima de su nivel cuando encuentra un obstáculo fijo.

El cambio de temperatura ocasionado en los gases por el cambio de volumen puede ser considerado como uno de los hechos más importantes de la física, a causa de las numerosas consecuencias que acarrea, y al mismo tiempo como uno de los más difíciles de esclarecer y medir por experiencias decisivas. Parece que presenta en muchas circunstancias anomalías singulares.

¿No se deberá atribuir también el frío de las regiones superiores de la atmósfera al enfriamiento del aire por dilatación? Las razones dadas hasta ahora para explicar ese frío son totalmente insuficientes: se ha dicho que el aire de las regiones elevadas, al recibir poco calor reflejado por la tierra y radiando él mismo hacia los espacios celestes, debería perder calórico, y que tal era la causa de su enfriamiento, pero esa explicación queda destruida si se repara que a igual altura el frío existe de la misma forma, e incluso con mayor intensidad, en las llanuras más elevadas que sobre la cumbre de las montañas o que en las partes de la atmósfera alejadas del suelo.

constante. Análogamente, si se enrareciese el gas, se podría evitar que bajara su temperatura dándole una cierta cantidad de calórico. Llamaremos a ese calórico empleado en estas ocasiones, donde no se da ningún cambio de temperatura, calórico debido al cambio de volumen. Esta denominación no indica que el calórico pertenezca al volumen ya que no pertenece más al volumen que a la presión y podría también llamarse calórico debido al cambio de presión. Ignoramos qué leyes cumple con relación a las variaciones de volumen: es posible que su cantidad cambie con la naturaleza del gas, o con su densidad, o con su temperatura. La experiencia no nos ha enseñado nada a este respecto; sólo nos ha enseñado que el calórico se desarrolla en cantidades más o menos grandes por la compresión de los fluidos elásticos.

Establecida esta noción preliminar, imaginamos un fluido elástico, el aire por ejemplo, encerrado en un vaso cilíndrico *abcd*, fig. 1, 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 <sup>033</sup>:

1.º Contacto del cuerpo A con el aire encerrado en la capacidad *abcd*, o con la pared de esta capacidad, pared que supondremos que transmite fácilmente el calórico. Por este contacto el aire se encuentra a la misma temperatura del cuerpo A; *cd* es la posición actual del émbolo.

2.º 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 calórico necesario para mantener la temperatura constante.

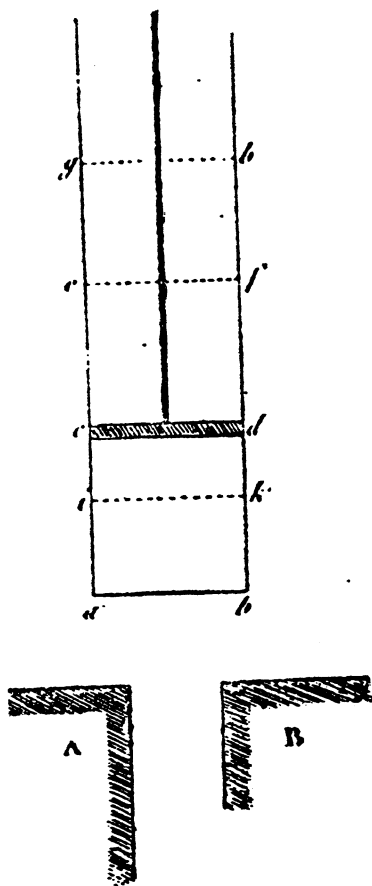
3.º Se aleja el cuerpo A, y el aire ya no se encuentra más en contacto con ningún cuerpo capaz de proporcionarle calórico; el émbolo sin embargo continúa moviéndose y pasa de la posición *ef* a

---

(033) M. Klein en su artículo «Closing the Carnot Cycle» contenido en *Sadi Carnot et l'essor de la thermodynamique*, Paris, Ed. del C. N. R. S. 1976, pp. 213-19 da una descripción del ciclo que ahora comienza a explicar Carnot, eliminando su dependencia de la conservación del calor. El artículo mencionado es notable porque compara su propuesta con la de Clapeyron y W. Thomson.



Fig. 1



la posición  $gb$ . El aire se rarifica sin recibir calórico, 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  $gb$ .

4.º Se pone el aire en contacto con el cuerpo  $B$ ; se le comprime por el retroceso del émbolo que le lleva de la posición  $gb$  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.º 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* <sup>(034)</sup>.

6.<sup>o</sup> 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.<sup>o</sup> El período descrito en el mismo 3.<sup>o</sup> se repite, después a continuación los períodos 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5 y así sucesivamente.

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 obtendrá un excedente de potencia motriz, del que se podrá disponer para un uso cualquiera. 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 período, 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 período volverá a su fuente, es decir al cuerpo A, y las cosas se encontrarán en el estado donde estaban al final del quinto período. 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 período, y será la del cuerpo B. Evidentemente se puede

---

(034) Hemos incluido las letras *ik* que no figuran en la edición impresa pero que aparecen en el manuscrito.

continuar una serie de operaciones inversas de las que hemos descrito primeramente: basta situarse en las mismas circunstancias y realizar para cada período un movimiento de dilatación en lugar de uno de compresión y recíprocamente.

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 la consumición 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. Esto se demostrará por un razonamiento similar al que hemos usado 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 <sup>14</sup>.

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:

14 Suponemos implícitamente en nuestra demostración que cuando un cuerpo ha sufrido cambios cualesquiera y después de un cierto número de transformaciones se le lleva a su estado primitivo, es decir a su estado original en lo que se refiere a la densidad, la 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.

*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.*

Así se debe sobreentender que cada uno de los métodos para desarrollar la potencia motriz alcanza la perfección de que es capaz. Se satisfará tal condición si, como hemos señalado más arriba, no se hace en los cuerpos ningún cambio de temperatura que no se deba a un cambio de volumen o, lo que es lo mismo explicado de otro modo, si no hay nunca contacto entre cuerpos de temperaturas sensiblemente diferentes.

Por otra parte, los distintos métodos para realizar la potencia motriz pueden aplicarse empleando sustancias diversas, o bien empleando la misma sustancia en dos estados diferentes, por ejemplo, un gas con dos densidades diferentes.

Esto naturalmente nos lleva a interesantes investigaciones sobre los fluidos aeriformes; investigaciones que nos llevarán además a numerosos resultados sobre la potencia motriz del calor y nos darán los medios para verificar en algunos casos particulares la proposición fundamental enunciada más arriba <sup>15</sup>.

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 períodos 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 períodos 4 y 6, cuya extensión es ilimitada.

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

1.º Contacto del gas encerrado en *abcd* (fig. 2) con el cuerpo A; paso del émbolo de *cd* a *ef*.

2.º Separación del cuerpo A, contacto del gas encerrado en *abef* con el cuerpo B, retroceso del émbolo de *ef* a *cd*.

---

15 Supondremos en lo que sigue que el lector está al corriente de los últimos avances de la física moderna, en lo que se refiere a las sustancias gaseosas y al calor.

3.º Separación del cuerpo B, contacto del gas con el cuerpo A, paso del émbolo de *cd* a *ef*, es decir repetición del primer período 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.

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 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 <sup>(035)</sup>.

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 anteriormente, 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:

---

(035) En 1802 y 1801 Gay-Lussac y Dalton afirmaron que los gases se dilataban proporcionalmente a presión constante. Aunque las experiencias de Gay-Lussac eran más refinadas que las de Dalton, su límite de experimentación no superaba los 100 °.

Fig. 2

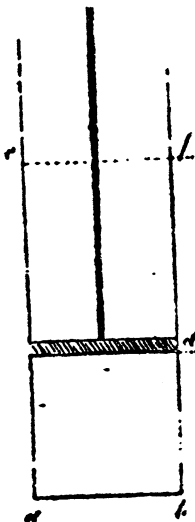
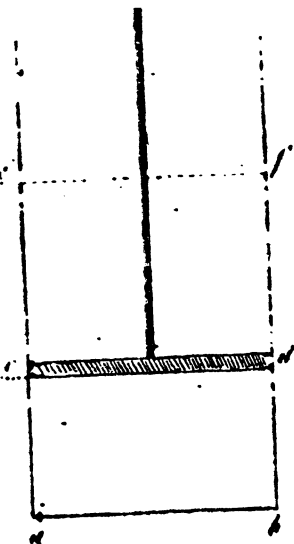


Fig. 3



*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.* (036).

Sea por ejemplo un litro de aire a la temperatura de  $100^{\circ}$  y a la presión de una atmósfera: si se duplica el volumen de este aire y se le quiere mantener a la temperatura de  $100^{\circ}$ , será necesario darle una cierta cantidad de calor. Pero esta cantidad será la misma, si en lugar de actuar sobre el aire, se actúa sobre el ácido carbónico, sobre el nitrógeno, sobre el hidrógeno, sobre vapor de agua, de alcohol, es decir si se duplica el volumen de un litro de esos gases tomados a la temperatura de  $100^{\circ}$  y a la presión atmosférica.

(036) Este es el primer resultado obtenido por Carnot en la teoría de gases que fue válido para la física posterior, con sólo cambiar la palabra *calórico* por *calor*. Como ya hemos dicho en la Introducción fue hallado este mismo resultado por Dulong cinco años más tarde.

Ocurriría lo mismo, en sentido inverso, si en vez de duplicar el volumen del gas, se le redujera a la mitad por compresión.

La cantidad de calor que los fluidos elásticos liberan o absorben en sus cambios de volumen no ha llegado a ser medida nunca por medio de una experiencia directa, experiencia que ofrecería sin duda grandes dificultades; pero existe un dato que para nosotros es casi el equivalente; este dato está suministrado por la teoría del sonido; merece mucha confianza a causa de las consideraciones por las cuales se ha llegado a establecer <sup>(037)</sup>. He aquí en lo que consiste:

.El aire atmosférico debe elevarse en 1° centígrado, cuando por compresión sufre una reducción de volumen de  $\frac{1}{116}$  <sup>16</sup>.

Al haberse hecho la experiencia sobre la velocidad del sonido en el aire a la presión de 760 milímetros de mercurio y a la temperatura de 6°, se debería referir nuestro dato únicamente a estas dos circunstancias. Sin embargo para mayor facilidad referiremos nuestro dato a la temperatura de 0°, que difiere muy poco.

El aire comprimido en  $\frac{1}{116}$ , y por ello elevado en 1°, sólo difiere del aire calentado directamente en 1° en la densidad. Supongamos  $V$  el volumen primitivo. La compresión de  $\frac{1}{116}$  lo reduce a  $V - \frac{1}{116}V$ .

El calentamiento directo a presión constante debe, según la regla del Sr. Gay-Lussac, aumentar el volumen del aire en  $\frac{1}{267}$  del que

---

16 El Sr. Poisson, a quien se debe este dato, ha hecho ver que concuerda bastante bien con el resultado de una experiencia de los Srs. Clément y Désormes sobre la entrada del aire en el vacío, o mejor en el aire un poco enrarecido. Concuerda también aproximadamente con cierto resultado encontrado por los Srs. Gay-Lussac y Welter (véase nota pág. 68).

(037) Véase nota editor (017). Nótese la gran autoridad de Laplace.

sería a 0°: así en un caso se reduce el volumen del aire a  $V - \frac{1}{116}V$ , y en otro se le lleva a  $V + \frac{1}{267}V$ .

La diferencia entre las cantidades de calor que posee el aire en uno y otro caso es evidentemente la cantidad empleada para elevarlo directamente en 1°; así la cantidad de calor que el aire absorbería pasando del volumen  $V - \frac{1}{116}V$  al  $V + \frac{1}{267}V$  es igual a la que sería necesaria para elevarlo 1°.

Imaginemos ahora que en vez de calentar 1° el aire sometido a una presión constante y pudiendo dilatarse libremente, se le encierra en un recipiente inextensible, y que en esta situación se le hace adquirir 1° de temperatura (sic.). El aire calentado así en 1° sólo diferirá del aire comprimido en  $\frac{1}{116}$  por su volumen superior en  $\frac{1}{116}$ . Así la cantidad de calor que el aire abandonaría por una reducción de volumen en  $\frac{1}{116}$  sería igual a la que exigiría para elevarse en 1 centígrado a volumen constante. Como las diferencias entre los volúmenes  $V - \frac{1}{116}V$ ,  $V$  y  $V + \frac{1}{267}V$ , son pequeñas con respecto a los volúmenes mismos, se pueden considerar las cantidades de calor absorbido por el aire, al pasar del primero de esos volúmenes al segundo, y del primero al tercero, como sensiblemente proporcionales a los cambios de volumen: por lo tanto nos vemos conducidos a establecer la relación siguiente:

La cantidad de calor necesaria para elevar en 1° el aire a presión constante y la necesaria para elevar en 1° el mismo aire a volumen constante, están en relación de

$$\frac{1}{116} + \frac{1}{267} \text{ a } \frac{1}{116}$$

o multiplicando uno y otro por  $116 \times 267$ , en la relación de  $267 + 116$  a  $267$ .

Por lo tanto ésta es la relación que existe entre la capacidad del



aire para el calor a presión constante y su capacidad a volumen constante. Si se expresa la primera capacidad por la unidad, la otra se expresará por la cifra  $\frac{267}{267+116}$ , o aproximadamente por 0,700; su diferencia  $\dot{i}$  -0,700 ó 0,300 expresará evidentemente la cantidad de calor destinada a producir el aumento de volumen del aire cuando se calienta en 1° a presión constante.

Según la ley de los Srs. Gay-Lussac y Dalton, este aumento de volumen sería el mismo para todos los demás gases; por el teorema demostrado en la pág. 57, el calor absorbido en aumentos idénticos de volumen es el mismo para todos los fluidos elásticos: por lo que nos vemos abocados a establecer la proposición siguiente:

*La diferencia entre el calor específico a presión constante y el calor específico a volumen constante es la misma para todos los gases* (038).

Es necesario hacer observar aquí que todos los gases se suponen a la misma presión, la presión atmosférica, por ejemplo, y que además se miden los calores específicos con relación a los volúmenes.

Nada es ahora más fácil que formar una tabla de los calores específicos a volumen constante, a partir del conocimiento de sus calores específicos a presión constante. Presentamos aquí esa tabla cuya primera columna es el resultado de las experiencias directas de los Srs. Delaroche y Bérard, sobre el calor específico de los gases sometidos a la presión atmosférica y cuya segunda columna está compuesta por los números de la primera disminuidos en 0,300.

---

(038) Este es el segundo resultado de Carnot en teoría de gases. Si se toma la noción «calor específico» en su sentido posterior, el resultado sigue siendo válido.

## TABLA DEL CALOR ESPECÍFICO DE LOS GASES

<i>Nombre de los gases</i>	<i>Calor específico a presión constante</i>	<i>Calor específico a volumen constante</i>
Aire atmosférico	1,000	0,700
Gas hidrógeno	0,903	0,603
Ácido carbónico	1,258	0,958
Oxígeno	0,976	0,676
Nitrógeno	1,000	0,700
Protóxido de nitrógeno	1,350	1,050
Gas etileno	1,553	1,253
Oxido de carbono	1,034	0,734

Los números de la primera columna y los de la segunda están referidos aquí a la misma unidad, al calor específico del aire atmosférico a presión constante.

Al ser constante la diferencia entre cada número de la primera columna y su correspondiente en la segunda, la relación entre ellos debe ser variable: así la relación entre el calor específico de los gases a presión constante y el calor específico a volumen constante varía cuando se pasa de un gas a otro.

Hemos visto que el aire, cuando sufre una compresión súbita del  $\frac{1}{116}$  de su volumen, se eleva en 1°. Los demás gases también deben

eleva su temperatura en una compresión parecida pero no en igual cantidad, sino en razón inversa al calor específico a volumen constante. Efectivamente, al ser la reducción de volumen por hipótesis siempre la misma, la cantidad de calor debida a esta reducción debe ser también siempre la misma, y como consecuencia debe producir una elevación de temperatura que dependa solamente del calor específico adquirido por el gas después de su compresión y evidentemente en razón inversa a este calor específico. Nos es fácil

entonces formar la tabla de elevación de temperaturas de los diferentes gases para una compresión de  $\frac{1}{116}$ .

Hela aquí:

**TABLA DE LA ELEVACIÓN DE TEMPERATURA DE UN GAS  
POR EFECTO DE LA COMPRESIÓN**

<i>Nombres de los gases</i>	<i>Elevación de temperatura por una reducción de volumen de <math>\frac{1}{116}</math></i>
Aire atmosférico	1°000
Gas hidrógeno	1,160
Ácido carbónico	0,730
Oxígeno	1,035
Nitrógeno	1,000
Protóxido de nitrógeno	0,667
Gas etileno	0,558
Óxido de carbono	0,955

Una nueva compresión de  $\frac{1}{116}$  (del volumen ya cambiado) elevaría todavía, como se verá a continuación, la temperatura de estos gases en una cantidad más o menos igual a la primera; pero no sucedería lo mismo para una tercera, una cuarta, una quinta compresión semejante. La capacidad de los gases para el calor cambia con su volumen; es muy posible que cambie con su temperatura.

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  $cd$ ,  $c'd'$  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 pág. 55 y que 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  $ef$  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 <sup>17</sup>: 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 conservarán siempre la misma relación entre ellas. Si para cada instante esta relación es la de igualdad, las presiones serán siempre iguales.

Como además los movimientos 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

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 proposición de la pág. 55 que las cantidades de calor empleadas en

---

17 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 Srs. 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.

que el calor absorbido por la rarefacción y desprendido a continuación por su compresión. Llegamos por lo tanto a establecer el teorema siguiente:

*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* (039).

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.*

Cuando se comprime un litro de aire mantenido a la temperatura de 10° y se le reduce a 1/2 litro, desprende una cierta cantidad de calor. Esta cantidad será siempre la misma si se reduce de nuevo el volumen de 1/2 a 1/4 de litro, de 1/4 de litro a 1/8, y así sucesivamente.

Si en lugar de comprimir el aire se le hace ocupar sucesivamente 2 litros, 4 litros, 8 litros, etc., será necesario comunicarle cantidades de calor siempre iguales para mantener el mismo grado de temperatura.

Esto da cuenta fácilmente de la temperatura elevada que alcanza el aire en una compresión rápida. Se sabe que tal temperatura basta para inflamar la yesca, e incluso para que el aire se haga luminoso (040). Si se supone por un momento el calor específico del aire constante, a pesar de los cambios de volumen y temperatura, ésta aumentará en progresión aritmética, para reducciones de volumen en progresión geométrica. Partiendo de este dato y admitiendo que un grado en la elevación de la temperatura corresponde a una compresión de  $\frac{1}{116}$ , se llegará fácilmente a concluir que el aire reducido

(039) Este tercer resultado, válido para las teorías posteriores si se modifica el significado de «cantidad de calor» aparece en forma matemática en la nota de la p. 76.

(040) Esta apreciación alude a la creencia, admitida generalmente en la época de Carnot, en que la compresión rápida de un gas producía luminiscencia. En 1830 Thenard mostró que esa observación era falsa en *Annales de Chimie et Physique* XLIV (1830) 181-8.

a  $\frac{1}{14}$  de su volumen primitivo debe elevarse hasta cerca de  $300^\circ$ , temperatura suficiente para inflamar la yesca <sup>18</sup>.

Evidentemente la elevación de temperatura debe ser todavía más considerable si la capacidad del aire para el calor se vuelve menor a medida que disminuye su volumen: ahora bien, eso es verosímil y es lo que parece resultar de la experiencia de los señores Delaroche y Bérard sobre el calor específico del aire tomado a diferentes temperaturas (véase la Memoria impresa en los *Annales de chimie*, tomo 85, págs. 72, 224).

Los dos teoremas enunciados en las págs. 57 y 64 bastan para comparar entre sí las cantidades de calor absorbidas o cedidas en los cambios de volumen de los fluidos elásticos, cualesquiera que sean la densidad y la naturaleza química de esos fluidos, siempre que se tomen y mantengan a una cierta temperatura invariable, pero esos teoremas no proporcionan ningún medio de comparar entre sí las cantidades de calor cedidas o absorbidas por los fluidos elásticos que cambian de volumen a temperaturas diferentes. Así, ignoramos qué relación existe entre el calor cedido por un litro de aire reducido a su mitad, manteniendo su temperatura a  $0^\circ$  y el calor cedido por el mismo litro de aire reducido a la mitad, manteniendo la

---

18 Cuando el volumen se reduce en  $\frac{1}{116}$ , es decir cuando se convierte en  $\frac{115}{116}$  de lo que era en un principio, la temperatura se eleva 1 grado.

Una nueva reducción de  $\frac{1}{116}$  lleva el volumen a  $\left(\frac{115}{116}\right)^2$  y la temperatura debe elevarse de nuevo 1 grado.

Después de  $x$  reducciones semejantes, el volumen llega a ser  $\left(\frac{115}{116}\right)^x$  y la temperatura debe elevarse en  $x$  grados.

Si se supone  $\left(\frac{115}{116}\right)^x = \frac{1}{14}$  y se toma logaritmos en ambos lados se tiene que  $x = 300^\circ$  aproximadamente.

Si se supone  $\left(\frac{115}{116}\right)^x = \frac{1}{2}$ , se tiene  $x = 80^\circ$ . Lo que muestra que el aire comprimido a su mitad se eleva en  $80^\circ$ .

Todo esto está supeditado a la hipótesis de que el calor específico del aire no cambia aunque disminuya su volumen; pero sí, según las razones expuestas en las págs. 67 y 69, se considera el calor específico del aire comprimido a su mitad como reducido en relación de 700 a 616, es necesario multiplicar el número 80 por  $\frac{700}{616}$  lo que lo eleva a  $90^\circ$ .

temperatura a 100°. El conocimiento de esa relación está unido al calor específico de los gases a diversos grados de temperatura, y a algunos otros datos que la física actual rehúsa suministrarnos todavía.

El segundo de nuestros teoremas nos ofrece un medio para conocer la ley según la cual varía el calor específico de los gases en relación con su densidad.

Admitamos que las operaciones descritas en la pág. 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.<sup>a</sup> la que es necesaria para mantener la temperatura del fluido a un grado constante durante la dilatación y 2.<sup>o</sup> 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 calórico total dado por el cuerpo A será  $a + b$ .

El calórico transmitido 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 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 pág. 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 enfría 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* <sup>(041)</sup>. 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.*

Así, siendo  $a$  el calor específico del aire tomado a una densidad dada, y  $a+b$  el calor específico para una densidad la mitad de la dada, será, para una densidad igual a la cuarta parte,  $a+2b$ , para una densidad igual a un octavo,  $a+3b$ ; y así sucesivamente.

Los calores específicos están aquí referidos a los pesos. Hemos supuesto que se toman a volumen invariable, pero, como veremos, seguirían la misma ley si se tomaran a presión constante.

¿A qué causa se debe, en efecto, la diferencia entre los calores específicos tomados a volumen constante y a presión constante? Al calórico necesario para producir en el segundo caso el aumento de volumen. Pero, según la ley de Mariotte <sup>(042)</sup>, el aumento de volumen de un gas debe ser, para un cambio de temperatura dado, una fracción independiente de la presión. Según el teorema enunciado en la pág. 64 si se da la relación entre volumen primitivo y volumen modificado, el calor necesario para producir el aumento de volumen está determinado por ella. Depende únicamente de esa relación y de la cantidad, en peso, de gas. Por lo que es necesario concluir que:

*La diferencia entre el calor específico a presión constante y el calor específico a volumen constante es siempre la misma, cualquiera que sea la*

(041) Este cuarto resultado, como los tres anteriores, se apoya en la admisión de la ley de Gay-Lussac.

(042) Evidentemente se trata de la ley de Gay-Lussac y no la de Mariotte.



*densidad del gas, con tal que su cantidad en peso permanezca constante* (043).

Estos calores específicos aumentan a medida que la densidad del gas disminuye, pero su diferencia no varía <sup>19</sup>.

Puesto que la diferencia entre las dos capacidades para el calor es constante, si una aumenta en progresión geométrica, la otra deberá seguir una progresión semejante: así nuestra ley es aplicable a los calores específicos tomados a presión constante.

Hemos supuesto tácitamente el aumento del calor específico con el del volumen. Este aumento resulta de las experiencias de Delaroché y Bérard: en efecto, estos físicos han encontrado 0,967 para el calor específico del aire a la presión de 1 metro de mercurio (véase la Memoria ya citada), tomando por unidad el calor específico del mismo peso de aire a la presión de 0,760 metros.

Según la ley que cumplen los calores específicos con relación a

---

19 Los señores Gay-Lussac y Welter han encontrado, por experiencias directas citadas en la *Mécanique Céleste* y en los *Annales de physique et de chimie*, julio 1822 pág. 267, que la relación entre el calor específico a presión constante y el calor específico a volumen constante varía muy poco con respecto a la densidad del gas. Según lo que acabamos de ver, es la diferencia lo que debe permanecer constante y no la relación. Como además el calor específico de un gas, para un peso dado, varía muy poco con la densidad, es lógico que la relación misma no sufra más que cambios pequeños.

La relación entre el calor específico del aire atmosférico a presión constante y a volumen constante es, según los señores Gay-Lussac y Welter, 1,3748, número aproximadamente constante para todas las presiones e incluso para todas las temperaturas. Hemos llegado por otras consideraciones al número  $\frac{267+116}{267} = 1,44^\circ$  que difiere del anterior en  $\frac{1}{20}$ , y nos hemos servido de ese número para levantar una tabla de los calores específicos de los gases a volumen constante: así no es necesario considerar esa tabla como muy exacta, no más que la tabla dada en la pág. 69. Estas tablas están destinadas principalmente a poner en evidencia las leyes que obedecen los calores específicos de los fluidos aeriformes.

(043) Si se toma la noción de calor específico en su sentido moderno pueden encontrarse en las teorías posteriores teoremas equivalentes. En la fórmula propuesta por Laplace para corregir la regla de la velocidad del sonido dada por Newton se encuentra la letra  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ . Sostenía que este cociente es constante. Carnot mantiene que la *diferencia* es constante, pero como puede observar el lector lo hace de modo sumamente diplomático. Puede leerse a este respecto el artículo de Costabel «L'oeuvre de Sadi Carnot, son contexte, ses suites» en *Sadi Carnot el essor de la thermodynamique*, Paris Ed. C.N.R.S. 1976, págs. 121-124.

las presiones, basta haberlos observado en dos casos particulares, para calcularlos en todos los casos posibles; así, haciendo uso de los resultados experimentales de los señores Delaroche y Bérard, que acaban de ser mencionados, hemos levantado la tabla siguiente de calores específicos del aire a diferentes presiones.

<i>Presión en atmósferas</i>	<i>Calor específico siendo 1 el del aire a la presión atmosférica</i>	<i>Presión en atmósferas</i>	<i>Calor específico siendo 1 del del aire a la presión atmosférica</i>
$\frac{1}{1024}$	1,840	1	1,000
$\frac{1}{512}$	1,756	2	0,916
$\frac{1}{256}$	1,672	4	0,832
$\frac{1}{128}$	1,588	8	0,748
$\frac{1}{64}$	1,504	16	0,664
$\frac{1}{32}$	1,420	32	0,580
$\frac{1}{16}$	1,336	64	0,496
$\frac{1}{8}$	1,252	128	0,412
$\frac{1}{4}$	1,165	256	0,328
$\frac{1}{2}$	1,084	512	0,244
1	1,000	1024	0,160

La primera columna es, como se ve, una progresión geométrica y la segunda una progresión aritmética.

Hemos ampliado la tabla hasta compresiones y rarefacciones extremas. Es de esperar que el aire, antes de adquirir una densidad 1.024 veces superior a su densidad ordinaria, es decir antes de volverse más denso que el agua, se habría licuado. Los calores específicos se anularían e incluso se harían negativos si prolongásemos la tabla más allá del último término. Por lo demás pensamos que las cifras de la segunda columna decrecen aquí de forma demasiado rápida. Las experiencias que sirven de base para nuestro cálculo han sido hechas en límites demasiado estrechos como para que pueda esperarse una gran exactitud en los números que hemos obtenido, sobre todo en los números extremos.

Puesto que conocemos, por una parte la ley por la que el calor se libera en la compresión de los gases, y por otra la ley según la cual varía el calor específico con el volumen, nos será fácil calcular el crecimiento de la temperatura de un gas que sea comprimido sin dejarle perder calórico. En efecto, la compresión se puede suponer descompuesta en dos operaciones sucesivas: 1.º compresión a temperatura constante, 2.º restitución del calórico emitido. La temperatura se elevará en esta segunda operación en razón inversa del calor específico adquirido por el gas después de su reducción de volumen, calor específico que sabemos calcular por medio de la ley demostrada más arriba. El calor desprendido por la compresión, según la teoría de la pág. 64, debe estar representado por una expresión de la forma  $s = A + B \log v$ , siendo  $s$  este calor,  $v$  el volumen del gas después de la compresión,  $A$  y  $B$  constantes arbitrarias dependientes del volumen primitivo del gas, de su presión y de las unidades que hayamos elegido.

Al variar según la ley demostrada hace un momento, el calor específico debe estar representado por una expresión de la forma  $z = A' + B' \log v'$ , siendo  $A'$  y  $B'$  constantes arbitrarias diferentes de  $A$  y  $B$ .

La elevación de temperatura adquirida por el gas por efecto de la compresión es proporcional a la relación  $\frac{s}{z}$ , o a la relación

$\frac{A + B \log v}{A' + B' \log v'}$ . También puede estar representado por esta relación misma: así, llamándola  $t$ , tendremos  $t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v'}$ . Si el volumen primitivo del gas es 1 y la temperatura primitiva  $0^\circ$ , se tendrá

simultáneamente  $t = 0$ ,  $\log. v = 0$ , de donde  $A = 0$ .  $t$  expresará entonces no solamente la elevación de temperatura sino también la temperatura misma por encima del cero termométrico.

La fórmula que acabamos de dar no se debe considerar aplicable a cambios de volumen muy grandes de los gases. Hemos considerado que la elevación de temperatura estaba en razón inversa del calor específico; lo que supone el calor específico constante a todas las temperaturas. Los grandes cambios de volumen ocasionan en el gas grandes cambios de temperatura, y nada nos prueba la constancia del calor específico a distintos grados de temperatura, sobre todo si éstos están muy alejados unos de otros. Tal constancia sólo es una hipótesis, admitida para los gases por analogía, verificada medianamente para los sólidos y líquidos en una cierta de la escala termométrica, pero las experiencias de los señores Dulong y Petit han hecho ver su inexactitud cuando se quiere ampliar a temperaturas muy por encima de  $100^{\circ}$  <sup>20</sup>.

Según una ley debida a Clément y Désormes, ley establecida por la vía de la experiencia directa, el vapor de agua, cualquiera que sea

20 No se ve ninguna razón para admitir *a priori* la constancia del calor específico de los cuerpos a diversas temperaturas, es decir, para admitir que cantidades iguales de calor produzcan elevaciones iguales en el grado termométrico de un cuerpo, incluso cuando ese cuerpo no cambia ni de estado, ni de densidad; cuando sea, por ejemplo, un fluido elástico encerrado en una capacidad inextensible. Experiencias directas sobre cuerpos sólidos y líquidos habían probado que entre  $0^{\circ}$  y  $100^{\circ}$ , aumentos iguales en las cantidades de calor, producían aumentos más o menos iguales en los grados de temperatura; pero experiencias más recientes de los señores Dulong y Petit (véase *Annales de chimie et de physique*, febrero, marzo y abril 1818) han hecho ver que esa correspondencia no se mantenía para temperaturas muy superiores a  $100^{\circ}$ , tanto si esas temperaturas se medían con termómetro de mercurio, como si se medían sobre termómetro de aire.

No solamente los calores específicos no permanecen constantes a diversas temperaturas, sino que además no conservan entre sí la misma relación; de manera que ninguna escala termométrica podría establecer la constancia de todos los calores específicos a la vez. Hubiera sido interesante comprobar si las mismas irregularidades subsisten para las sustancias gaseosas; pero las experiencias presentan en estos casos dificultades casi insuperables.

Las irregularidades de los calores específicos de los cuerpos sólidos podrían atribuirse, nos parece, al calor latente empleado para producir un comienzo de fusión, un reblandecimiento que se observa en la mayor parte de los cuerpos, mucho tiempo antes de la fusión completa. Esta opinión puede apoyarse en la siguiente observación: según las experiencias de los señores Dulong y Petit, el crecimiento de calor específico con respecto a la temperatura es más rápido en los sólidos que en los líquidos, aunque éstos gocen de una dilatabilidad más considerable. La causa de irregularidad que acabamos de señalar, si fuera real, desaparecería totalmente en los gases.

la presión a la que se haya formado, contiene siempre, a pesos iguales, la misma cantidad de calor, o, lo que es lo mismo, que el vapor comprimido o dilatado mecánicamente sin pérdida de calor estará siempre en estado saturado, si en un principio se encontraba en dicho estado. El vapor de agua así constituido puede considerarse como un gas permanente; debe observar todas sus leyes. Como consecuencia se le puede aplicar la fórmula

$$t = \frac{A+B \log v}{A'+B' \log. v}$$

y ésta debe estar de acuerdo con la tabla de tensiones resultante de las experiencias directas del señor Dalton. En efecto se puede afirmar que nuestra fórmula, determinando convenientemente las constantes arbitrarias, representa con mucha aproximación los resultados de la experiencia <sup>21</sup>.

21 Para determinar las constantes arbitrarias A, B, A', B', partiendo de los resultados elegidos de la tabla del Sr. Dalton, es necesario comenzar por calcular el volumen del vapor según su presión y temperatura, cosa fácil mediante las leyes de Mariotte y el señor Gay-Lussac, al estar fijada además la cantidad en peso de vapor.

El volumen estará dado por la ecuación:

$$v = c \frac{267+t}{p}$$

en la que  $v$  es el volumen,  $t$  la temperatura,  $p$  la presión, y  $c$  una cantidad constante dependiente del peso del vapor y de las unidades elegidas.

He aquí la tabla de volúmenes ocupados por un gramo de vapor formado a diversas temperaturas, y como consecuencia a diferentes presiones:

$t$ o grados centígrados	$p$ o tensión del vapor expresada en milímetros de mercurio	$v$ o volumen de un gramo de vapor expresado en litros
0°	5,060	185,
20	17,32	58,2
40	53,00	20,4
60	144,6	7,96
80	352,1	3,47
100	760,0	1,70

Las dos primeras columnas de esta tabla están sacadas del *Traité de Physique* del señor Biot (1.º volumen, págs. 272 y 531). La tercera está calculada por medio de la fórmula

Volveremos a nuestro tema principal, del que ya nos hemos apartado demasiado, a 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  $100^{\circ}$  a un cuerpo B, mantenido a  $50^{\circ}$ , 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  $50^{\circ}$ , a otro C, mantenido a  $0^{\circ}$ . 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 pág. 55 se ejecutan sucesivamente sobre dos cantidades de aire atmosférico iguales en peso y volumen, pero tomadas a temperatu-

---

dada más arriba y a partir del resultado experimental de que el agua vaporizada bajo la presión atmosférica ocupa un espacio 1.700 veces mayor que el agua líquida.

Haciendo uso de tres números de la primera columna, se determinará fácilmente las constantes de nuestra ecuación

$$t = \frac{A+B \log v}{A'+B' \log v}$$

No entraremos en los detalles del cálculo necesario para determinar esas cantidades: nos bastará decir que los valores siguientes:

$$\begin{aligned} A &= 2.268 \\ B &= -1.000 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A' &= 19,64 \\ B' &= 3,30 \end{aligned}$$

satisfacen bastante bien las condiciones prescritas, de forma que la ecuación

$$t = \frac{2.268 - 1.000 \log v}{19,64 + 3,30 \log v}$$

expresa de una manera muy aproximada la relación que existe entre el volumen del vapor y la temperatura.

Se observará aquí que la cantidad  $B'$  es positiva y muy pequeña, lo que tiende a confirmar esta proposición, que el calor específico de un fluido elástico crece con el volumen, pero siguiendo una progresión poco rápida.

ras 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  $100^\circ$  y  $100^\circ - b$  (siendo  $b$  infinitamente pequeña) y en el otro  $1^\circ$  y  $1^\circ - b$ . 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  $100^\circ$  durante su expansión; en el segundo es la cantidad de calor que ese mismo cuerpo debe proporcionar para mantener su temperatura a  $1^\circ$  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  $1^\circ$ , puede llegar a ocupar un espacio  $abef$  y adquirir la temperatura de  $100^\circ$  por dos medios diferentes:

1.º Se le puede calentar primero sin hacer variar su volumen, dilatándolo después manteniendo su temperatura constante.

2.º 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 esas 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  $1^\circ$  a  $100^\circ$ , cuando ocupa el espacio  $abef$ .

$a$  es la cantidad de calor necesario para hacer pasar el gas  $1^\circ$  a  $100^\circ$ , 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 pág. 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, generalizado 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  $100^\circ$ , la temperatura de una cierta cantidad de aire cuyo volumen se duplique, que para mantener a  $1^\circ$  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* <sup>(044)</sup>.

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

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.

---

(044) Este resultado sólo puede mantenerse admitiendo la corrección de las mediciones de Delaroche y Bérard.



Esta ley está ligada a la de las variaciones del calor específico de gases a distintas temperaturas, ley que la experiencia no ha dado ha conocer con suficiente exactitud <sup>22</sup>.

22 Si se admitiera la constancia del calor específico de un gas cuando, permaneciendo constante su volumen, su temperatura cambia, el análisis podría llevar a una relación entre la potencia motriz y el grado termométrico. Vamos a hacer ver de qué manera, por lo demás, esto nos dará ocasión para mostrar cómo deberían enunciarse en lenguaje algébrico algunas de las proposiciones establecidas anteriormente.

Sea  $r$  la cantidad de potencia motriz producida por la expansión de una cantidad  $da$  de aire que pasa del volumen de un litro al volumen de  $v$  litros, a temperatura constante; si  $v$  aumenta en una cantidad  $dv$ ,  $r$  aumentará en la cantidad  $dr$  que, por la naturaleza de la fuerza motriz, será igual al incremento  $dv$  del volumen multiplicado por la fuerza expansiva que posee entonces el fluido elástico: si  $p$  es esta fuerza expansiva, se tendrá la ecuación  $dr = pdv...$  (1)

Supongamos la temperatura constante a la que tiene lugar la dilatación, igual a  $t$  grados centígrados: si se llama  $q$  la fuerza elástica del aire que ocupa el volumen de un litro a la misma temperatura  $t$ , se tendrá, según la ley de Mariotte,

$$v : 1 :: q : p, \text{ de donde } p = \frac{q}{v}$$

Si ahora  $P$  es la fuerza elástica de ese mismo aire ocupando siempre el volumen 1, pero a la temperatura de  $0^\circ$ , se tendrá por la regla del Sr. Gay-Lussac

$$q = P + P \frac{t}{267} = \frac{P}{267} (267 + t)$$

de donde

$$\frac{q}{v} = p = \frac{P}{267} \frac{267 + t}{v}$$

Si para abreviar se llama  $N$  a la cantidad  $\frac{P}{267}$ , la ecuación se convertirá en  $p = N \frac{t+267}{v}$  de donde se obtiene por la ecuación (1)

$$dr = N \frac{t+267}{v} dv$$

Consideremos  $t$  constante y tomemos integrales en los dos miembros y tendremos:

$$r = N (t+267) \log v + C$$

Si se supone  $r = 0$  cuando  $v = 1$ , se tendrá  $C = 0$

$$\text{de donde } r = N(t+267) \log v... (2)$$

Intentaremos aquí evaluar de una manera absoluta la potencia motriz del calor, con el fin de verificar nuestra proposición fundamental, si el agente que ha intervenido para realizar la potencia motriz es realmente indiferente, con relación a la cantidad de esa potencia, elegiremos varios sucesivamente: el aire atmosférico, el vapor de agua, el vapor de alcohol.

Esta es la potencia motriz producida por la expansión del aire, que, a la temperatura  $t$ , ha pasado del volumen 1 al volumen  $v$ .

Si en lugar de operar a la temperatura  $t$ , se opera de una manera absolutamente parecida a la temperatura  $t+dt$ , la potencia desarrollada será

$$r + \delta r = N (t+dt + 267) \log v$$

Restándole la ecuación (2), se tiene

$$\delta r = N \log v dt \dots (3)$$

Sea  $e$  la cantidad de calor empleado para mantener la temperatura del gas a un grado constante durante su dilatación: según el razonamiento de la pág. 55  $\delta r$  será la potencia desarrollada por la caída de la cantidad  $e$  de calor del grado  $t+dt$ , al grado  $t$ . Si llamamos  $u$  la potencia motriz desarrollada por la caída de una unidad de calor del grado  $t$  al grado  $0^\circ$ , según el principio general establecido en la pág. 55, como tal cantidad  $u$  debe depender únicamente de  $t$ , podrá representarse por la función  $Ft$ , donde  $u = Ft$ .

Cuando  $t$  crece y se convierte en  $t+dt$ ,  $u$  se convierte en  $u+du$ ; de donde  $u+du = F(t+dt)$ .

Restándole la ecuación anterior se obtiene

$$du = F(t+dt) - Ft = F't dt$$

Ésta es evidentemente, la cantidad de potencia motriz producida por la caída de una unidad de calor del grado  $t+dt$ , al grado  $t$ .

Si la cantidad de calor, en lugar de ser una unidad, hubiese sido  $e$ , su potencia motriz producida habría tenido como valor:

$$e du = e F' t dt \dots (4)$$

Pero  $edu$  es lo mismo que  $\delta r$ ; ambas son la potencia desarrollada por la caída de la cantidad  $e$  de calor del grado  $t+dt$  al grado  $t$ , como consencuencia

$$edu = \delta r$$

y por las ecuaciones (3) y '4)

$$e F' t dt = N \log v dt$$

o dividiendo por  $F't dt$

$$e = \frac{N}{F't} \log v = T \log v$$

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  $0^\circ$ , la del

llamando T la fracción  $\frac{N}{F't}$  que es únicamente una función de  $t$ .

La ecuación  $e = T \cdot \log v$  es la expresión analítica de la ley anunciada en la pág. 64; es común a todos los gases, puesto que las leyes que hemos usado son comunes a todos ellos.

Si se llama  $s$  la cantidad de calor necesaria para llevar el aire sobre el que hemos operado, del volumen 1 y de grado de  $0^\circ$  al volumen  $v$  y de grado  $t$ , la diferencia entre  $s$  y  $e$  será la cantidad de calor necesaria para llevar el aire de volumen 1, de grado 0, al grado  $t$ . Esta cantidad depende únicamente de  $t$ ; llamémosla U; será una función cualquiera de  $t$ ; se tendrá

$$s = e + U = T \log v + U$$

Si se diferencia esta ecuación con respecto a  $t$  sólo, y se representa por  $T'$  y  $U'$  los coeficientes diferenciales de T y U, se convertirá en

$$\frac{ds}{dt} = T' \log v + U' \dots \quad (5)$$

$\frac{ds}{dt}$  no es otra cosa que el calor específico del gas a volumen constante, y nuestra ecuación (1) es la expresión analítica de la ley enunciada en la pág. 67.

Si se supone el calor específico constante a todas las temperaturas (hipótesis discutida antes en la pág. 71), la cantidad  $\frac{ds}{dt}$  será independiente de  $t$ ; y a fin de satisfacer la ecuación (5) para dos valores particulares de  $v$ , será necesario que  $T'$  y  $U'$  sean independientes de  $t$ , tendremos entonces que  $T' = C$ , cantidad constante. Multiplicando  $T'$  y C por  $dt$  y tomando integrales en ambos lados, se tiene

$$T = Ct + C_1$$

pero como  $T = \frac{N}{F't}$  se tiene

$$F't = \frac{N}{T} = \frac{N}{Ct + C_1}$$

Multiplicando ambos lados por  $dt$  e integrando se tiene

$$Ft = \frac{N}{C} \log (Ct + C_1) + C_2;$$

o cambiando de constantes arbitrarias y teniendo en cuenta que  $Ft$  es nulo cuando  $t = 0^\circ$ ,

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.

La potencia motriz desarrollada por el conjunto de operaciones descritas en la pág. 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  $\frac{40}{100}$  de altura de agua; la  $1/267$  milésima de esa presión equivale a  $1/267000 \times 10,40$  metros de altura de agua.

$$F_t = A \log \left( 1 + \frac{t}{B} \right) \dots (6)$$

Así se encuentra determinada la naturaleza de la función  $F_t$  y, por lo tanto, estaríamos en condiciones de calcular la potencia motriz desarrollada por una caída de calor cualquiera. Pero esta última conclusión está basada sobre la hipótesis de la constancia del calor específico de un gas que no cambia de volumen, hipótesis cuya exactitud no ha verificado suficientemente la experiencia. Hasta una nueva prueba, nuestra ecuación (6) sólo puede admitirse en una extensión mediocre de la escala termométrica.

En la ecuación (5) el primer miembro representa, como ya hemos hecho observar, el calor específico del aire que ocupa el volumen  $v$ . Como la experiencia nos ha enseñado que ese calor varía poco a poco a pesar de cambios de volumen bastante considerables, es necesario que el coeficiente  $T'$  de  $\log v$  sea una cantidad muy pequeña. Si se supone nula, y, después de haber multiplicado por  $dt$  la ecuación  $T' = 0$ , se toman integrales resulta  $T = C$  (cantidad constante) pero

$$T = \frac{N}{F_t}$$

$$\text{de donde } F_t = \frac{N}{T} = \frac{N}{C} = A$$

de donde se obtiene finalmente, después de una segunda integración  $F_t = At + B$   
Como  $F_t = 0$ , cuando  $t = 0$ , B es nulo: así

$$F_t = A \cdot t$$

es decir, que la potencia motriz producida resultaría ser exactamente proporcional a la caída de calórico. Esto es la traducción analítica de lo que hemos dicho en la pág. 74.



BIBLIOTE

En cuanto al aumento de volumen, por hipótesis es  $1/116 + 1/267$  del volumen primitivo, es decir del volumen ocupado por un kilogramo de aire a  $0^\circ$ , volumen igual a 0,77 metros cúbicos, teniendo en cuenta el peso específico del aire; por eso el producto:

$$\left( \frac{1}{116} + \frac{1}{267} \right) 0,77 \frac{1}{267000} 10,40$$

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.

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.º el calor necesario para elevar la temperatura de un kilogramo de aire de  $0^\circ$  a  $0,001^\circ$ .

2.º La cantidad necesaria para mantener en ese grado de  $0,001^\circ$  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  $1^\circ$  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 del aire es, para pesos iguales, 0,267 el del agua. Si tomamos como unidad de calor la cantidad necesaria para elevar  $1^\circ$  un kg de agua, tendrá como valor 0,267. Así, la cantidad de calor proporcionado por el cuerpo A es 0,267 unidades.

Éste es el calor capaz de producir 0,000000372 unidades de potencia motriz en su caída de  $0,001^\circ$  a  $0^\circ$ .

Para una caída mil veces mayor, para una caída de  $1^\circ$ , la potencia motriz producida será aproximadamente 1.000 veces la primera o 0,000372.

Si ahora, en lugar de 0,267 unidades de calor, empleamos 1.000 unidades, la potencia motriz producida estará dada por la proporción  $0,267:0,000372::1.000:x$ , donde

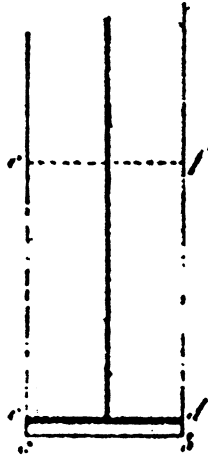
$$x = \frac{372}{267} = 1,395 \text{ unidades}$$

Así 1.000 unidades de calor, al pasar de un cuerpo mantenido a la temperatura de  $1^\circ$  a otro cuerpo mantenido a la temperatura de  $0^\circ$ , producirán, actuando sobre el aire, 1,395 unidades de potencia motriz.

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

Supongamos 1 kilogramo de agua líquida encerrada en la capacidad cilíndrica *abcd*, fig. 4 entre el fondo *ab* y el émbolo *cd*; supon-

Fig. 4



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

2.º 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.º 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.

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  $100^\circ$  y la del B  $99^\circ$ , 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 1.700 veces el del agua. Si operamos sobre un kilogramo entonces será 1.700 litros o 1,7 metros cúbicos.

Por lo que la potencia motriz desarrollada tiene como valor  $1,700 \times 0,36 = 0,611$  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  $100^\circ$ . Tal cantidad está dada por la experiencia: se ha encontrado que es igual a  $550^\circ$ , 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 1.000 unidades de calor vendrá dada por la proporción

$$500 : 0,611 :: 100^{(045)} : x, \text{ de donde } x = \frac{611}{550} = 1,112.$$

---

(045) Evidentemente es un error tipográfico y ha de considerarse 1.000 en vez de 100.

Así, 1.000 unidades de calor llevadas de un cuerpo mantenido a  $100^{\circ}$  a otro cuerpo mantenido a  $99^{\circ}$  producirán, si se actúa sobre el vapor de agua, 1,112 unidades de potencia motriz.

El número 1,112 difiere en  $1/4$  del número 1,395, encontrado anteriormente para el valor de la potencia motriz desarrollada por 1.000 unidades de calor actuando sobre el aire, pero es necesario observar que en ese caso las temperaturas de los cuerpos A y B eran  $1^{\circ}$  y  $0^{\circ}$ , mientras que ahora son  $100^{\circ}$  y  $99^{\circ}$ . Realmente la diferencia es la misma pero no se encuentra a la misma altura en la escala termométrica. Para hacer una comparación exacta, habría sido necesario, evaluar la potencia motriz desarrollada por el vapor formado a  $1^{\circ}$  y condensado a  $0^{\circ}$ ; además habría sido necesario poder conocer la cantidad de calor contenido en el vapor formado a  $1^{\circ}$ .

La ley debida a los Sres. Clément y Désormes, citada en la pág. 72 nos suministra este dato. Al ser siempre el mismo el calor contenido en el vapor de agua, cualquiera que sea la temperatura a la que se haya producido la vaporización, si son necesarias 500 grados de calor para vaporizar el agua que ya está a  $100^{\circ}$ , serían necesarios  $550+100$ , es decir 650 para vaporizar el mismo peso de agua tomado a  $0^{\circ}$ .

Haciendo uso de este dato y razonando del mismo modo que lo hemos hecho para el agua a  $100^{\circ}$  se encuentra, como es fácil comprobarlo,

1,290

para la potencia motriz desarrollada por 1.000 unidades de calor actuando sobre vapor de agua entre  $1^{\circ}$  y  $0^{\circ}$ .

Ese número se aproxima mucho más que el primero,

1,395

Sólo difiere en  $1/4$ , error que no está fuera de los límites presumibles, sobre todo teniendo en cuenta el gran número de datos que diversos tipos que nos hemos visto obligados a utilizar para llegar a esta aproximación. De este modo se encuentra verificada, en un caso particular nuestra ley fundamental <sup>23</sup>.

<sup>23</sup> En una Memoria del Sr. Petit (*Annales de chimie et de physique*, julio 1818, pág. 294) se encuentra una evaluación de la potencia motriz del calor aplicada al aire y al vapor de agua. Tal evaluación lleva a atribuir al aire atmosférico una gran ventaja; pero se debe a un método muy incompleto de considerar la acción del calor.



Examinaremos otro caso todavía en el que se hace actuar el calor sobre vapor de alcohol<sup>(046)</sup>.

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 Sres Delaroche y Bèrard, 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<sup>(047)</sup>, citadas en la segunda parte de la *Architecture hydraulique* del Sr. Prony, pág. 180, 195)<sup>24</sup>.

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 0,251 unidades.

Esto resulta del empleo de 207 unidades de calor. Para 1.000 unidades es necesario establecer la proporción

---

24 El Sr. Dalton creyó observar que los vapores de líquidos diversos, a distancias termométricas iguales del punto de ebullición, disfrutaban de tensiones iguales; pero esta ley no es rigurosamente exacta, sino sólo aproximada. Lo mismo ocurre con la ley de proporcionalidad del calor latente de los vapores con respecto a su densidad (véase «Extraits d'un Mémoire de M. C. Despretz», *Annales de physique et de chimie*, tomo 16, pág. 105 y tomo 24 pág. 323). Las cuestiones de este género se relacionan muy íntimamente con las de la potencia motriz del fuego. Recientemente los Sres. Davy y Faraday, después de haber hecho hermosas experiencias sobre la licuefacción de los gases por efecto de una presión considerable, han intentado reconocer los cambios de tensión de esos gases licuados para ligeras variaciones de la temperatura. Pensaban en la aplicación de nuevos líquidos a la producción de potencia motriz (véase *Annales de chimie et de physique*, enero 1824, pág. 80). Según la teoría expuesta anteriormente, se puede preveer que el empleo de esos líquidos no presentará ventajas con respecto a la economía del calor. Las ventajas podrían encontrarse únicamente en las bajas temperaturas, donde sería posible trabajar y en las fuentes donde, por esa razón, sería posible extraer el calórico.

(046) En la obra de Prony citada por Carnot tres párrafos después se encuentra un análisis de las propiedades del vapor del alcohol. Fue uno de los intentos fallidos de sustituir el vapor de agua en las máquinas de vapor.

(047) Agustín de Betancour y Molina nació en Tenerife en 1758, se educó en la Escuela militar de Madrid llegando a ser General Inspector para la construcción de Carreteras y Puertos. En 1808 entró al Servicio del Zar donde conservó el mismo rango y ocupación, siendo pronto Teniente General. Presentó en París en 1790 su *Mémoire sur la force expansive de la vapeur d'eau*, y llegó a colaborar con Bréget en el proyecto de un nuevo telégrafo. Murió en San Petersburgo en 1824.

$$207 : 0,254 :: 1.000 : x \text{ de donde } x = 1,230.$$

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 1.000 unidades de calor. Como se ve, este último número se aproxima mucho a 1,230; no difiere de él más que en 1/50.

Habríamos deseado hacer otras aproximaciones de este tipo para poder calcular, por ejemplo, la potencia motriz desarrollada por la acción del calor sobre sólidos y líquidos, por la congelación del agua, etc.; pero la física actual nos niega los datos necesarios <sup>25</sup>. Sin embargo para que la ley fundamental que tratamos de confirmar quede fuera de duda nos parece que se deben exigir nuevas verificaciones; está basada sobre la teoría del calor tal como se concibe hoy día y es necesario confesar que esa base no nos parece de una solidez inquebrantable. Sólo nuevas experiencias podrían decidir la cuestión; mientras tanto nos ocuparemos en aplicar las ideas teóricas expresadas más arriba, considerándolas como exactas, al examen de los diversos medios propuestos hasta el presente para realizar la potencia motriz del calor.

Alguna vez se ha propuesto desarrollar la potencia motriz por la acción del calor sobre los cuerpos sólidos. La manera de proceder que se presenta al espíritu con más naturalidad consiste en fijar invariablemente un cuerpo sólido, una barra metálica por ejemplo, por uno de sus extremos y atar el otro extremo a la parte móvil de una máquina; después, hacer variar la longitud de la barra por medio de calentamientos y enfriamientos sucesivos para así producir movimientos cualesquiera. Tratemos de juzgar si puede ser ventajosa esta manera de producir potencia motriz. Hemos hecho ver que la característica del empleo óptimo del calor para la producción de movimiento era que todos los cambios de temperatura que se produzcan en los cuerpos se deban a los cambios de volumen. Cuanto más nos aproximemos a cumplir esta condición, mejor utili-

---

<sup>25</sup> Los que nos faltan son la fuerza expansiva que adquieren los sólidos y líquidos en un aumento dado de temperatura y la cantidad de calor absorbida o desprendida en los cambios de volumen de esos cuerpos.

zaremos el calor. Pero, operando de la forma que se acaba de describir, se está lejos de cumplir tal condición; aquí ningún cambio de temperatura se debe a un cambio de volumen: todos se deben a los contactos entre cuerpos calentados de manera distinta, al contacto de la barra metálica, bien con el cuerpo encargado de proporcionarle calor, bien con el cuerpo encargado de quitárselo.

El único medio de cumplir la condición prescrita sería actuar sobre el cuerpo sólido absolutamente de la misma manera a como lo hemos hecho sobre el aire en las operaciones descritas en la pág. 51. Pero para esto sería necesario poder producir cambios considerables de temperatura utilizando sólo cambios de volumen, si al menos se quisieran utilizar caídas de calórico considerables; pero eso es lo que parece impracticable. En efecto, muchas consideraciones llevan a pensar que los cambios producidos en la temperatura de los cuerpos sólidos o líquidos por efecto de la compresión y la rarefacción serían bastante débiles.

1.º Esto se observa frecuentemente en las máquinas (en las máquinas de fuego particularmente) donde en piezas sólidas soportan esfuerzos muy considerables, unas veces en un sentido y otras en otro, y aun siendo esos esfuerzos tan grandes como lo permite la naturaleza de las sustancias utilizadas, las variaciones de temperatura son poco sensibles.

2.º En la acción de acuñar las monedas, en la de laminar o hilar los metales, éstos sufren las mayores compresiones que nos permiten efectuar nuestros medios, utilizando los utensilios más duros y resistentes. Sin embargo la elevación de temperatura no es considerable: si lo fuera, las piezas de acero que se utilizan en estas operaciones se destempearían en seguida.

3.º Se sabe que sería necesario ejercer sobre los sólidos y los líquidos un esfuerzo muy considerable para producirles una reducción de volumen comparable a la que experimentan por enfriamiento (un enfriamiento entre  $100^{\circ}$  y  $0^{\circ}$ , por ejemplo). Pero el enfriamiento exige una supresión de calórico más grande que la que exigiría la simple reducción de volumen. Si tal reducción se hubiera producido por un medio mecánico, el calor liberado no podría entonces hacer variar la temperatura del cuerpo tantos grados como lo hace el enfriamiento. Sin embargo necesitaría el empleo de una fuerza con toda seguridad muy considerable.

Como en los cuerpos sólidos los cambios de volumen producen

pocos cambios de temperatura y además la condición para emplear de un modo óptimo el calor en el desarrollo de la potencia motriz es, precisamente, que todo cambio de temperatura se deba a un cambio de volumen, los cuerpos sólidos parecen poco adecuados para realizar esta potencia.

Los cuerpos líquidos están exactamente en el mismo caso; pueden darse las mismas razones para rechazar su empleo <sup>26</sup>.

No hablamos aquí de las dificultades prácticas: serían innumerables. Los movimientos producidos por la compresión y la dilatación de los cuerpos sólidos y líquidos sólo podrían ser muy pequeños; para ampliarlos nos veríamos forzados a utilizar mecanismos complicados; sería necesario emplear materiales muy resistentes para transmitir presiones enormes; en fin, las sucesivas operaciones se producirían con mucha lentitud, comparadas con las de la máquina de fuego ordinaria, de manera que aparatos de grandes dimensiones y de un precio considerable sólo producirían efectos mediocres.

Los fluidos elásticos, gases o vapores, son los verdaderos instrumentos apropiados para desarrollar la potencia motriz del calor. Reúnen todas las condiciones necesarias para cumplir bien esta función. Son fáciles de comprimir; gozan de la facultad de expandirse casi indefinidamente; las variaciones de volumen les ocasionan grandes cambios de temperatura; finalmente son muy móviles, fáciles de calentar y de enfriar rápidamente, fáciles de transportar de un lugar a otro, lo que les da la facultad de producir con rapidez los efectos que se espera de ellos.

Fácilmente se puede concebir un gran número de máquinas adecuadas para desarrollar la potencia motriz del calor empleando fluidos elásticos; pero sea cual sea el procedimiento utilizado, no deben perderse de vista los principios siguientes:

1.º En primer lugar se debe llevar la temperatura del fluido al grado más elevado posible, con el fin de obtener una gran caída de calórico, y, por consiguiente, una gran producción de potencia motriz.

2.º Por la misma razón debe llevarse el enfriamiento también lo más lejos posible.

---

26 Experiencias recientes del Sr. Oersted sobre la compresibilidad del agua han hecho ver que, para una presión de 5 atmósferas, la temperatura de ese líquido no sufre cambio apreciable (véase *Annales de physique et chimie*, febrero 1823, pág. 192).

3.º Es necesario actuar de modo que el paso del fluido elástico de la temperatura más elevada a la más baja se deba a la extensión de volumen, es decir es necesario actuar de modo que el enfriamiento del gas tenga lugar espontáneamente por medio de la rarefacción.

Los límites de la temperatura donde es posible hacer llegar primeramente el fluido no son más que los límites de la temperatura producida por la combustión; están muy alejados.

Los límites del enfriamiento se encuentran en la temperatura de los cuerpos más fríos de los que se pueda disponer fácilmente y en gran abundancia: esos cuerpos son habitualmente las aguas del lugar donde uno se encuentra.

En lo que se refiere a la tercera condición, proporciona dificultades para la realización de la potencia motriz del calor cuando se trata de aprovechar grandes diferencias de temperatura, de utilizar grandes caídas de calórico. En efecto, entonces es necesario que el gas al enrarecerse pase de una temperatura muy elevada a otra muy baja, lo que exige un gran cambio de volumen y densidad, y consiguientemente que el gas se tome al principio a una presión muy fuerte, o bien que adquiera al dilatarse un volumen enorme, condiciones difíciles de cumplir. La primera necesita el empleo de recipientes muy sólidos para contener el gas a la vez bajo una gran presión y a una temperatura muy alta; la segunda necesita emplear recipientes de una dimensión muy considerable.

En efecto éstos son los principales obstáculos que impiden aprovechar en las máquinas de vapor una gran parte de la potencia motriz del calor. Se está obligando a utilizar sólo una débil caída de calórico, mientras que la combustión del carbón proporciona medios para procurar una caída muy grande.

Es muy raro que en las máquinas de vapor se produzca fluido elástico bajo una presión superior a 6 atmósferas, presión que corresponde aproximadamente a 160 grados centígrados, y es raro que la condensación se realice a una temperatura muy por debajo de los 40 grados; la caída de calórico de 160º a 40º es de 120º, mientras que por medio de la combustión se pueden conseguir caídas de 1.000 a 2.000 grados.

Para llegar a imaginar esto mejor recordaremos lo que hemos designado caída de calor: es el paso de calor de un cuerpo A, donde la temperatura es elevada, a otro B, de temperatura más baja. De-

cidos que la caída de calórico es de 100 grados o de 1.000 grados cuando la diferencia de temperatura entre los cuerpos A y B es  $100^\circ$  o  $1.000^\circ$ .

En una máquina de vapor que trabaje bajo la presión de 6 atmósferas, la temperatura de la caldera es de 160 grados: es la del cuerpo A que, al estar permanentemente en contacto con el fogón, mantiene la temperatura constante de  $160^\circ$  y proporciona continuamente el calor necesario para la formación del vapor.

El condensador es el cuerpo B; se mantiene por medio de una corriente de agua fría a la temperatura más o menos constante de 40 grados; absorbe continuamente el calórico que le aporta el cuerpo A por medio del vapor.

La diferencia de temperatura entre los dos cuerpos es  $160 - 40^\circ$  o  $120^\circ$ : por eso decimos que la caída de calórico es aquí de  $120^\circ$ .

Al ser capaz el carbón de producir en su combustión una temperatura superior a  $1.000^\circ$ , y al estar el agua fría disponible en nuestros climas a  $10^\circ$  aproximadamente, se puede conseguir fácilmente una caída de calórico de  $1.000^\circ$ , de la que sólo se utiliza  $120^\circ$  en las máquinas de vapor. Incluso ni siquiera esos  $120^\circ$  se utilizan completamente. Siempre se producen pérdidas considerables debidas a restablecimientos inútiles de equilibrio en el calórico.

Ahora es fácil darse cuenta de la causa de las ventajas de las máquinas denominadas de alta presión sobre las máquinas de presión más baja: *esta ventaja reside esencialmente en la facultad de hacer útil una caída de calórico mayor*. Al originarse el vapor bajo una presión más fuerte, se encuentra también a una temperatura más elevada y, como además la temperatura de la condensación es más o menos la misma, la caída de calórico es más considerable.

Pero, para obtener de las máquinas de alta presión resultados verdaderamente ventajosos, es necesario que la caída del calórico se aproveche lo mejor posible. No basta que el vapor se origine a una temperatura elevada: es necesario además que se llegue a una temperatura bastante baja por medio de la extensión de su volumen. El carácter de una buena máquina de vapor debe ser no solamente emplear el vapor bajo una presión muy fuerte, sino *emplearlo a presiones sucesivas muy variables, muy diferentes unas de otras y progresivamente decrecientes* <sup>27</sup>.

---

27 Este principio, verdadero fundamento de la teoría de las máquinas de vapor ha sido desarrollado con mucha claridad por el Sr. Clément, en una memoria pre-

Para mostrar, en cierto modo *a posteriori*, la ventaja de las máquinas de alta presión, supongamos que el vapor formado a la presión

sentada en la Academia de Ciencias hace algunos años. Esta memoria no se ha llegado a imprimir nunca, pero debo su conocimiento a la amabilidad del autor. En ella el principio no sólo está establecido, sino además está aplicado a los diferentes sistemas de máquinas de vapor actualmente en funcionamiento; la potencia motriz de cada una está calculada con ayuda de la ley citada (pág. 72) y comparada con los resultados de la experiencia.

El principio en cuestión es tan desconocido o tan mal apreciado que recientemente el Sr. Perkins, célebre mecánico londinense, ha construido una máquina donde el vapor formado a la presión de 35 atmósferas, presión hasta ahora inusitada, no recibe ningún cambio de volumen, como se puede apreciar ya en un conocimiento elemental de la máquina. Está compuesta de un solo cilindro, de dimensiones muy pequeñas, que a cada pulsación se llena completamente de vapor formado a la presión de 35 atmósferas. El vapor no produce ningún efecto por extensión de su volumen, ya que no se le presenta ninguna capacidad donde puede producirse esa extensión; se le condensa inmediatamente después de su salida del pequeño cilindro. Por tanto trabaja únicamente a la presión de 35 atmósferas y no cómo lo exigiría su buen uso, bajo presiones que disminuyeran progresivamente. La máquina del Sr. Perkins tampoco parece realizar las esperanzas que al principio había hecho concebir. Se había pretendido que la economía del carbón producida por esta máquina era 9/10 sobre las buenas máquinas de Watt, y que se le encontraría todavía más ventajas (véase *Ann. de physique et de chimie*, abril 1823, pág. 429). Tales afirmaciones no se verificaron. Con todo, la máquina de Perkins ha sido un invento de gran valor porque ha mostrado la posibilidad de usar el vapor a presiones mucho más elevadas de las utilizadas hasta entonces, y porque puede llevar, si es modificada con habilidad, a resultados verdaderamente útiles.

Watt, a quien se deben casi todas las grandes mejoras de las máquinas de vapor, y que ha llevado a esas máquinas a un estado de perfección difícilmente superable hoy en día, es el primero que habría utilizado el vapor a presiones progresivamente decrecientes. En muchos casos suspendía la introducción del vapor en el cilindro a la mitad, a un tercio, o a la cuarta parte del recorrido del émbolo que terminaba así a una presión progresivamente más débil. Las primeras máquinas que han actuado bajo ese principio datan de 1778. Watt había concebido la idea ya en 1769 y sacado la patente para este objeto en 1782.

Damos a continuación la tabla que se encontraba unida a la patente de Watt. Suponía que el vapor se introducía en el cilindro durante el primer cuarto del recorrido del émbolo; después dividiendo este recorrido en veinte partes calculaba así la presión media:

Partes del descenso desde el extremo superior del cilindro		Presión descendente del vapor desde la presión inicial	
0,05	El vapor llega libremente a	1	Presión entera
0,10		1	
0,15		1	
0,20	la caldera	1	
Un cuarto 0,25		1	

atmosférica, e introducido en la capacidad cilíndrica *abcd* (fig. 5) bajo el émbolo *cd*, que primeramente estaba en contacto con el fondo *ab*; el vapor, después de haber hecho moverse el émbolo de *ab* a *cd*, continuará posteriormente sus efectos de una manera cualquiera de la que no nos ocuparemos.

(Continuación)

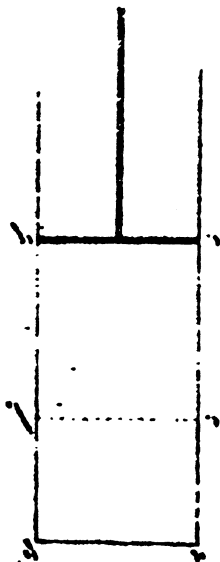
<i>Partes del descenso desde el extremo superior del cilindro</i>		<i>Presión descendiente del vapor siendo 1 la presión inicial</i>
.....	0,30	0,830
	0,35	0,714
	0,40	0,625
	0,45	0,655 Mitad de
La mitad	0,50	0,500 la presión
	0,55	0,454 inicial
	0,60	0,417
	0,65	0,385
	0,70	0,375
	0,75	0,333 Un tercio
	0,80	0,312
	0,85	0,294
	0,90	0,277
Fondo de cilindro	0,95	0,262
	1,00	0,025 Un cuarto
	Suma .....	11,583
Presión media	$\frac{11,583}{20} = 0,579$ .	

Por esto observó que la presión media es mayor que la mitad de la presión inicial, y que así utilizando una cantidad de vapor igual a una cuarta parte producía un efecto mayor que la mitad.

Watt suponía aquí que el vapor sigue en su dilatación la ley de Mariotte: no debió suponer que era exacta, porque, por una parte, el fluido elástico baja de temperatura al dilatarse, y por otra nada probaba que una parte de ese fluido no se condensara por efecto de su expansión. Watt debió tener presente la fuerza necesaria para expulsar el vapor que queda después de la condensación y que se encuentra en cantidad tanto mayor cuanto más se haya apurado la extensión del volumen. El Dr. Robinson había añadido al trabajo de Watt una fórmula simple para calcular el efecto de la expansión del vapor; pero esta fórmula contiene los mismos vicios que acabamos de señalar. Sin embargo, ha sido útil al proporcionar a los constructores datos aproximados más o menos suficientes para la práctica. Hemos creído útil recordar estos hechos porque son poco conocidos, sobre todo en Francia. Construimos máquinas con los modelos de los inventores, pero se aprecian mal los motivos que guiaron en un principio a éstos. El olvido de esos motivos han conducido muchas veces a faltas graves. Máquinas originalmente bien concebidas se han deteriorado en manos de constructores poco hábiles que, al querer introducir perfeccionamientos de poca importancia, han menospreciado las consideraciones capitales que no habían sabido apreciar.



Fig. 5



Imaginemos que, una vez que ha llegado el émbolo a *cd*, se le obliga a descender a *ef* sin permitir que se escape el vapor ni que pierda ninguna parte de su calórico. El vapor estará comprimido en el espacio *abef* y aumentará a la vez de densidad, fuerza elástica y temperatura.

Si el vapor, en vez de originarse a la presión atmosférica, se hubiese formado precisamente en el estado en el que se encuentra cuando está comprimido en *abef*, y después de haber hecho moverse el émbolo de *ab* a *ef*, al introducirse en el cilindro, lo hubiese empujado sólo por efecto de su expansión de *ef* a *cd*, la potencia motriz producida habría sido más considerable que en el primer caso. En efecto, el movimiento del émbolo, igual en amplitud, habría tenido lugar bajo el esfuerzo de una presión mayor, aunque variable, aunque progresivamente decreciente.

Sin embargo el vapor exigió para su formación una cantidad de calórico exactamente igual: pero el calórico tuvo que ser tomado a una temperatura más elevada.

Por este tipo de consideraciones se han implantado las máquinas de dos cilindros, máquinas inventadas por el Sr. Hornblower, per-

feccionadas por el Sr. Woolf y que parecen ser las más ventajosas en relación a la economía del combustible. Están compuestas de un pequeño cilindro que a cada pulsación, se llena más o menos de vapor (a menudo por completo), y de un segundo cilindro al que se da habitualmente una capacidad cuádruple de la del primero y que sólo recibe el vapor que ya ha actuado en el primer cilindro. Así el vapor, al término de su acción, al menos ha cuadruplicado su volumen. Del segundo cilindro se lleva el vapor directamente al condensador; pero puede imaginarse que se podría llevar a un tercer cilindro cuádruplo del segundo y cuyo volumen llegaría a ser 16 veces el volumen primitivo. El principal obstáculo que se opone al empleo de un tercer cilindro de este tipo es la capacidad que habría que darle y las grandes dimensiones que sería necesario dar a las aberturas destinadas a la salida del vapor<sup>28</sup>. No diremos más sobre este asunto, ya que no es nuestro objeto entrar aquí en los detalles de construcción de las máquinas de fuego: estos detalles reclamarían una obra que tratase de ellos especialmente y no existe todavía, al menos en Francia<sup>29</sup>.

28 La ventaja de dos cilindros en vez de uno es fácil de apreciar. En un único cilindro el impulso del émbolo sería excesivamente variable del principio al final de su recorrido. Sería necesario que todas las piezas destinadas a transmitir el movimiento tuviesen una fuerza suficiente como para resistir el primer impulso y estuviesen perfectamente encajadas entre sí como para evitar los movimientos bruscos que las haría sufrir mucho e incluso podrían destruirlos pronto. La desigualdad del impulso se haría sentir especialmente sobre el balancín, los soportes, la biela, la manivela y las primeras ruedas dentadas y produciría en esas partes los efectos más perjudiciales. Además sería necesario que el cilindro de vapor tuviese una fuerza suficiente como para soportar la presión más elevada y una capacidad suficientemente considerable como para contener el vapor después de su extensión del volumen, mientras que, haciendo uso de dos cilindros sucesivos, basta con dar al primero la fuerza con una capacidad mediocre, algo fácil de conseguir, y al último grandes dimensiones con una fuerza mediocre.

Las máquinas de dos cilindros aunque concebidas por medio de principios bastante buenos, se encuentran frecuentemente lejos de producir los resultados ventajosos que podríamos esperar de ellas: esto se debe fundamentalmente a que las dimensiones de las diversas partes de estas máquinas son difíciles de regular y que raras veces se encuentran en una relación exacta unas con otras. Faltan buenos modelos para la construcción de máquinas de dos cilindros, mientras que se poseen excelentes modelos para la construcción de máquinas del sistema de Watt. De aquí procede la diversidad que se observa en los efectos de las primeras y la casi uniformidad observadas en los de las segundas.

29 En la obra titulada *De la Richesse minérale*, del Sr. Herón de Villefosse, vol. 3 pág. 50 y ss. se encuentra una buena descripción de las máquinas de vapor que actualmente se utilizan en la explotación de minas. En Inglaterra, se ha tratado las máquinas de vapor de una manera bastante completa en la *Encyclopedie Britannique*. Algunos de los datos de los que nos servimos aquí han sido sacados de esta obra.

Si la expansión del vapor está limitada principalmente por las dimensiones de los recipientes donde debe dilatarse, el grado de condensación en el que es posible emplearlo en un principio sólo esta limitado por la resistencia de los recipientes donde se origina, es decir las calderas. En este aspecto se está lejos de haber alcanzado el límite de la mayor perfección posible, ya que la disposición de las calderas generalmente en uso es completamente viciosa; aunque la tensión del vapor en ellas no sobrepase generalmente de 4 a 6 atmósferas, estallan frecuentemente y han ocasionado accidentes graves. Sin duda sería muy posible evitar éstos accidentes y sin embargo llevar el vapor a tensiones mucho más fuertes de lo que se hace generalmente.

Además de las máquinas de alta presión y de las que hemos hablado, existen máquinas de alta presión con un solo cilindro. La mayor parte de estas últimas han sido construidas por dos hábiles ingenieros ingleses, los Sres. Trevetick y Vivian. Emplean el vapor bajo una presión muy elevada, algunas veces de 8 a 10 atmósferas, pero no tienen condensador. El vapor, después de haber sido introducido en el cilindro, se expande algo pero manteniendo siempre una presión más elevada que la presión atmosférica. Cuando ha cumplido su función, se le lanza a la atmósfera. Es evidente que este modo de actuar equivale por completo, en relación a la potencia motriz producida, a condensar el vapor a 100°, y que se pierde parte del efecto útil; pero las máquinas que funcionan así se ahorran el empleo de condensador y de bomba de aire. Son menos costosas que las otras, menos complicadas y ocupan menos lugar, pudiéndose emplear en lugares donde no se dispone de una corriente de agua fría suficiente como para realizar la condensación. En esos lugares son de una utilidad inapreciable, puesto que no se las puede reemplazar por otras. En Inglaterra se emplean estas máquinas principalmente para mover los vagones destinados al transporte de la hulla en las líneas férreas construidas bien en el interior de las minas, bien al aire libre.

Nos queda hacer algunas reflexiones sobre empleo de los gases permanentes y de otros vapores diferentes al vapor de agua, para el desarrollo de la potencia motriz del fuego <sup>(048)</sup>.

Varias veces se ha intentado hacer actuar el calor sobre el aire

---

(048) En esta parte es donde se apoya P. Redondi (nota 014) para hacer depender el pensamiento de Carnot de toda la tradición francesa de máquinas de aire.

atmosférico para dar lugar al nacimiento de potencia motriz. Ese gas presenta, en relación al vapor de agua, ventajas e inconvenientes que vamos a examinar.

1.º Presenta, en relación con el vapor de agua, una ventaja notable ya que, al tener a igual volumen una capacidad para el calor mucho menor, se enfriará más para una extensión análoga de volumen (este hecho está probado por lo que hemos dicho anteriormente). Ahora bien, se ha visto la importancia que tenía producir por variaciones de volumen los mayores cambios posibles en la temperatura.

2.º El vapor de agua sólo puede formarse por medio de una caldera, mientras que el aire atmosférico podría calentarse inmediatamente por una combustión ejecutada en su seno. Se evitaría así una pérdida considerable no sólo de la cantidad de calor, sino también de su grado termométrico. Esta ventaja pertenece exclusivamente al aire atmosférico; los demás gases no gozan de ella; hasta serían más difíciles de calentar que el vapor de agua.

3.º Con el fin de poder dar al aire una gran extensión de volumen, y de producir por tal extensión un gran cambio de temperatura, sería necesario tomarlo a una presión muy elevada: por lo tanto sería necesario comprimirlo por medio de una bomba neumática o por otro procedimiento cualquiera, antes de calentarlo. Esta operación exigiría un aparato particular, que no existe en las máquinas de vapor. En éstas el agua está en estado líquido cuando se la hace penetrar en la caldera; por tanto sólo exige para ser introducida allí una bomba impelente de pequeñas dimensiones.

4.º El enfriamiento del vapor por el contacto del cuerpo refrigerante es más inmediato y más fácil que lo podría ser en el caso del aire. A decir verdad, se tendría el recurso de lanzarlo a la atmósfera, lo que tendría además la ventaja de evitar el empleo de un refrigerante del que no siempre se dispone, pero para esto sería necesario que la extensión de volumen del aire no le hiciese llegar a una presión menor que presión atmosférica.

5.º Uno de los inconvenientes más graves del vapor es no poderlo tomar a altas temperaturas sin necesitar recipientes de una resistencia extraordinaria. No ocurre lo mismo con el aire, para el que no existe una relación necesaria entre la fuerza elástica y la temperatura. El aire parecería por lo tanto más adecuado que el vapor para realizar la potencia motriz de las caídas del calórico en

los grados elevados; tal vez el vapor sea más conveniente en los grados inferiores. Incluso se podría concebir la posibilidad de hacer actuar el mismo calor sucesivamente sobre el aire y sobre el vapor de agua. Bastaría dejar el aire, después de su empleo, a una temperatura elevada, y en lugar de arrojarlo inmediatamente a la atmósfera, hacerle envolver una caldera de vapor como si saliera inmediatamente de un fogón.

El empleo del aire atmosférico para el desarrollo de la potencia motriz presentaría en la práctica dificultades muy grandes, pero tal vez no insuperables; si se llegase a vencerlas presentaría sin duda una superioridad notable sobre el vapor de agua <sup>30</sup>.

---

30 Entre los intentos hechos para desarrollar la potencia motriz del fuego por medio del aire atmosférico se debe distinguir las de los Sres. Niepce, que han tenido lugar en Francia hace varios años por medio de un aparato llamado por los inventores *pyreolophoro*. Este aparato consistía esencialmente en lo siguiente: era un cilindro, provisto de un émbolo, donde se introducía el aire a la densidad ordinaria. Allí se arrojaba una materia muy combustible, pulverizada lo máximo posible y que quedaba un momento en suspensión en el aire, y después se le prendía fuego. La inflamación producía más o menos el mismo efecto que si el fluido elástico hubiese sido una mezcla de aire y de gas combustible, por ejemplo de aire y de hidrógeno carbonado; se producía una especie de explosión y dilatación súbita del fluido elástico, dilatación que se aprovecha haciéndola actuar completa sobre el émbolo. Éste realizaba un movimiento de una amplitud cualquiera y así se desarrollaba la potencia motriz. A continuación nada impedía renovar el aire y empezar de nuevo una operación semejante a la primera.

Esta máquina, muy ingeniosa e interesante, sobre todo por la novedad de su principio, pecaba en un punto capital. La materia que se utilizaba como combustible (era el polvo de licopodio empleado para producir llamas en nuestros teatros) era lo suficientemente cara como para que desapareciera por esta causa cualquier otra ventaja, y, desgraciadamente, era difícil emplear un combustible de precio moderado, puesto que hacía falta un cuerpo en forma de polvo muy fino cuya inflamación fuese muy rápida, de propagación fácil, y que dejase pocas o ninguna cenizas.

En vez de actuar como lo hacían los Srs. Niepce, nos habría parecido preferible comprimir el aire por medio de bombas neumáticas, hacerle atravesar un fogón perfectamente cerrado, y en el cual se hubiese introducido el combustible en pequeñas dosis por medio de un mecanismo fácil de concebir; hacerle desarrollar su acción en un cilindro con émbolo o en cualquier capacidad extensible; expulsarlo finalmente a la atmósfera o también hacerle pasar por una caldera de vapor, con el fin de utilizar la temperatura que hubiese quedado en él.

Las principales dificultades que se hubiesen encontrado en este modo de operar habrían sido encerrar el fogón en una envoltura suficientemente rígida, mantener la combustión en un estado conveniente y, a pesar de eso, conservar las diversas partes del aparato a una temperatura moderada e impedir que el cilindro y el émbolo se destruyan rápidamente: no creemos que estas dificultades sean insuperables.

Se comenta que recientemente en Inglaterra se han realizado ensayos afortunados sobre el desarrollo de la potencia motriz por medio de la acción del calor sobre el aire atmosférico. Ignoramos por completo en qué han consistido tales ensayos y si realmente se han hecho.

En cuanto a los otros gases permanentes deben ser absolutamente rechazados: tienen todos los inconvenientes del aire atmosférico sin presentar ninguna de sus ventajas.

Se puede decir lo mismo de los demás vapores comparados con el vapor de agua.

Si se encontrara un cuerpo líquido abundante, que se vaporizara a una temperatura más elevada que el agua, cuyo vapor tuviese para el mismo volumen un calor específico menor, que no atacara los metales empleados en la construcción de las máquinas, sin duda merecería la preferencia; pero la naturaleza no nos ofrece un cuerpo semejante.

Se ha propuesto algunas veces el empleo del vapor de alcohol, incluso se han construido máquinas cuyo objetivo era hacer posible ese uso evitando mezclar los vapores con el agua de condensación, es decir aplicando el cuerpo frío exteriormente, en lugar de introducirlo en la máquina. Se creía encontrar en el vapor de alcohol una ventaja notable porque posee una tensión más fuerte que el vapor de agua a igual temperatura. En eso nosotros sólo podemos ver un nuevo obstáculo a superar. El principal defecto del vapor de agua es su excesiva tensión a una temperatura elevada; pero ese defecto existe con mayor razón en el vapor de alcohol. En cuanto a la ventaja relativa de una mayor producción de potencia motriz, ventaja que se creía deber encontrar, sabemos por los principios expuestos anteriormente que es imaginaria.

Por lo tanto los intentos futuros de perfeccionar las máquinas de fuego deben referirse al empleo del vapor de agua y del aire atmosférico; los esfuerzos deben dirigirse a utilizar por medio de esos agentes las mayores caídas posibles de calórico.

Terminaremos haciendo ver cuán lejos estamos de haber obtenido, por los medios que conocemos hasta ahora, toda la potencia motriz de los combustibles <sup>(049)</sup>.

Un kilogramo de carbón quemado en el calorímetro produce una cantidad de calor capaz de elevar un grado centígrado aproximada-

---

(049) A pesar de las palabras de Carnot esta diferencia y la apreciación que se da en la nota ha sido objeto de muchos comentarios. Tal vez el más interesante se encuentre en la edición alemana de las *Reflexiones* hecha por Ostwald en 1892 en la colección *Ostwald's Klassiker* que dirigía él mismo y que fue una primera colección de clásicos de la ciencia. En los comentarios que figuran después de la traducción se puede ver los problemas que suscita para un fenomenista el juicio de Sadi Carnot.

mente de 7.000 kilogramos de agua, es decir que produce 7.000 unidades de calor según la definición dada (pág. 80) de esas unidades.

La mayor caída realizable de calórico está medida por la diferencia entre la temperatura producida por la combustión y la de los cuerpos empleados en la refrigeración. Es difícil encontrar en la temperatura de la combustión otros límites que no sean aquellos donde pueda darse la combinación entre el oxígeno y el combustible. Pero admitamos que ese límite sea  $1.000^{\circ}$ , y nos mantendremos por debajo de la verdad. En cuanto a la temperatura del refrigerante, supongamos que sea  $0^{\circ}$ .

Hemos evaluado aproximadamente, en la pág. 80, la cantidad de potencia motriz que desarrollan 1.000 unidades de calor del grado 100 al grado 99: hemos encontrado 1,12 unidades de potencia iguales cada una de ellas a 1 metro de agua elevado a un metro de altura.

Si la potencia motriz fuera proporcional a la caída de calórico, si fuese la misma para cada grado termométrico, nada sería más fácil que evaluarla de  $1.000^{\circ}$  a  $0^{\circ}$ ; tendría como valor

$$1,12 \times 1.000 = 1.120$$

Pero como esta ley es sólo aproximada y puede ser tal vez que se aparte mucho de la verdad en los grados elevados, no podemos hacer más que una estimación totalmente tosca; supondremos el número 1.120 reducido a la mitad, es decir a 560.

Puesto que un kilogramo de carbón produce 7.000 unidades de calor y el número 560 se refiere a 1.000 unidades, es necesario multiplicarlo por 7, lo que da

$$7 \times 560 = 3.920$$

Esta es la potencia motriz de un kilogramo de carbón.

Para comparar este resultado con los resultados de experiencia, examinemos cuanta potencia motriz desarrolla realmente un kilogramo de carbón en la mejores máquinas de fuego conocidas.

Las máquinas que han presentado hasta ahora los resultados más ventajosos son las grandes máquinas de dos cilindros empleadas para achicar el agua de las minas de estaño y cobre de Cornwall. Los mejores resultados que han proporcionado son los siguientes.

56 millones de libras de agua han sido elevados un pie inglés por cada celemín de carbón quemado (el celemín pesa 88 libras). Este

efecto equivale a levantar, por kilogramo de carbón, 195 metros cúbicos a un metro de altura y por consiguiente a producir 195 unidades de potencia motriz por kilogramo de carbón quemado <sup>31</sup>.

195 no sólo es la vigésima parte de 3.920, máximo teórico: por consiguiente sólo se ha utilizado 1/20 de la potencia motriz del combustible.

Hemos tomado nuestro ejemplo no obstante entre las mejores máquinas de vapor conocidas.

La mayor parte de las restantes son muy inferiores. La vieja máquina de Chaillot, por ejemplo, eleva 20 metros cúbicos de agua a 33 metros quemando 30 kilogramos de carbón, lo que equivale a 22 unidades de potencia motriz por kilogramo, resultado nueve veces inferior al de antes, y 180 veces menor que el máximo teórico.

En la práctica no se debe esperar poder aprovechar toda la potencia motriz de los combustibles. Los intentos que se hicieran por aproximarse a ese resultado serían incluso más perjudiciales que útiles, porque harían olvidar otras consideraciones importantes. La economía del combustible sólo es una de las condiciones que tienen que cumplir las máquinas de fuego; en muchas circunstancias sólo es secundaria y debe ceder el paso a la seguridad, a la solidez, a la duración de la máquina, a la limitación del lugar que debe ocu-

---

31 El resultado a que nos referimos aquí ha sido suministrado por una máquina cuyo cilindro grande mide 45 pulgadas de diámetro y 7 pies de recorrido; se emplea en el drenaje de una de las minas de Cornwall, llamada Wheal Abraham. Debe considerarse este resultado de alguna manera como una excepción, puesto que no ha sido más que momentáneo y sólo se ha mantenido durante un mes. La elevación de 30 millones de libras en un pie inglés por celemin de carbón de 88 libras se considera generalmente como un excelente resultado de las máquinas de vapor: algunas veces se ha conseguido por medio de las máquinas del sistema de Watt, aunque raramente se ha superado. Esta última producción equivale, en medidas francesas, a 104.000 kilogramos elevados a un metro de altura por kilogramo de carbón quemado.

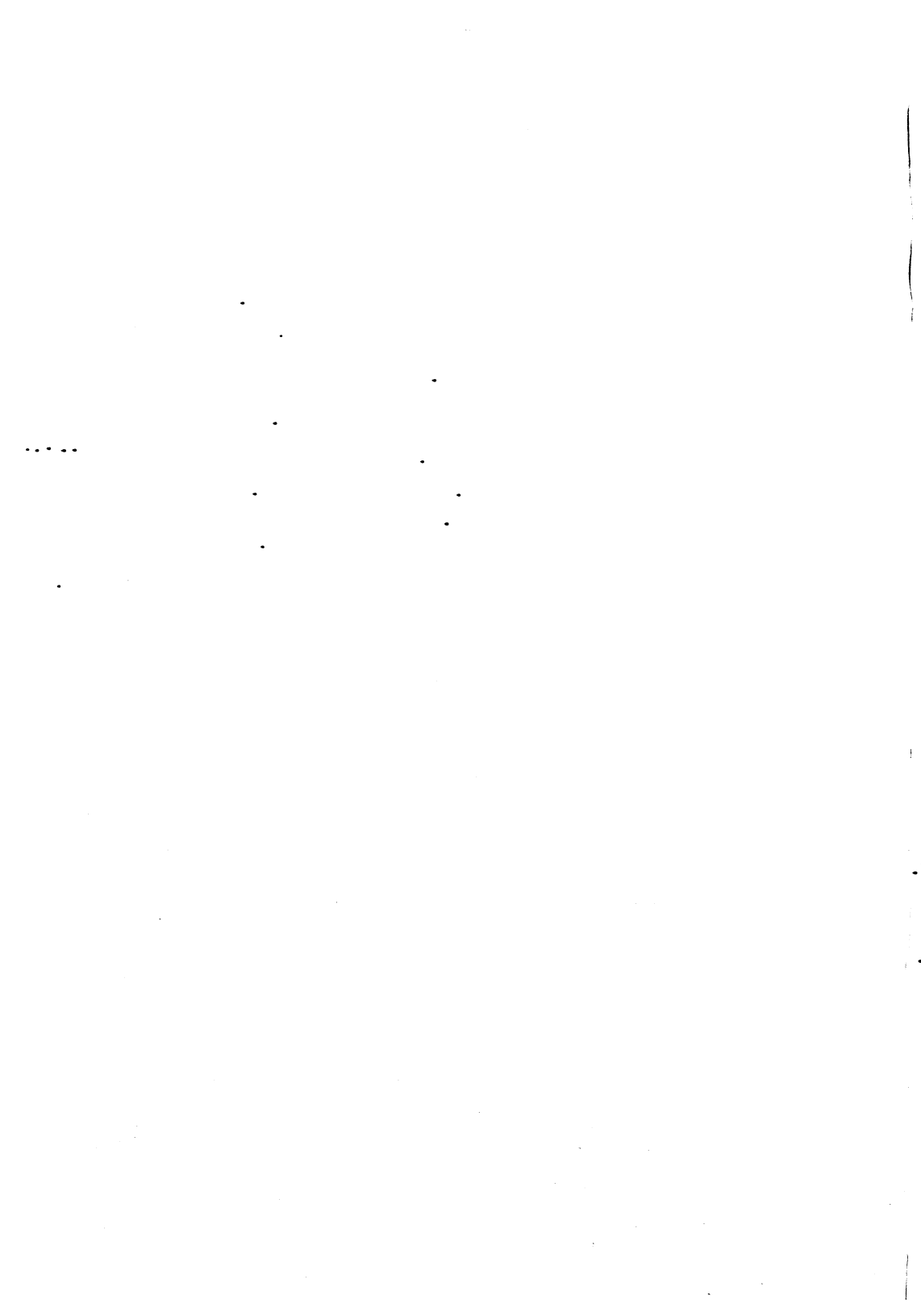
Según lo que se entiende habitualmente por fuerza de un caballo, en la evaluación de los efectos de las máquinas de vapor, una máquina de 10 caballos debe elevar cada segundo,  $10 \times 75$  kilogramos o 750 kilogramos a un metro de altura, o bien cada hora  $750 \times 3.600 = 2.700.000$  kilogramos a un metro. Si suponemos que cada kilogramo de carbón eleva a esta altura 104.000 kilogramos, haría falta, para conocer el carbón quemado por nuestra máquina de diez caballos en una hora, dividir 2.700.000 entre 104.000 lo que da  $2.700/104 = 26$  kilogramos. Ahora bien es muy raro ver una máquina de diez caballos que consuma menos de 26 kilogramos de carbón por hora.



par, al poco gasto de su montaje, etc. Saber apreciar en cada caso, en su justa medida, las consideraciones de conveniencia y economía que pueden presentarse, saber discernir las importantes de las que son meramente accesorias, compararlas entre sí convenientemente, con el fin de llegar con los medios más fáciles a los mejores resultados, ese debe ser el principal talento del hombre llamado a dirigir, a coordinar los trabajos entre sus semejantes y hacerlos converger hacia un fin útil sea del tipo que sea.

FIN

MANUSCRITOS POSTUMOS .....



## Búsqueda de una fórmula adecuada para representar la potencia motriz del vapor de agua<sup>(050)</sup>

Se puede reconocer en el funcionamiento de una máquina de fuego con émbolo, expansión y condensador, tres períodos principales:

1.<sup>er</sup> período: introducción del vapor de agua, que llega libremente de la caldera, bajo (la acción) del émbolo.

---

(050) Este manuscrito fue publicado por primera vez por W. A. Gabbey y J. W. Herivel en *Revue d'histoire des sciences et de leurs applications*, XIX (1966) 151-166 en un artículo titulado «Un manuscrit inédit de Sadi Carnot».

• Hay un acuerdo general en que fue redactado entre noviembre de 1819, cuando N. Clément fue nombrado profesor de química en el conservatorio y marzo de 1827, fecha en la que el propio N. Clément cita las conclusiones de Carnot en una conferencia en el Conservatorio.

Sin embargo hay un desacuerdo que se refiere a si fue redactado antes o después de la publicación de las *Reflexiones*. Por una parte C. C. Gillispie considera que fue redactado antes de la publicación de la memoria, probablemente en 1823, mientras que R. Fox lo considera una prolongación del cálculo realizado en las *Reflexiones* en página y que el propio Carnot consideraba insuficiente, situando la fecha de redacción en torno a 1826.

Para profundizar en la polémica puede consultarse el artículo de R. Fox citado en nota (76), así como la comunicación de C. C. Gillispie «The scientific work of Lazare Carnot» en *Sadi Carnot et l'essor de la thermodynamique* Paris, 1976 Ed. CNRS, pp. 23-33.

2.º período: extensión del volumen o expansión del vapor después del cierre de la comunicación entre la caldera y el cilindro.

3.º período: retorno del émbolo a su punto de partida después de que la capacidad del cilindro se ha puesto en contacto con el condensador.

En el primer período la presión es constante e igual a la que existe en la caldera.

En el segundo es variable y decrece siguiendo una progresión cualquiera.

En el tercero es constante e igual a la que existe en el condensador.

En los dos primeros períodos el vapor empuja el émbolo y genera potencia motriz, en el 3.º se comprime y necesita utilizar una cierta cantidad de esa potencia.

La potencia motriz adquirida después de un ciclo de operaciones completo, es decir, cuando el émbolo ha regresado a su punto de partida, es igual a la potencia desarrollada durante los dos primeros períodos menos la potencia consumida en el 3.º

Supongamos que se opera sobre un kilogramo de vapor. Denominemos  $i$  la potencia motriz desarrollada en el primer período,  $f$  la potencia desarrollada en el segundo, e  $i'$  la potencia consumida en el tercero. La potencia motriz total  $F$  estará dada por la fórmula:

$$F = i + f - i'$$

Intentemos evaluar separadamente las cantidades  $i$ ,  $f$  e  $i'$  y primeramente  $i$ .

Sean  $t$  la temperatura (en grados centígrados) del agua de la caldera,  $p$  la presión que existe en la caldera y  $v$  el volumen de un kilogramo de vapor de agua formado a la presión  $p$  y la temperatura  $t$ . Debido a la naturaleza de la potencia motriz,  $i$  podrá representarse por el producto  $p \times v$ —con tal de que se elijan convenientemente las unidades. Tomemos un litro como unidad de volumen, un metro de altura de agua como unidad de presión, un kilogramo elevado a la altura de un metro (dynamo) como unidad de potencia motriz; entonces  $i$  tendrá el valor exacto  $p \times v$ , de ese modo

$$i = p \times v \tag{1}$$

Se conoce  $p$  por la observación directa o bien puede deducirse su valor de la temperatura  $t$  observada por medio de la tabla de tensiones (designada ordinariamente con el nombre de tabla de Dalton. Véase la Física de Biot 1.<sup>er</sup> vol. <sup>(051)</sup>, página 531). No conocemos  $v$ ; es necesario evaluarlo.

Sea  $P$  la presión atmosférica y  $V$  el volumen de un kilogramo de vapor formado a esa presión  $P$ . La experiencia nos hace ver que

$$P = 10,40 \text{ metros de altura de agua, o bien } 10,40 \text{ unidades}$$

$$V = 1.700 \text{ litros o bien } 1.700 \text{ unidades}$$

Imaginemos que el vapor de agua, formado primero a  $100^\circ$  a la presión atmosférica, se eleva a  $101^\circ$ , manteniendo la misma presión. Su volumen  $V$  aumentará, según la ley conocida por el nombre de Ley de Gay Lussac, en un  $\frac{1}{367} V$  y se convertirá en:

$$V + \frac{1}{367} V ;$$

a  $102^\circ$  se convertirá en

$$V + \frac{2}{367} V ;$$

a  $t$  grados se convertirá en:

$$V + \frac{t-100}{367} V .$$

Ahora si la presión que era  $P$  se convierte en  $p$ , el volumen deberá reducirse, según la ley de Mariotte, en la relación inversa de  $p$  a  $P$  y estará representada por

$$\frac{P}{p} V \left(1 + \frac{t-100}{367}\right)$$

(051) Se trata del *Traité de physique experimentale et mathematique*. Paris 1816, la tabla aludida se encuentra en el primero de los cuatro volúmenes, en las págs. 530-1.

o bien por

$$\frac{PV}{367} \frac{267+t}{p}$$

o incluso por

$$N \cdot \frac{267+t}{p}$$

designando con la letra N el número .....

$$\frac{PV}{367} = \frac{10,40 \cdot 1.700}{367} = 48,2$$

El vapor formado a 100 ° y a la presión atmosférica se encontraría así a la temperatura  $t$  y a la presión  $p$ ; como hemos designado su volumen en estas circunstancias con la letra  $v$ ,

$$v = N \frac{267+t}{p} \quad (2)$$

y como por otra parte  $i = p \times v$ , véase (1), el valor  $i$  es

$$i = N(267+t) \quad (3)$$

Así pues la potencia motriz  $i$ , desarrollada en nuestro primer período y debida a la producción de un kilogramo de vapor, se expresa solamente en función de la temperatura de la caldera.

En la práctica la temperatura  $t$  se encuentra habitualmente entre 100 ° y 180 °, para el 1.<sup>er</sup> caso.

$$i = N \ 367, \text{ para el 2.}^\circ$$

$$i = N \ 447$$

Se ve que, en estos límites, el valor de la potencia debida a la formación del vapor varía únicamente en la relación de 367 a 447 o aproximadamente de 5 a 6.

Intentemos ahora evaluar la cantidad  $f$ , es decir, la potencia motriz debida a la expansión.

Es necesario, en primer lugar, conocer la amplitud de esta expansión; la supondremos dada por las presiones inicial y final del vapor. Hemos designado a la 1.<sup>a</sup> con  $p$ ; llamemos a la segunda  $p'$ .

Todavía nos falta un elemento esencial para calcular la cantidad  $f$ . Necesitamos una relación entre los volúmenes que adquieren sucesivamente el vapor y las presiones correspondientes. Si nos dieran esta relación, bien a través de una ley representada algébricamente, o incluso por medio de un gran número de resultados de observación, nos sería posible llegar al resultado buscado.

El Sr. Clément, profesor del Conservatorio de Artes y Oficios, cree haber reconocido que el vapor, por medio de una dilatación o compresión puramente mecánica, es decir efectuada sin adición ni supresión de calor, que este vapor, digo, produce siempre una saturación del espacio y que no se licúa en ninguna parte<sup>\*(052)</sup>. Si esto es así, la tabla de Dalton, que da la serie de tensiones de vapor en saturación en los diversos grados termométricos, es aplicable aquí inmediatamente.

Denominemos  $\pi$  la presión variable del vapor durante la dilatación,  $\theta$  la temperatura correspondiente, y  $\phi$  el volumen de un kilogramo de este vapor que está a la temperatura  $\theta$  y la tensión  $\pi$ .

Por medio de un razonamiento semejante al que nos ha conducido a la ecuación (2), reconocemos entre las cantidades  $\pi$ ,  $\theta$  y  $\phi$  la siguiente relación:

$$\phi = N \frac{267 + \theta}{\pi} \quad (4)$$

Si se admite la ley de Clément (algo que suponemos aquí), cada valor particular de  $\pi$  dará, por medio de la tabla de Dalton, un valor particular para  $\theta$  y, como consecuencia, un valor para el volumen de

---

\* Las experiencias hechas por el Sr. Clément sobre el calor que reside en el vapor de agua no conducen rigurosamente a la ley que ha adoptado. Para eliminar todas las dudas sería necesario que se hubieran hecho experiencias directas sobre el vapor cuando sufre el efecto de la expansión. Convendría haber evaluado la tensión, la temperatura y el calor que forma parte de ese vapor dilatado mecánicamente.



$\phi$ . Así tendremos entonces una serie de volúmenes correspondientes a una serie de presiones.

Si nos fuese posible relacionar por medio de una fórmula de interpolación simple y suficientemente aproximada los resultados experimentales dados por la tabla de Dalton, obtendríamos fácilmente una relación algébrica entre el volumen  $\phi$  y la presión  $\pi$ ; pero no se ha logrado, hasta ahora, obtener una fórmula semejante.

Se ha reparado sin embargo en que, considerando la tabla en una extensión pequeña, en una extensión de  $10^\circ$  a  $15^\circ$ , las presiones formarían apreciablemente una progresión por cociente cuando las temperaturas fueran tomadas en progresión por diferencia.

Supongamos primeramente que nos mantenemos en este límite entre  $10^\circ$  y  $15^\circ$  es decir supongamos que el vapor, por efecto de su expansión, no sufre un cambio de temperatura superior a  $10^\circ$  ó  $15^\circ$ . Podremos admitir entre  $\theta$  y  $\pi$  la relación siguiente, que expresa de la manera más general la correspondencia de términos de dos progresiones por diferencia y por cociente <sup>(053)</sup>:

$$\theta = aL\pi + b \quad (5)$$

El signo  $L$  representa el logaritmo natural,  $a$  y  $b$  son constantes arbitrarias que se determinarán aplicando la relación (4) a las temperaturas y presiones iniciales y finales del vapor; designemos con

$$t, t', p, p'$$

esas temperaturas y presiones. Tendremos:

$$\begin{aligned} t &= aLp + b \\ t' &= aLp' + b \end{aligned}$$

de donde se obtiene para  $a$  y  $b$  los siguientes valores

$$a = \frac{t - t'}{Lp - Lp'} \quad (6)$$

(053) Aquí vuelve a verse la influencia de Laplace que también aceptó esta relación entre la presión de vapor saturado y la temperatura y que sólo es adecuada para pequeñas variaciones de temperatura.

$$b = \frac{tLp' - t'Lp}{Lp - Lp'} \quad (7)$$

Si se intenta aplicar las fórmulas 5, 6, 7 a valores numéricos tomados de la tabla de Dalton en una extensión de 10 ° a 15 ° se reconocerá que representan los resultados de la observación con una exactitud más que suficiente.

Después de estos preliminares necesarios para la búsqueda de la cantidad  $f$  de la potencia motriz debida a la expansión, ocupémonos directamente de evaluar esta cantidad.

Si se imagina la expansión dividida en un número infinito de porciones infinitamente pequeñas, la fuerza elástica del vapor podrá considerarse constante en cada una de esas porciones y la potencia engendrada durante una de ellas vendrá expresada por la fuerza elástica del momento multiplicada por el pequeño aumento de volumen. Es decir, por el producto:

$$\pi \cdot d\phi$$

designando con  $d\phi$  el incremento infinitamente pequeño del volumen  $\phi$ .

El valor de  $f$  está formado por la suma de las cantidades infinitamente pequeñas representadas por la expresión general  $\pi \cdot d\phi$ . El medio de obtener esta suma consiste, como se sabe, en tomar la integral de  $\pi \cdot d\phi$  entre límites convenientes, así:

$$f = \int \pi d\phi$$

Las relaciones:

$$\phi = N \frac{267 + \theta}{\pi} \quad (4); \quad \theta = aL\pi + b \quad (5)$$

obtenidas anteriormente, véase (4) y (5), nos darán los medios para efectuar esta integración.

Se puede poner la cantidad  $\int \pi \cdot d\phi$  bajo la forma:

$$\pi\phi - \int \phi d\pi$$

así

$$\int \pi d\phi = \pi\phi - \int \phi d\pi$$

Reemplazando  $\phi$  en el segundo miembro por su valor obtenido en la ecuación (4), se encuentra que:

$$\int \pi d\phi = N(267 + \theta) - N \int (267 + \theta) \frac{d\pi}{\pi} \quad (8)$$

La ecuación (5) diferenciada nos da:

$$d\theta = a \frac{d\pi}{\pi}, \text{ de donde } \frac{d\pi}{\pi} = \frac{1}{a} d\theta$$

Si se reemplaza en la ecuación (8) la fracción  $\frac{d\pi}{\pi}$  por su valor  $\frac{1}{a} d\theta$  se convierte en:

$$\int \pi d\phi = N(267 + \theta) - \frac{N}{a} \int (267 + \theta) d\theta$$

Efectuando la integración, que no tiene ninguna dificultad, se encuentra:

$$\int \pi d\phi = N(267 + \theta) - \frac{N}{a} \left( 267\theta + \frac{\theta^2}{2} \right) + C$$

siendo C la constante arbitraria ligada a cualquier integral —subrayemos que el vapor en el momento de comenzar la expansión está sometido a la presión  $p$  y a la temperatura  $t$ , y que entonces no se ha desarrollado ninguna potencia motriz; por lo tanto debe anularse el valor de  $\int \pi d\phi$  cuando se sustituye  $t$  por  $\theta$ , teniendo así:

$$0 = N(267 + t) - \frac{N}{a} \left( 267t + \frac{t^2}{2} \right) + C,$$

Pero, por otra parte,  $\int \pi d\phi$  toma el valor  $f$  cuando la expansión se ha terminado y entonces la temperatura es  $t'$  correspondiente a la presión  $p'$  final, de tal manera que:

$$f = N(267 + t') - \frac{N}{a} \left( 267t' + \frac{t'^2}{2} \right) + C$$

Si se resta de esta ecuación la precedente, la constante  $C$  desaparecerá y se tendrá:

$$f = \frac{N}{a} \left( 267(t - t') + \frac{t^2 - t'^2}{2} \right) - N(t - t')$$

y sustituyendo en  $a$  el valor que hemos encontrado anteriormente

$a = \frac{t - t'}{Lp - Lp'}$ , véase (6),  $f$  se convierte, por medio de reducciones en

$$f = NL \frac{p}{p'} \left( 267 + \frac{t + t'}{2} \right) - N(t - t') \quad (9)$$

Finalmente si para pasar de los logaritmos naturales a los logaritmos tabulares se introduce como factor el módulo 2,30, poniendo  $2,30 \log \frac{p}{p'}$  en lugar de  $L \frac{p}{p'}$  la ecuación (9) se convierte en:

$$f = 2,30 \cdot N \cdot \text{Log} \frac{p}{p'} \left( 267 + \frac{t + t'}{2} \right) - N(t - t') \quad (10)$$

Hemos llegado así a una expresión muy simple del valor de  $f$ , expresión en la que no se encuentran más que temperaturas y presiones iniciales y finales  $t$ ,  $t'$ ,  $p$ ,  $p'$ , que suponemos conocidas.

La ecuación (10) es inmediatamente aplicable en los casos donde la diferencia  $t - t'$  no sobrepase [sic] 10 a 15°, porque entonces la relación (5) es suficientemente exacta. Si la diferencia  $t - t'$  supera 15°, se escogerá una o muchas temperaturas intermedias  $t_1, t_2, t_3$ , etc., con espacios entre ellas de menos de 15° y se calculará la potencia motriz desarrollada en las expansiones parciales de  $t$  a  $t_1$ , de  $t_1$  a  $t_2$  etc., por medio de la fórmula (10). La suma de los valores así obtenidos será la potencia motriz debida a la expansión total.

Ensayando estos cálculos para diferencias  $t - t'$  considerables, llegando incluso a los 100°, se observará que, a pesar de la proximidad de que tienen las temperaturas  $t, t_1, t_2$  etc., el valor obtenido para la potencia motriz total difiere muy poco del que se encontra-

ría por la sustitución inmediata de los valores de  $t$   $t'$   $p$   $p'$  en la ecuación (10). La diferencia no excederá nunca  $1/40^{\text{avo}}$ . Así basta una sola aplicación de la fórmula (10) en todos los casos donde no se exige una exactitud rigurosa, en todos los casos prácticos, por ejemplo, donde la imprecisión de las observaciones pueden conducir a diferencias superiores a  $1/40^{\text{avo}}$ .

Nos vamos a ocupar sólo de la búsqueda de la cantidad  $i'$  de potencia motriz necesaria para empujar al condensador el vapor que queda en el cilindro después de la comunicación establecida entre ambas capacidades.

Denominemos  $p''$  la presión que existe en el condensador, presión correspondiente a la temperatura  $t''$  a la que se efectúa la condensación.

En el momento en el que el émbolo ha terminado su carrera y cuando se está en la situación de abrir la comunicación con el condensador, el vapor posee, según las designaciones precedentes, la temperatura  $t'$  y la tensión  $p'$ . Si hubiera salido inmediatamente de la caldera con esta tensión, habría engendrado, como se podría comprobar mediante un razonamiento parecido al que nos ha llevado a la ecuación (3), una potencia igual a

$$N(267 + t')$$

Si la tensión en el condensador fuese  $p'$ , la potencia necesaria para comprimir allí el vapor sería evidentemente igual a la misma cantidad  $N(267 + t')$ . Pero la tensión en el condensador es únicamente  $p''$ : por lo tanto la cantidad de potencia necesaria debe reducirse en la relación de  $p''$  a  $p'$ , dando así:

$$i' = N \frac{p''}{p'} (267 + t') \quad (11)$$

Hemos evaluado sucesivamente los tres términos que forman el valor de:

$$F = i + f - i'$$

Hemos hallado:

$$i = N(267 + t);$$

$$f = NL \frac{p}{p'} \left( 267 + \frac{t+t'}{2} \right) - N(t-t');$$

$$i' = N \frac{p''}{p'} (267 + t').$$

Como consecuencia la potencia motriz total de un kilogramo de vapor, formado a la presión  $p$ , expandido hasta la presión  $p'$  y condensado a la presión  $p''$ , tiene como valor,

$$F = N \left( (267 + t) + L \frac{p}{p'} \left( 267 + \frac{t+t'}{2} \right) - (t-t') - \frac{p''}{p'} (267 + t') \right) \quad (12)$$

Este valor se simplifica mucho cuando se supone  $p' = p''$ , es decir, cuando se supone la distensión llevada a su último término, es decir llevada hasta el punto en el que el vapor adquiere, sólo por efecto de su dilatación mecánica, la presión y la temperatura que existen en el condensador. En este caso el vapor produce el mayor efecto posible, considerando la temperatura a la que se genera y a la que se licúa.

Si se supone  $p' = p''$  en la ecuación (12), por medio de reducciones, ésta se convierte en

$$F = NL \frac{p}{p'} \left( 267 + \frac{t+t'}{2} \right) \quad (13)$$

o pasando de logaritmos naturales a logaritmos tabulares, y teniendo en cuenta el valor numérico de  $N = 48,2$ ,

$$F = 110,8 \cdot \text{Log} \frac{p}{p'} \left( 267 + \frac{t+t'}{2} \right) \quad (14)$$

Esta fórmula es simple y de una aplicación fácil, supongamos, por ejemplo,

$$t = 100^\circ; \quad t' = 10^\circ$$

La tabla de tensiones (Phys. de Biot, T. 1, pág. 531) da para valores correspondientes de  $p$  y  $p'$ , expresados en milímetros de mercurio (la unidad de presión aquí es indiferente, puesto que se trata de una relación),

$$p=760 \qquad p'=9,47$$

de donde

$$\text{Log } \frac{p}{p'} = 1,90$$

Estos valores, sustituidos en la ecuación 14, nos dan, . . . .

$$F=110,8 \cdot 1,90 \cdot 317 = 66728'5$$

o suprimiendo las últimas cifras, al no poseer una exactitud suficiente,

$$F=66000 \text{ Dynamos. }^{(054)}$$

Es decir que un kilogramo de vapor formado a  $100^\circ$  y condensado a  $10^\circ$  es capaz de elevar 66.000 kilogramos a la altura de un metro.

---

Hemos supuesto que, antes de usar nuestras fórmulas, se conocían inmediatamente las cantidades  $t$ ,  $t'$ ,  $t''$ ,  $p$ ,  $p'$ ,  $p''$ . Si se quiere aplicar estas fórmulas a las máquinas de fuego concretas será fácil observar directamente la temperatura  $t$ , que es la de la caldera, y la temperatura  $t''$ , que es la del condensador o la del agua que se escapa. Por medio de la tabla de tensiones se deducirá fácilmente, de esas temperaturas  $t$  y  $t''$ , las presiones correspondientes  $p$  y  $p''$ ; en cuanto a la temperatura  $t'$ , y a la presión  $p'$  del vapor que sufre el efecto de la expansión, sería muy difícil medirlas inmediatamente. Pero se debe conocer al menos, por la disposición de la máquina de

---

(054) Sobre esta unidad véase lo que dice Hipolite Carnot en su carta, pág. 118 de esta edición.

fuego, dónde cesa la introducción de vapor en el cilindro y es posible concluir de ello la relación  $\frac{v}{v'}$  entre los volúmenes antes y después de la expansión. La ecuación (2) nos da el volumen  $v$ :

$$v = N \frac{267 + t}{p}$$

Se deducirá  $v'$  por medio de la relación conocida  $\frac{v}{v'}$ .

La tabla de Dalton, tal y como se encuentra habitualmente en los tratados de física, no da más que la serie de tensiones del vapor de agua en los diversos grados termométricos, pero es útil añadir la tabla de volúmenes ocupados por un kilogramo de vapor en cada grado de tensión. El cálculo se hará fácilmente por medio de la ecuación (2) dada anteriormente. Buscando en la tabla de volúmenes así formada la cantidad  $v'$ , aparecerán a la vista inmediatamente los valores correspondientes de  $t'$  y  $p'$ . La presión  $p''$  ejercida en el condensador (o la temperatura correspondiente  $t''$ ) es uno de los datos necesarios para usar nuestras fórmulas. En las máquinas privadas de condensador, y en las que el vapor se lanza directamente a la atmósfera, se deberá considerar la presión  $p''$  igual a la presión atmosférica.

---

A lo largo de la investigación hemos supuesto que el vapor actúa en un cilindro dotado de un émbolo. Pero esto sólo lo hemos hecho para precisar el lenguaje. Los razonamientos se aplican de la misma manera a toda capacidad extensible, sea cual sea la forma y naturaleza de las paredes o límites móviles, lo que incluye cualquier aparato donde el vapor puede ejercer el efecto de la expansión.

F I N



Carta dirigida al Señor Presidente y a los Miembros de la Academia de Ciencias, por el señor Hippolite Carnot, senador <sup>(055)</sup>

París, a 30 de noviembre de 1878

Señor Presidente:

El nombre de mi hermano mayor, Sadi Carnot, ha sido pronunciado muchas veces delante de la Academia; muchas veces sus *Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego* se han considerado generadoras de una ciencia nueva, la Termodinámica. Esa memoria, único escrito que acabara el autor, sólo recibió una publicidad muy restringida en 1824 y pocas personas tuvieron conocimiento de su texto. Por eso era necesaria una nueva edición y he creído preciso acompañarla de una reseña biográfica sobre mi hermano cuya vida es todavía más desconocida que su obra. Uno a ella algunos fragmentos inéditos que, si no aportan a la ciencia resultados nuevos, testimonian que Sadi Carnot había previsto con bastante claridad lo que posteriormente se ha sacado de sus ideas. Su revelación es un acto de justicia para el autor. Y para que no quede a este respecto ninguna incertidumbre, tengo el honor de enviaros el manuscrito mismo, con el ruego de ordenar su depósito en los Archivos del Instituto, donde siempre podrá ser consultado.

Permitidme, Señor Presidente, añadir a este envío un manuscrito autógrafo de las *Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego*. Puede ser que la Academia lo juzgue digno del mismo honor: el punto de partida de una ciencia no debería carecer, en vuestra consideración, de interés, sobre todo cuando ha contribuido, como la teoría mecánica del calor, a los modernos progresos de todas las ciencias físicas.

---

(055) Hemos añadido esta carta del hermano de Sadi Carnot, Hipólito, porque deseamos ofrecer un testimonio de la importancia que se dio en su época a estos manuscritos. Como se ve en la lectura estos manuscritos ofrecen un análisis muy favorable a Sadi Carnot, defendiéndolo de la acusación de haber utilizado la caduca hipótesis del calórico.

Aunque la consecución de las conclusiones de Sadi Carnot se había realizado ya veinte años antes con el concurso de W. Thomson y R. Clausius, la donación de los manuscritos no provocó una gran curiosidad en la comunidad científica de la época.

La obra de Sadi Carnot incluye, junto a observaciones importantes sobre las propiedades de los gases, sobre sus calores específicos, sobre los efectos de sus cambios de volumen, la exposición de uno de los principios fundamentales de la Termodinámica, del principio al que está particularmente unido su nombre, y cuya exactitud demostró Clausius posteriormente, al margen de cualquier hipótesis sobre la naturaleza del calor.

En la misma obra se encuentran los primeros ejemplos de sus *ciclos de operaciones* que han sido después utilizados tan fecundamente por la teoría mecánica del calor. No se apreció inmediatamente su importancia; pero, diez años más tarde, Clapeyron puso en claro las nuevas formas de razonamiento de Sadi Carnot, al añadirles una representación gráfica que hacía mucho más fácil su comprensión y aplicación.

Entonces la ciencia se encontró dotada de métodos que le permitirían desarrollar rápidamente las consecuencias de las leyes de la Termodinámica, una vez que estas leyes quedaron establecidas de un modo sólido y completo por los descubrimientos de Mayer, Colding y Joule.

Estas leyes, o al menos la ley de equivalencia, era ignorada por todos y también por Sadi Carnot cuando escribió su libro. Apareció poco a poco a lo largo de sus trabajos. Llegó a concebirla y a formularla exactamente: sus notas manuscritas, sus programas de experiencias no dejan ninguna duda a este respecto. Leyéndolas chocará la analogía que existe entre ciertas ideas expresadas en ellas y las que Mayer desarrolló más tarde, y entre los proyectos de experiencias y las experiencias que realizó Joule. Está claro que la similitud que mencionamos no disminuye nada el mérito de esos sabios, ya que no tuvieron conocimiento de los trabajos de su predecesor. Pero también es justo decir que éste había llegado, diez o quince años antes, a la noción exacta de los mismos principios; porque, aunque no se puede asignar una fecha precisa a las notas manuscritas de Sadi Carnot, al menos se sabe que son posteriores a 1824 y anteriores a 1832, fechas que corresponden a la publicación de su obra y a su muerte.

Las notas de Sadi Carnot contienen una serie de objeciones contra la hipótesis de la materialidad del calórico, hipótesis admitida casi universalmente hasta entonces, bajo la autoridad de los nombres más ilustres y que él mismo había tomado como punto de

partida en sus *Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego*. En sus notas propone sustituirla por otra hipótesis según la cual el calor sería el resultado de un movimiento vibratorio de las moléculas.

«El calor, dice, es el resultado de un movimiento».

«Entonces es fácil que pueda producirse por la consumición de potencia motriz y que pueda producir esta potencia».

Sadi Carnot no se limita a señalar la transformación del calor en trabajo: insiste muchas veces en la equivalencia entre esas dos cantidades. ¿No está claramente expresado en las frases siguientes el principio de equivalencia, tal y como lo concebimos actualmente?

«Allí donde hay destrucción de potencia motriz, existe simultáneamente producción del calor, en una cantidad precisamente proporcional a cantidad de potencia motriz destruida. Recíprocamente, allí donde hay destrucción de calor, hay producción de potencia motriz».

«Según algunas ideas que me he formado sobre la teoría del calor, la producción de una unidad de potencia motriz necesita la destrucción de 2,70 unidades calor»

Si se compara esta evaluación con las posteriores, se notará que la unidad de potencia motriz en cuestión es la *dinamia*, definida en otra parte como *el trabajo efectuado elevando un metro cúbico de agua a un metro de altura*. Equivale a 1.000 kilográmetros, y como consecuencia la unidad de calor correspondería, según esta nota a  $\frac{1000}{2,70}$  o a 370 kilográmetros.

En 1842 Mayer, tomando como punto de partida de sus cálculos los valores del coeficiente de dilatación y del calor específico del aire, que eran conocidos en esta época por la ciencia, llegó al número de 365 kilográmetros. Después de las experiencias de Joule, se ha aceptado habitualmente el número 425 para el equivalente mecánico de una unidad de calor <sup>(056)</sup>.

De este modo, no solamente Sadi Carnot había llegado a la noción precisa de la equivalencia entre las cantidades de calor y potencia motriz, sino que además había logrado representar esta equivalencia por un valor numérico y este valor estaba incluso un poco más cerca de la verdad que el de Mayer.

---

(056) Se refiere al contenido de la nota [17].

Por lo tanto estamos autorizados a decir que, si en su primera obra publicada en 1824 formuló el principio que ha conservado su nombre, a través de sus trabajos posteriores llegó a descubrir el principio de equivalencia, que forma, con el primero, la base fundamental de la Termodinámica.

Una muerte prematura no le permitió establecer esta ley sobre pruebas suficientemente sólidas como para hacerla conocer al mundo de los sabios.

Reciba usted, Señor Presidente, el homenaje de mi más alta consideración.

.....

*H. Carnot*

### Notas sobre matemáticas, física y otros temas

[1] ¿No serán preferibles las máquinas de fuego de efecto simple a las máquinas dobles? <sup>(057)</sup> Las primeras tienen las siguientes ventajas sobre las segundas:

1.º Sólo exigen dos válvulas en lugar de cuatro.

2.º La abertura de la válvula de eliminación no tendría que ser tan grande ya que el vapor tendría tiempo para evacuar la parte superior del cilindro.

3.º El tiempo de condensación, al poder transcurrir durante el retorno del émbolo, se ejecuta completamente en tiempo útil.

4.º Puede ponerse un baño de líquido (aceite u otro cuerpo graso) sobre la cabeza del émbolo y, haciendo llegar el vapor por el fondo superior del cilindro, se le obligará a empujar el líquido para que no rezume por lados del émbolo.

5.º Al hacerse la acción sobre el balancín, los vástagos y las bielas en la misma dirección, las piezas no tendrán necesidad de estar tan bien ajustadas como en la máquina doble, donde el menor juego produciría choques muy perjudiciales y destructivos de la potencia motriz y de la máquina.

6.º Al no tener necesidad el émbolo de ajustarse tan exacta-

---

(057) Sin embargo esta opinión no era la predominante en Francia durante esta época debido fundamentalmente al supuesto ahorro que producía el doble efecto. La obra de Hero de Villefosse. *De la richesse minérale* (Paris 1819) citada por el propio Carnot en sus Reflexiones, pág. 93 da los argumentos habituales en este sentido.

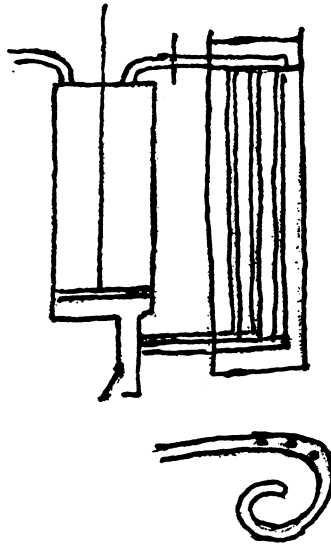
mente y al ejecutarse la condensación más fácilmente, se podrían ejecutar más pulsaciones en el mismo tiempo.

7.º Los astiles de los émbolos podrían tener un espesor mucho menor ya que sólo actuarían tirando; ocurriría lo mismo con las bielas.

[2] Si se toma como unidad el calor específico (con relación al peso) del aire atmosférico a una temperatura media de 10 °, a la presión de 0'76 m y se supone que el volumen de ese aire ha cambiado de manera que la presión se haya convertido en  $h$ , el calor específico se habrá convertido en:

$$0,76 \sqrt{\frac{1}{h} + 0,42} \quad (058)$$

[3] La invención de las correderas (de la Martin) que sustituyen a las válvulas es mala porque no permite interrumpir el vapor en un momento diferente a cuando se abre el condensador.



(058) Se puede comprobar fácilmente que efectivamente el calor específico es 1 cuando  $h=0,76$  m. Es una fórmula empírica obtenida por Navier y conocida desde 1820. Es un ejemplo muy característico del tipo de fórmulas empleadas en la termodinámica primitiva.

*Condensador sin bomba de aire.* La condensación sería imperfecta al no mezclarse con el agua fría, pasando el vapor a través de tubos sumergidos en ese agua; se empujaría por ejemplo a un cuarto de atmósfera. Aire expulsado por efecto del émbolo (de efecto simple).

Al ser el condensador un pequeño volumen, superficie a dar al condensador, la mitad de la de la caldera.

¿Cuáles son los medios utilizables para impedir el choque en el retorno en las máquinas? ¿En las ruedas dentadas sobre todo?

[4] Cuando una hipótesis no basta para la explicación de los fenómenos, debe ser abandonada <sup>(059)</sup>.

En este caso se encuentra la hipótesis por la que se considera el calórico como una materia, como un fluido sutil.

Los hechos de experiencia que tienden a destruirla son los siguientes:

1.º El desarrollo del calor por la percusión o el rozamiento de los cuerpos (experiencia de Rumford, rozamiento de las ruedas sobre los pivotes, sobre los ejes; experiencias a realizar). Aquí el aumento de temperatura ocurre a la vez en el cuerpo que frota y el cuerpo frotado; en primer lugar no cambian sensiblemente de naturaleza o de forma (pruébese). Así el calor se crea por el movimiento. Si fuera una materia, sería necesario admitir que la materia se crea por el movimiento.

2.º Cuando se hace actuar las bombas de la máquina neumática y se deja entrar simultáneamente aire en el recipiente, la temperatura permanece invariable en el recipiente; es la misma que fuera, y por consiguiente el aire comprimido por las bombas debe elevar su temperatura por encima de la del aire de fuera y es expulsado a una temperatura superior. El aire entra entonces a una temperatura de 10 ° por ejemplo y sale a otra (10 °+90 ° ó 100 ° por ejemplo). Así ha habido creación de calor por movimiento.

---

(059) En los párrafos [4, 16, 19, 20, 24 y 25] Sadi Carnot hace referencia a experiencias y argumentos que son contrarios a la teoría del calórico. Muchas de las apreciaciones se pueden encontrar en científicos de la época que la utilizaban, como el propio Carnot, con el convencimiento de estar usando una herramienta defectuosa. Pero su sustitución no era fácil ya que los nuevos experimentos no posibilitaban construir una nueva teoría.

3.º Si se comprime el aire en un recipiente y al mismo tiempo se le deja escapar por una pequeña abertura, hay elevación de temperatura por compresión; en la salida no hay descenso (según los señores Gay-Lussac y Welter). El aire entra por lo tanto por un lado a una temperatura y sale por el otro a una temperatura más elevada, de donde se sigue la misma conclusión que en el caso precedente.

(Experiencia para hacer) Adaptar a una caldera de alta presión una llave y un tubo unidos que den a la atmósfera, abrir un poco la llave, y situar un termómetro en la salida del vapor. Ver si se mantiene a 100° o por debajo; ver si el vapor se licúa en el tubo, ver si sale transparente o turbio.

4.º La elevación de temperatura que tiene lugar cuando el aire entra en el vacío, elevación que no puede atribuirse a la compresión del restante aire (aire que puede reemplazarse por vapor de agua), que no puede atribuirse por lo tanto al rozamiento del aire contra las paredes de la abertura, o contra el interior del recipiente o contra sí mismo.

5.º El Sr. Gay-Lussac ha hecho ver (se dice) que si dos recipientes se ponen en comunicación entre sí, uno vacío y el otro lleno de aire, la temperatura de uno de ellos sube tanto como baja la del otro; si a continuación se comprimen, el segundo debe recuperar su temperatura inicial y el primero una temperatura muy superior; mezclándolos habrá habido un calentamiento en toda la masa.

En el caso de la entrada del aire en el vacío, lo que parece producir la elevación de temperatura es su paso por una pequeña abertura y el movimiento que se da en el interior.

[5] Permítasenos hacer aquí una hipótesis sobre la naturaleza del calor <sup>(060)</sup>.

---

(060) El interés del tema del calor radiante es evidente. Se repite en los párrafos [12] y [15]. El propio S. Laplace utilizaba la atmósfera de calor radiante de las moléculas para construir un modelo sobre el que apoyar su deducción matemática.

Pero en este caso Carnot no opta por Laplace sino que se adscribe al análisis que se lleva a cabo desde 1820 después de los trabajos de Fresnel. Parece mucho más paradójica la teoría del calórico desde la perspectiva del calórico radiante. Este problema predominó durante todo el siglo XIX, como una de las claves que abriría nuevos horizontes a la investigación física.

Hoy día se considera generalmente la luz como el resultado de un movimiento de vibración de un fluido etéreo. La luz produce calor o al menos acompaña al calor radiante y se mueve con la misma velocidad que él. El calor radiante por lo tanto es un movimiento de vibración; sería ridículo suponer que sea una emisión de cuerpos, mientras la luz que lo acompaña sólo sea un movimiento.

Un movimiento (el calor radiante) ¿podría producir un cuerpo (el calórico)? Sin duda que no, sólo podría producir movimiento. Por lo tanto el calor es el resultado de un movimiento. Entonces está claro que pueda producirse mediante el consumo de potencia motriz y que pueda producir esta potencia. Todos los demás fenómenos, composición y descomposición de los cuerpos, paso al estado gaseoso, calores específicos, equilibrio de calor; su transmisión, más o menos fácil, su constancia en las experiencias del calorímetro, podrían explicarse por medio de esta hipótesis. Pero sería difícil decir por qué es necesario un cuerpo frío para el desarrollo de la potencia motriz por medio del calor, por qué no se puede producir movimiento consumiendo el calor de un cuerpo calentado.

[6] *Annales de Physique et Chimie*, agosto 1821, página 357, nota del Sr. Navier sobre la Potencia Motriz de los Combustibles.

Experiencia de los señores Gay y Welter sobre la relación entre el calor específico del aire a presión constante y a volumen constante.

relación  $k = 1,3750$

Citados en la *Mécanique Céleste* libro 12, página 97 <sup>(061)</sup>.

*Annales*, agosto 1823, página 344. Nota el Sr. Poisson sobre el calor de los gases y vapores.

*Annales* ..... febrero 1823, página 192:

Experiencia del señor Oersted sobre la compresibilidad del agua:

reducción de volumen 0,000045 por atmósfera

según Perkins 0,000048

---

(061) En el capítulo 1 del libro XII de su *Traité de Mécanique Céleste* (pág. 97), da Laplace el valor de Gay-Lussac y Welter 1,3750 pero más adelante en el capítulo III del mismo libro XII titulado «Sobre la velocidad del sonido y los fluidos elásticos» da el valor correcto 1,3748, después de hacer las reducciones matemáticas pertinentes.



El cambio de un grado centígrado en la temperatura hace variar el volumen tanto como una presión de 3 atmósferas.

No se produce un cambio apreciable de temperatura por una compresión súbita de 5 atmósferas.

Annales, abril 1823, página 429. Nota sobre las máquinas del señor Perkins <sup>(062)</sup>.

[7] Julio 1822, página 266. Nota del señor de Laplace sobre la velocidad del sonido —allí se da la relación  $k-k=1,3748$ .

Esa relación es más o menos constante para todas las presiones y todas las temperaturas —en los intervalos de  $-20^{\circ}$  a  $+40^{\circ}$  y de 142 mil de presión a 2.300 mil. Esta relación no varía en más de 1/16 de su valor.

Experiencia a realizar: dejar escapar, por una pequeña abertura, el aire encerrado en un recipiente donde se le ha comprimido, y recogerlo en una capacidad en comunicación libre con la atmósfera donde su velocidad se vea interrumpida por algunos cuerpos interpuestos. Medir la temperatura —hecho de experiencia. Si se hace actuar las bombas de la máquina neumática y se deja que el aire se vuelva a introducir por medio de un grifo, de modo que la presión permanezca constante en el interior, la temperatura será sensiblemente la del exterior.

[8] Es cierto que el vapor de agua, después de haber actuado en una máquina y haber producido potencia motriz, es capaz de elevar el agua de condensación como si hubiese sido conducida allí inmediatamente.

[9] Si las moléculas <sup>(063)</sup> de los cuerpos no están nunca en con-

---

(062) Confrontar con lo que dice en las *Reflexiones* a propósito del motor de alta presión (pág. 89 de nuestra edición).

(063) Los párrafos [9, 10 y 13] tratan acerca de la relación entre la estructura de la materia y el calor. Hasta entonces la concepción dominante era la que Laplace daba en su *Traité de Mécanique Céleste*, destinada fundamentalmente a justificar las leyes conocidas de Mariotte y de Gay-Lussac y los estados de agregación de la materia. Las explicaciones se dan a lo largo del capítulo I del libro XII de dicha obra. Se representa-

tacto íntimo unas con otras, cualquiera que sean las fuerzas que las atrae o las repele, nunca podría haber ni producción ni pérdida de potencia motriz en la naturaleza. Esa potencia sería tan inmutable como la materia —entonces el restablecimiento del equilibrio inmediato del calórico o su restablecimiento con producción de potencia motriz serían esencialmente diferentes uno de otro.

¿Pero cómo concebir las fuerzas actuando sobre las moléculas, si no están nunca en contacto unas con otras, si cada una de ellas está perfectamente aislada? Suponer un fluido interpuesto sólo aplazaría la dificultad porque el fluido estaría necesariamente compuesto de moléculas.

Parece difícil penetrar en la naturaleza íntima de los cuerpos; convendría, para no hacer razonamientos erróneos, examinar atentamente las fuentes de nuestros conocimientos sobre la naturaleza de los cuerpos, su forma, las fuerzas, ver cuáles son las nociones primitivas, ver qué sensaciones son derivadas, ver cómo se elevan sucesivamente a los diversos grados de abstracción.

[10] ¿El calor es el resultado de un movimiento vibratorio de las moléculas? Si esto es así, la cantidad de calor no es otra cosa que una cantidad de potencia motriz empleada para producir los movimientos vibratorios; debe ser inmutable ya que la potencia motriz se emplea para producir el movimiento vibratorio. La cantidad de calor debe ser inmutable lo que parece resultar de las experiencias del calorímetro, pero cuando pasa a movimientos apreciables por los sentidos la cantidad de calor no debe permanecer constante.

[11] Se puede encontrar ejemplos de producción de potencia motriz con consumo real de calor; parece que se puede encontrar producción de calor con consumo de potencia motriz (entrada de aire en el vacío, por ejemplo).

---

ban las moléculas de los gases rodeadas de calórico radiante y se estipulaban fuerzas de atracción entre materia y entre ésta y el calórico, pero fuerzas de repulsión entre atmósferas de calórico. El modelo funcionaba para lo que se pretendía explicar, pero era totalmente inadecuado para justificar la producción de potencia motriz por medio del calor.

[12] ¿Cuál es la causa de la producción de calor en las combinaciones de los cuerpos? ¿Qué es el calórico radiante?

[13] La licuación de los vapores, la solidificación de los líquidos, la cristalización, ¿no son distintas formas de combinaciones de moléculas entre sí?

Suponiendo el calor debido a un movimiento vibratorio, ¿cómo explicar el paso de estado líquido a estado gaseoso? ¿Cómo explicar el calor producido por la compresión de los gases? ¿Cómo se combinan los gases en proporciones definidas con respecto a sus volúmenes?

[14] Cuando se genera potencia motriz por el paso de calor de un cuerpo A a un cuerpo B, la cantidad de calor que llega al cuerpo B (si no es igual a la tomada del cuerpo A, si realmente una parte se ha consumido para producir la potencia motriz), ¿es la misma, independientemente del cuerpo que se haya empleado para realizar la potencia motriz?

¿Habría algún medio para consumir más calor en la producción de potencia motriz y hacer llegar menos calor al cuerpo B? ¿Se podría incluso consumirlo completamente sin llegar a ceder nada al cuerpo B? Si fuera posible, se podría crear potencia motriz sin consumo de combustible, por medio de la simple destrucción del calor de los cuerpos.

[15] ¿En qué se convierte el calor emanado de la tierra y de otros astròs por medio de radiación?

[16] Si, como parece probar la mecánica, no puede haber verdadera creación de potencia motriz, tampoco debe haber una destrucción de esa potencia —porque de otro modo acabaría por destruirse toda la potencia motriz—, no hay por lo tanto verdadero choque de cuerpos.

El calor no es más que la potencia motriz, o mejor, el movimiento que ha cambiado de forma. Es un movimiento en las partículas de los cuerpos; allí donde hay destrucción de potencia motriz hay al mismo tiempo producción de calor en una cantidad precisamente proporcional a la cantidad de potencia motriz destruida. Re-

cíprocamente donde hay destrucción de calor, hay producción de potencia motriz.

Por lo tanto se puede sentar la tesis general según la cual existe en la naturaleza una cantidad invariable de potencia motriz, que, propiamente hablando, no se destruye ni se produce, sino que en realidad sólo cambia de forma, es decir, produce bien un tipo de movimiento, o bien otro, pero nunca queda aniquilada.

Ese principio se deduce, por así decirlo, únicamente de la Teoría Mecánica; el razonamiento nos enseña que nunca puede haber pérdida de fuerza viva, o, lo que es lo mismo, de potencia motriz, si los cuerpos actúan unos sobre otros sin tocarse, sin verdadero choque; por eso todo nos conduce a pensar que las moléculas de los cuerpos están siempre separadas entre sí a una cierta distancia, que no se tocan nunca inmediatamente; si se tocasen deberían permanecer unidas y, como consecuencia, cambiar de forma.

[17] Por las ideas que me he formado de la teoría del calor, la producción de una unidad de potencia motriz necesita la destrucción de 2,70 unidades de calor <sup>(064)</sup>.

Una máquina que produjera 20 unidades de potencia motriz por kilogramo de carbón necesitaría aniquilar  $\frac{20 \cdot 2,70}{7000}$  de calor desarrollado en la combustión,

$\frac{20 \cdot 2,70}{7000} = \frac{8}{1000}$  aproximadamente, es decir menos de  $\frac{1}{100}$

[18] Experiencias sobre la tensión de los vapores.

Tubo capilar lleno de agua, de mercurio, o de aceite y de aire; sumergir el tubo en un baño de aceite, de mercurio o de plomo fundido; medir la temperatura con un termómetro de aire.

Las mismas experiencias sobre el alcohol, el éter, id., clorhí-

---

(064) U. Hoyer ha tratado el problema de este cálculo en un artículo titulado «How did Carnot calculate the mechanical equivalent of heat?». *Centaurus* XIX (1975), 207-219. Véase también nota (023).

drico, el sulfuro de carbono, la esencia de trementina, el azufre, el fósforo.

[19] Hasta ahora se han estudiado muy poco los cambios de temperatura que se producen en los cuerpos por efecto del movimiento. Pero esta clase de fenómenos merecería la atención de los observadores. Cuando los cuerpos están en movimiento, sobre todo cuando se produce o consume potencia motriz, suceden cambios notables en la distribución de calor, e incluso en su cantidad. Vamos a recordar un pequeño número de hechos donde este fenómeno se desarrolla de forma más evidente:

1.º El choque entre los cuerpos. Se sabe que en el choque entre los cuerpos siempre se consume potencia motriz; sólo podrían exceptuarse los cuerpos perfectamente elásticos, y no existen en la naturaleza.

Se sabe también que en el choque entre cuerpos hay un cambio de temperatura, una elevación en su grado. Sería difícil atribuir, como lo ha hecho el señor Berthollet, el calor desprendido en este caso a la reducción de volumen del cuerpo, porque cuando esta reducción ha llegado a su último período, debería cesar el desprendimiento de calor. Pero esto es lo que no ocurre; basta que el cuerpo pueda cambiar de forma por percusión sin cambiar de volumen para que haya desprendimiento de calor. Si, por ejemplo, se toma un cubo de plomo y se frota sucesivamente todas sus caras, habrá siempre desprendimiento de calor sin disminución sensible en ese desprendimiento, mientras los golpes continúen con la misma fuerza. Esto no ocurre cuando se acuñan monedas; en este caso el metal no puede cambiar de forma en los primeros golpes del volante, y el efecto del choque no se transmite a la moneda sino a las roscas de los tornillos y los soportes.

Parece que el calor desprendido debe atribuirse al rozamiento de las moléculas del metal que cambian de lugar unas con respecto a las otras, es decir que el calor se desprende allí donde se consume la fuerza motriz; puede hacerse una apreciación del mismo tipo en el choque entre dos cuerpos de diferente dureza, de plomo y hierro, por ejemplo; el 1.º de esos metales, se calienta mucho más que el segundo, que no cambia sensiblemente de temperatura. Pero también la fuerza motriz se consume casi completamente en producir el cambio de forma del primero de los metales.

Se puede citar como un hecho del mismo tipo el calentamiento que se produce por la distensión de un vástago metálico próximo a la ruptura. La experiencia ha demostrado que todas las cosas que en principio son iguales, cuanto más se alarguen antes de la ruptura, más considerable es la elevación de su temperatura.

[20] Experiencias:

1.º Repetir la experiencia de Rumford sobre la perforación de un metal en el agua, pero medir la Potencia Motriz producida al mismo tiempo que el calor producido. La misma experiencia sobre varios metales y sobre la madera.

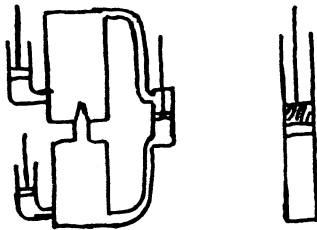
2.º Agitar fuertemente agua en un tambor, o en un cuerpo de bomba de doble efecto y cuyo émbolo tendría una pequeña abertura.

3.º Tratar el aire de la misma manera en un cuerpo de bomba, medir la potencia motriz consumida y el calor producido.

4.º Frotar un trozo de plomo en muchos sentidos. Medir la potencia motriz consumida y el calor producido; la misma experiencia con otros metales.

5.º Experiencia sobre la entrada de aire en la máquina neumática al mismo tiempo que se haría el vacío; lo mismo sobre el aire comprimido en un gran recipiente; lo mismo sobre el vapor que sale por una pequeña abertura.

Si se reconociera que los gases no cambian de temperatura cuando se dilatan sin producir Potencia Motriz, o cuando, por ejemplo, al ser sometidos a una presión constante, se escapan por una abertura a otra capacidad donde están sometidos a una presión menor pero igualmente constante, se seguiría que:



1.º Que el consumo de Potencia Motriz produce calórico.

2.º Que la cantidad producida es precisamente la desprendida por el gas en su reducción de volumen.

En efecto, si se comprime un gas a su mitad, por ejemplo, manteniendo su temperatura constante, dejándolo escapar por una pequeña abertura para penetrar en un vaso donde la presión se mantenga en el grado inicial, ese gas habrá llegado en el momento final de la operación, precisamente al estado primitivo; habrá habido una cantidad de potencia motriz consumida igual a la necesaria para reducir el gas a la mitad de su volumen.

[21] Experiencias sobre la transmisión del calórico a través de los cuerpos sólidos y a través de cuerpos líquidos.—inmersión en el agua de un cuerpo sólido calentado y observación de la marcha progresiva de un termómetro sumergido en el líquido. Tiempo necesario para el paso de calórico a través de placas metálicas en contacto en sus dos caras con líquidos a diferentes temperaturas, o con un vapor que se condensa y otro que se produce —con un gas permanente— movimiento de esos fluidos.

Alquiler de la potencia motriz de un malacate — transporte rápido de cartas — carricoche de punto.

Experiencias para realizar sobre el calor y la potencia motriz.

Repetir la experiencia de Rumford sobre la perforación, empleando diversos metales, madera, piedra, etc. Estimar la potencia motriz consumida y la cantidad de calor producida, haciendo la comparación.

Experiencias del mismo tipo sobre la agitación del agua, mercurio, alcohol, aire y otros gases.

Entrada del aire en el vacío. *id.* para otros gases o vapores. Examinar la elevación de temperatura por medio del manómetro y del termómetro de Bréguet.

Hacer salir aire de un vasto recipiente, donde está comprimido y romper su velocidad en un largo tubo donde se encuentran situados cuerpos sólidos. Medir la temperatura cuando ha llegado a ser uniforme — Ver si es la misma que en el recipiente — las mismas

experiencias con otros gases y con el vapor formado a diferentes presiones.

[22] Repetir las experiencias de Dalton y llevarlas hasta las presiones de 30 ó 40 atmósferas.

Medir el calor constitutivo del vapor de agua en sus límites.

*Id.* sobre el vapor de alcohol, éter, esencia de trementina, mercurio, para verificar si el agente empleado es indiferente para la producción de potencia motriz.

*Id.* sobre el agua con una sal delicuescente, el muriato de cal. Por ejemplo ¿Es siempre la misma la ley de las tensiones?

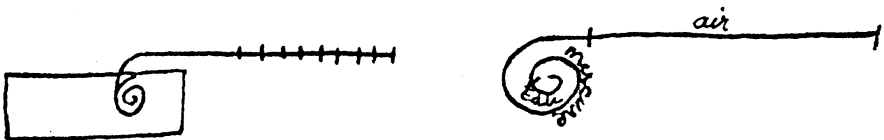
Estimación del error del termómetro de Bréguet por medio del tiempo que necesita el aire para variar un número de grados determinados.

Experiencia del señor Gay-Lussac con dos vasos iguales, uno vacío y otro lleno de aire, entre los que se establece una comunicación.

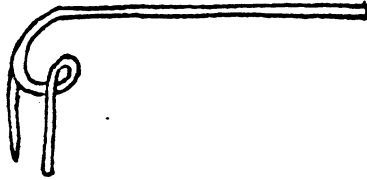
[23] Experiencia sobre la tensión de vapor con una caldera y un tubo termométrico lleno de aire. Se situará un termómetro en un tubo sumergido en la caldera con el extremo de afuera abierto, y lleno de mercurio o aceite.

Experiencia con un tubo simple capilar lleno con tres capas sucesivas: 1.º aire, 2.º mercurio, 3.º agua u otro líquido del que se quiera medir la tensión (alcohol; éter, esencia de trementina, lavanda, sulfuro de carbono, éter muriático, etc. Se sumergirá una extremidad del tubo en un baño de mercurio o de aceite y se medirá la temperatura —se podrá hacer la columna de mercurio lo suficientemente larga como para poder de antemano comprimir o rarificar el aire. .

El tubo tendrá una extremidad retorcida en espiral. La parte derecha estará graduada (se podrá medir así la tensión del vapor de mercurio).

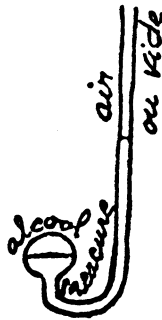






Experiencias sobre la tensión de los vapores a baja temperatura con un tubo de termómetro curvado y lleno en parte de mercurio y en parte de agua o alcohol. El mercurio actuará por su propio peso. La parte superior estará vacía y sellada o bien abierta a la atmósfera.

El globo estará sumergido en agua cuya temperatura se medirá; si el tubo está sellado, se tendrá el cuidado de refrigerar la parte superior.

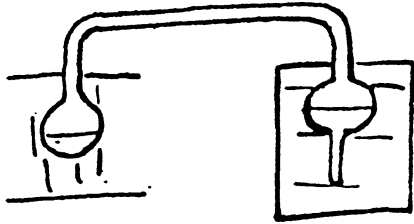


El globo podrá contener agua, alcohol, éter, esencia de trementina. Si el tubo está cerrado, se podrá medir la tensión del vapor de mercurio.

[24]Experiencia sobre el calor constitutivo de los vapores por medio de un tubo barométrico dotado de dos globos sopladados. Se sumergirá uno de los globos en el agua fría y la elevación de temperatura de este agua indicará el calor constitutivo del vapor.

El otro globo se calentará, bien por medio de un líquido en ebullición, bien directamente por el fuego.

Agua, alcohol, esencia, éter, mercurio, ácido acético, sulfuro de carbono.



... Se puede volver a comenzar la operación recohibándola; sumar los resultados.

Instrumentos – buen termómetro 1, tubos soplados ordinarios 6 – *id.* más largos 6, sopletes con un segundo globo soplado 6, sopletes ordinarios 2.

Alcohol, éter, esencia, sulfuro de carbono, 10 gramos, aceite de linaza, un kilogramo, vaso de hierro blanco para calentarla, pequeños hornos portátiles.

Diario de física de Delamétherie. Experiencia sobre el calor desprendido por el rozamiento.

Discos de hielo frotados por Davy.

Bomba neumática en la que se hace una pequeña abertura en el émbolo o en su circunferencia.

Experiencia de Rumford sobre la perforación de los metales, percusión del plomo, del estaño, del cobre.

Perforación de madera.

Entrada de aire en el vacío.

*id.* en el aire más o menos rarificado.

Entrada de aire en la campana de la máquina neumática.

Esas experiencias servirían para medir los cambios de temperatura que ocurren en el gas a consecuencia de los cambios de volumen; además nos dan los medios para comparar esos cambios con las cantidades de potencia motriz producidas o consumidas.

Podrían hacerse con otros gases que no sean el aire atmosférico ordinario.

[25] Hasta ahora se han observado muy poco los cambios de temperatura que tienen lugar en un cuerpo por efecto del movimiento; esta clase de fenómenos merecen, la mayor atención. Cuando los cuerpos están en movimiento, sobre todo cuando se consume o produce potencia motriz, se producen cambios en la distribución del calor y puede ser en su cantidad. Vamos a dar cuenta de un pequeño número de hechos donde este fenómeno se desarrolla de una forma más evidente.

1.º En el choque de los cuerpos —se sabe que los cuerpos tal y como se nos presentan...

[26] Dividir un tubo capilar en partes iguales, como si tuviera que servir para la construcción de un termómetro, cerrarlo en una extremidad, introducir allí una burbuja de líquido (aceite), ponerlo bajo la campana de la máquina neumática; dilatar el aire por medio de uno o dos golpes del émbolo, observar la marcha de la burbuja primero en el 1.º momento y luego, cuando ya está estacionario.

Dejar entrar súbitamente el aire por la llave y hacer las mismas observaciones sobre la burbuja.

Se puede considerar que el aire contenido en el tubo termométrico está mantenido a temperatura constante por el contacto con el vidrio; no es la misma que la del aire de la campana, éste baja su temperatura con la rarefacción y la eleva con la entrada de aire exterior. Estos cambios se miden por medio de los movimientos de la burbuja, ya que será fácil distinguir mediante esos movimientos todos los cambios de elasticidad que le ocurren al aire de la campana.

Podría hacerse lo mismo con un manómetro, pero con menos exactitud, porque sería necesario un tiempo tan notable para dar movimiento a la columna de mercurio que durante ese tiempo la temperatura habría variado ya. Además el movimiento de la columna podría prolongarse demasiado a causa de la inercia.

[27] Pequeños anuncios, 17 de marzo, fabricación de hielo, Rue Michel-le-Comte, 27, etc.

Actas de las minas de sal gema y salinas; diario del 17 de marzo.  
Del 16 *id.* Journal du Commerce.

Acta de colonización americana (inglesa).

Calor movimiento; obras donde se encuentran las informaciones:

Scheele, suplemento 149 (Kirwan).

Tratado químico del aire y del fuego, por Scheele, con introducción de Bergmann - suplemento.

Rumford - biblioteca Británica.

Diccionario de Macquer, artículo *fuego*.

Investigaciones sobre la fuente del calor que excita el rozamiento.  
Journal de physique, XLVII, 24, 228, 253, año 1798.

Sobre la fuerza de la pólvora, Bib. Británica, X, 304, n.º 80 y 82.

Rumford, Bib. Británica, I exposición sobre el calor por Benjamin Thompson.

*id.* V 97 y siguientes

*id.* VIII 85 y siguientes

*id.* XIII 217 y siguientes

*id.* VIII 3 y siguientes

Investigaciones sobre la fuente del calor que excita el rozamiento.

Annales de chimie XLI 177: medios para aumentar la cantidad de calor producido por un combustible dado.

Landriani, tabla de materias del Journal.

Experiencias para realizar sobre los gases y vapores <sup>(065)</sup>.

---

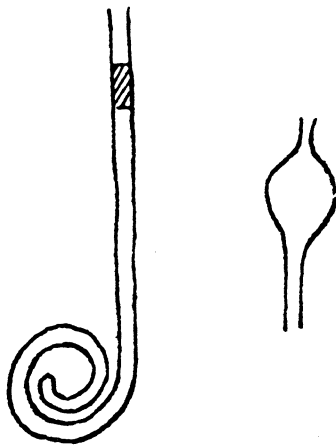
(065) A partir de este párrafo Carnot intenta dar con un procedimiento experimental que permita medir las variaciones de temperatura que acompañan el llenado y evacuación del receptor de una bomba neumática, problema difícil de resolver en su época ya que la capacidad calorífica del termómetro era muy parecida a la del aire contenido en el receptor, además de las pérdidas de calórico que se producían en el proceso.

1.º Medir la temperatura adquirida por el aire introducido en un espacio vacío o que contiene aire ya rarificado.

Si se hace el vacío en la campana de una máquina neumática y se abre súbitamente la llave que deja entrar el aire del exterior, la introducción de ese aire hará subir un termómetro de Bréguet hasta 50 ó 60 °.

Examinar la marcha de ese termómetro cuando la reintroducción sólo tiene lugar por partes; compararla con la marcha del manómetro.

[28] Construcción de un manómetro que pueda dar la presión casi instantáneamente,



Imaginemos un tubo capilar que está torcido en espiral en parte de su longitud y que tiene una extremidad cerrada y otra abierta. Una vez que esté perfectamente seco se introducirá un pequeño índice de mercurio; el diámetro del tubo será lo suficientemente pequeño como para que el aire allí encerrado tome casi instantáneamente la temperatura del vidrio; se intentará asegurar el tiempo necesario para el establecimiento de ese equilibrio de temperatura situando el tubo bajo la campana neumática, haciendo el vacío parcial y dejando entrar el aire; se examinará si, algunos instantes después de la introducción, el índice cambia sensiblemente de lugar; es necesario que el índice tenga muy poco peso para evitar en

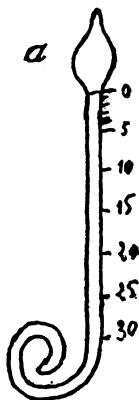
lo posible sus oscilaciones - por la misma razón el tubo capilar deberá ser lo más estrecho posible.

Si la parte recta del tubo es igual a la parte torcida y el índice está situado en el origen de la parte torcida para una presión igual a la atmosférica, no se necesitará someter al instrumento a una presión menor de  $1/2$  atmósfera. Podrá servir para la medida entre esos dos límites.

Se le podrá terminar con un ensanchamiento abierto para impedir la proyección del mercurio fuera del tubo - dispuesto de esta manera podrá servir para medir en general las presiones comprendidas entre  $p$  y  $1/2p$ , siendo  $p$  cualquiera. ....

Se fijará el aparato a una plancha que llevará una escala graduada situada junto al tubo recto - la escala tendrá por ejemplo grados iguales, cifrados de 5 en 5 ó de 10 en 10. Será necesario formar una tabla correspondiente expresando las presiones.

Situando el instrumento bajo la campana neumática y haciendo una vacío parcial, el índice subirá hasta el ensanchamiento  $a$ , según la figura adjunta.



Si dejamos entrar a continuación aire poco a poco y muy lentamente, se notará la correspondencia entre las alturas del manómetro ordinario y los puntos donde llegará la cara inferior del índice del instrumento. Esto será suficiente para formar una tabla comparada de las presiones y las cifras de la escala; las presiones vendrán expresadas por sus relaciones con respecto a la presión observada en el momento del paso del índice sobre el cero o cualquier otra cifra prefijada en la escala. Así, por ejemplo, supongamos que se

observa en el manómetro 400 mil. o  $n$  milímetros de mercurio cuando el índice esté en 0, y después  $n'$  cuando esté sobre, 1,  $n''$  cuando está sobre 2, etc.; las relaciones serán  $\frac{n'}{n}$ ,  $\frac{n''}{n}$ , etc., y será necesario escribirlas en la tabla de correspondencias; se podrá a continuación variar  $n$  como se quiera y la tabla servirá todavía.

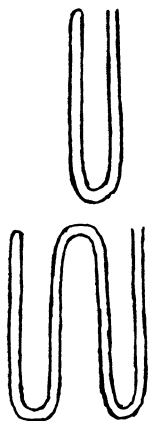
En efecto, según la ley de Mariotte, los volúmenes conservan las mismas relaciones, las presiones deberán conservar también entre ellas las mismas relaciones – Sea  $p$  la presión que se da cuando el índice está en 0;  $v$  el volumen del aire en ese instante;  $p'$  y  $v'$  la presión y el volumen cuando el índice está en 1; si se expulsa o se introduce aire, las presiones podrían ser  $q$ ,  $q'$ , en lugar de  $p$  y  $p'$ , pero en todo caso ocurrirá que  $p : p' :: v' : v$  y  $q : q' :: v' : v$ , por lo que  $p : p' :: q : q'$ .

Según esto se deberá operar a una temperatura uniforme o tener en cuenta las diferencias.

Si el tubo en su parte recta estuviera perfectamente calibrado, los volúmenes, y por lo tanto las presiones, formarían una progresión geométrica cuando las cifras de la escala estuvieran en progresión aritmética y una tabla de logaritmos nos haría conocer una a través de la otra.

Para aumentar a voluntad la masa de aire encerrada en el tubo, bastaría situar el instrumento de lado u horizontal en la máquina neumática; el índice de mercurio se situaría en la parte lateral del ensanchamiento del tubo y el aire atmosférico se introduciría – también se podría calentar el instrumento en esta posición; sería necesario procurar introducir, sólo aire muy seco, lo que se podría hacer situando en la campana hipoclorato de calcio – o cualquier otra materia ávida de humedad.

En lugar de torcer el tubo en espiral, se podría simplemente doblarlo en dos, en forma de U, tal y como se dibuja en la figura adjunta, o bien formar 3 ó 4 ramas paralelas o incluso dando al tubo una gran longitud; el índice tendría movimientos más amplios para cambios de presión similares, y así se podría medir los resultados por cambios de densidad bastante débiles en el aire de la campana.



[29] Comparación de la velocidad de enfriamiento del aire en la campana y en el tubo.

Supondremos, lo que creo se aparta poco de la verdad, que el calor absorbido es proporcional a la superficie de los cuerpos en contacto. De esto se deducirá sin dificultad que las velocidades de enfriamiento del aire en los dos tubos cilíndricos estarán en razón inversa a su diámetro.

Si se considera la campana como un tubo de 2 decímetros de diámetro y el instrumento manómetro como un tubo de 1 milímetro de diámetro, las velocidades de enfriamiento estarán en relación de 1 a 200 aproximadamente.



[30] Amplitud del movimiento del índice.

Supongamos que el tubo está plegado cinco veces sobre sí mismo y que tiene una longitud total de 1 metro, una variación de densidad igual a  $\frac{1}{10}$  en el aire producirá un desplazamiento de 1 decímetro, una variación de 1 grado, supone una variación de densidad igual a  $\frac{1}{266}$ , dará  $\frac{1}{266}$  de metro alrededor 3,70 mil, cantidad suficientemente apreciable.



En cuanto al tiempo necesario para mover el índice de mercurio, teniendo en cuenta su masa, si se le supone de 1 cm de longitud y la variación de presión de  $\frac{1}{100}$  de atmósfera, será necesario alrededor de  $\frac{1}{6}$  de segundo para hacerle recorrer 1 decímetro.

Uso del instrumento en la medida de las variaciones de las tensiones del aire bajo la campana neumática:

A cada golpe de émbolo que dilata el aire en la campana neumática, cuando se quiere hacer el vacío, se produce un descenso de presión y sin duda un cambio de temperatura; se puede determinar, al menos aproximadamente, observando la situación del manómetro en el primer instante después de producida la dilatación, a continuación después de un tiempo suficientemente largo como para que la temperatura alcance su punto primitivo, el de los cuerpos que le rodean; la comparación de la fuerza elástica en los dos casos conducirá a la comparación de las temperaturas.

Al llegar la temperatura a su punto primitivo, se dará un segundo golpe de émbolo, que rarificará el aire más que la primera vez y se hará también dos observaciones en el manómetro, antes y después de volver a la temperatura primera.

Así sucesivamente.