

MAXWELL Y BOLTZMANN JUGABAN AL BILLAR

por Rodrigo Bravo Menéndez-Rivas

INTRODUCCIÓN: MICROMUNDO Y MACROMUNDO

Este trabajo habla de la conexión entre dos mundos. Son dos mundos en apariencia irreconciliables e inconexos, que viven a espaldas el uno del otro. Por un lado nos sumergiremos en el mundo de lo diminuto, un mundo caótico surcado por una cantidad innumerable de partículas de materia, que llamamos moléculas, un mundo del que solo tenemos noticias indirectas y en el que nunca podremos habitar. Es un mundo que esencialmente no ha cambiado desde (casi) el principio del Universo. Por otro lado, nos pasearemos por el mundo cotidiano y doméstico de los fenómenos *a escala humana*, el mundo de lo *macroscópico*: un mundo accesible a nuestros sentidos y a nuestra capacidad de experimentar y medir, un mundo que sabemos siempre cambiante, pero en el que identificamos conceptos físicos que permanecen, como el calor, la temperatura, la presión,...conceptos que manejamos a diario y que, curiosamente, y sin que quizá lo sospechemos, guardan estrecha relación con ese primer mundo inaccesible de lo microscópico.

Ambos mundos tienen sus exploradores. Desde la antigüedad, y de forma más sistemática desde el siglo XVII, los científicos han ido construyendo una imagen del mundo macroscópico con ayuda de la experimentación y las matemáticas. Por su parte la exploración del mundo microscópico tiene una historia más reciente. Ya en tiempos de los antiguos griegos algunos filósofos especularon con la existencia de partículas indivisibles que componían la materia: los *atomistas* de los siglos IV y V a.C. (Leucipo y Demócrito), pero no fue hasta la segunda mitad del XIX cuando la teoría corpuscular de la materia comenzó a desarrollarse de una forma realmente científica con los esfuerzos de algunos físicos.

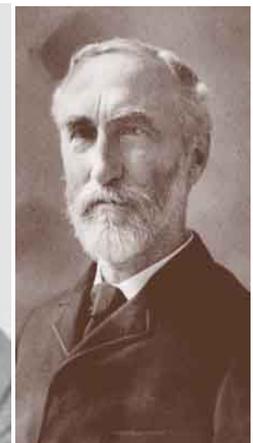
Algunos de ellos trataron de explicar más en particular la relación entre el modelo corpuscular del micromundo y los fenómenos del macromundo estudiados por la **Termodinámica**, rama de la Física esencialmente experimental, que estudia los procesos de conversión energética y que se había desarrollado durante el siglo XIX. Destacan los nombres del escocés James Clerk Maxwell (1831-1879), el austriaco Ludwig Boltzmann (1804-1906) y el norteamericano Josiah Willard Gibbs (1839-1903). Cuando aún se discutía sobre si la materia estaba o no compuesta por partículas, estos físicos tuvieron la genial idea de introducir la estadística



J.C. Maxwell



L. Boltzmann



J.W. Gibbs

como herramienta para investigar las propiedades físicas de un conjunto enorme de tales partículas y mediante dicho método trazaron un camino para conectar el micromundo y el macromundo, dando nacimiento a la rama de la Física que hoy conocemos como **Mecánica Estadística**. Aquí trataremos las principales ideas que constituyen esta conexión, haciendo énfasis en los conceptos cualitativos y evitando entrar en la complejidad técnica de las expresiones matemáticas.

MACROESTADOS, MICROESTADOS Y BOLAS DE BILLAR

Imaginemos un gas encerrado en un recinto, por ejemplo en el globo de la figura 1. Más concretamente consideremos que se trata de una *gas ideal monoatómico*, es decir, un gas compuesto por moléculas de un solo átomo (como por ejemplo el helio, usado para inflar los globos de las fiestas) y que solo interactúan entre sí mediante choques elásticos de unas con otras, es decir, no existen fuerzas de atracción o repulsión a distancia entre ellas. Las moléculas del gas pueden describirse como masas puntuales, que no tienen movimientos de rotación ni de vibración: el único movimiento es su traslación dentro del recinto, chocando de vez en cuando con otras moléculas iguales o con las paredes del recinto de forma elástica, es decir, sin quedar pegados tras el choque y sin perderse energía en él. Todo esto significa que la única energía asociada a cada molécula es la energía que llamamos *cinética*, debida a su movimiento de traslación.



Figura 1: A escala microscópica las moléculas de gas helio contenido en este globo se puede asimilar un conjunto de bolas moviéndose en una mesa de billar, chocando entre sí y con las paredes del globo.

Si alguien nos preguntara cuál es el estado del gas, seguramente trataríamos de responder dando una serie de datos medibles como por ejemplo: *ocupa un volumen de tres litros y medio, está a una presión de 1,02 bares y a una temperatura de 23°C*. Visto desde nuestro mundo, a escala macroscópica, el gas se reduce simplemente a eso: una colección de unas pocas magnitudes físicas. Es lo que llamamos **estado macroscópico** o **macroestado** del gas.

Por el contrario, si fuéramos capaces de observar el mundo microscópico, el gas se podría describir como un enjambre enorme de moléculas de helio distribuidas dentro del recinto y moviéndose a diferentes velocidades de forma caótica, chocando entre ellas y con las paredes del recinto, como las bolas de una mesa de billar (figura 1-derecha). Desde esa perspectiva, para definir con precisión el **estado microscópico** o **microestado** del gas, tendríamos que dar las coordenadas de posición y las componentes de velocidad de todas y cada una de las moléculas que componen el gas. Evidentemente esto es imposible. Tanto como saber qué desayunan un día concreto todos y cada uno de los habitantes de un país. Pero esto no impide a los economistas y sociólogos investigar los hábitos alimenticios de la población trabajando con algunas estadísticas y relacionarlas con parámetros macroeconómicos medibles como la demanda nacional de cereal o de café. De igual modo lo que Maxwell, Boltzmann y Gibbs abordaron fue investigar la relación entre los valores estadísticos de las magnitudes que definen el microestado de un gas y los valores del macroestado de ese mismo gas, que podemos medir experimentalmente y que son el objeto de estudio en la Termodinámica.

Una mesa de billar es un buen símil del microestado del gas, cambiando las moléculas por bolas, cada una con una posición y velocidad concreta, que chocan entre sí y con las paredes de la mesa de vez en cuando (figura 1-derecha). El estado de una bola individual está definido por sus dos coordenadas de posición sobre la mesa (x,y) y las dos componentes del vector velocidad en cada instante según las direcciones de estos ejes: en total, cuatro números como se muestra en la figura 2. Por su parte, el estado de la mesa de billar estará definido por la combinación exacta de estados de las bolas individuales que se dan en un instante dado, es decir, por la colección de coordenadas de posición y velocidad de todas y cada una de las bolas en ese instante.

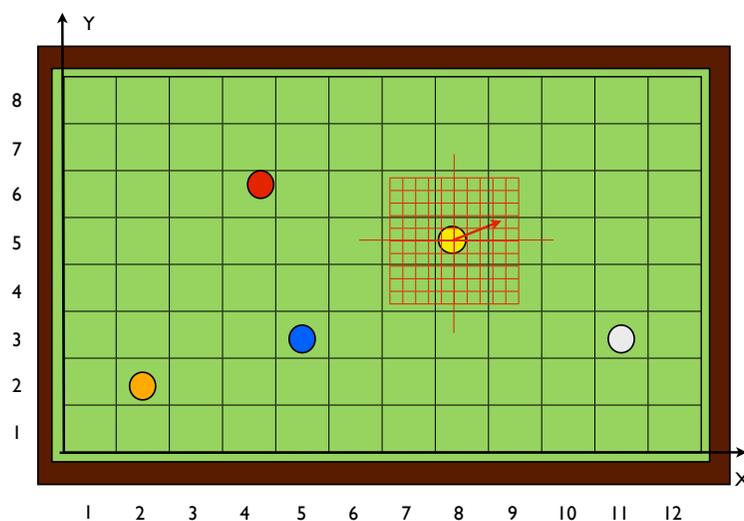


Figura 2: El estado de cada bola de billar (como la amarilla) lo definen sus coordenadas de posición en la mesa (8,5) y las componentes de su velocidad según los dos ejes (4,2), en total cuatro números: {8,5,4,2}.

Si sobre la mesa hay cinco bolas, y el estado de cada una está definido por cuatro números, el estado de la mesa está definido por una colección de $5 \times 4 = 20$ números. Dicho estado de la mesa es análogo al microestado del gas, considerando los millones de millones de moléculas encerradas en un recinto tridimensional en vez de unas pocas bolas de billar encerradas en una mesa bidimensional. Dejando a un lado estas diferencias, hay muchas ideas de la microfísica de los gases que pueden describirse o al menos introducirse de forma válida y pedagógica con nuestra humilde mesa de billar.

MICROESTADOS ACCESIBLES

Ahora demos un impulso fuerte a una bola con el taco: el movimiento se va comunicando mediante choques a

todas las bolas de la mesa. Sabemos que en la práctica el movimiento se detiene gradualmente por el amortiguamiento que ofrecen las paredes de la mesa; sin embargo vamos a suponer que nuestra mesa de billar es de un material especial que permite a las bolas chocar con sus paredes sin amortiguamiento apreciable, de forma que la energía cinética puesta en juego con el primer golpe, que llamaremos E , se va propagando por la mesa, distribuyéndose entre las bolas sin desperdiciarse a medida que se van produciendo las colisiones. Entonces sabemos, por la ley de conservación de la energía, que en todo instante la suma de las energías cinéticas de todas las bolas se mantiene igual a E .

Una cuestión importante es que el número de estados posibles de la mesa de billar, tal como lo hemos definido, no es infinito sino que está restringido por dos condiciones: (1) Las diez (5x2) coordenadas de posición de las bolas tienen que estar comprendidas entre los límites de la mesa. (2) La suma de las energías de todas las bolas tiene que ser igual a la energía E , lo que restringe los valores de la suma de los cuadrados de las diez (5x2) componentes de velocidad, al ser la energía cinética de cada bola un valor proporcional al cuadrado de su velocidad.

Los estados de la mesa que cumplen estas dos restricciones son los **estados accesibles** de la mesa para una energía E . Fijado un valor concreto de energía E , y armados de mucha paciencia, podríamos hacer el recuento de todos los posibles estados accesibles de la mesa compatibles con esta energía. Se acostumbra a llamar $\Omega(E)$ a dicho número. Si estudiáramos cómo varía $\Omega(E)$ para mesas de billar con diferentes números de bolas y diferentes energías encontraríamos que $\Omega(E)$ crece de forma rapidísima cuando aumentamos el número de bolas sobre la mesa o cuando aumentamos la energía total E .

Volvamos ahora a nuestro gas ideal monoatómico. Resulta que en un recinto de las dimensiones de un globo hay millones de millones de millones de moléculas de gas. Esto implica que el número de microestados accesibles del gas, $\Omega(E)$, es una cantidad abrumadoramente grande. Para no agobiarnos, hay que aclarar que, en realidad, los físicos no trabajan ni hacen cálculos con valores concretos de esta cantidad colosal, absolutamente inmanejable, sino que hacen razonamientos sobre cómo varía $\Omega(E)$ cuando variamos ligeramente alguno de los parámetros de los que depende, que son la energía E , las dimensiones del recinto o el número de moléculas. Dichos razonamientos son muy fructíferos y permiten redefinir con éxito magnitudes físicas termodinámicas como la temperatura o la entropía con un enfoque microfísico. Ahora veremos algo de todo esto.

ORDEN, DESORDEN, EVOLUCIÓN TEMPORAL Y EQUILIBRIO

¿Tiene la mesa de billar la misma probabilidad de encontrarse en cualquiera de sus estados accesibles para una energía total dada, E , repartida entre las bolas? Eso depende de cómo se haya preparado la mesa al inicio de la partida y del tiempo que haya transcurrido. Por ejemplo, imaginemos que hemos *ordenado* la mesa de billar con la típica configuración en triángulo, como se muestra en la figura 4. Ahora golpeamos con fuerza la bola blanca en dirección al resto de las bolas que llenan el triángulo y dejamos que el estado de la mesa evolucione mediante las sucesivas colisiones. Si observamos la mesa tan solo unos pocos segundos después del golpe inicial, parece claro que se habrá deshecho la formación en triángulo pero será mucho más probable encontrarla en un estado que tenga las bolas todavía concentradas alrededor de la zona en la que estaba el triángulo. El estado inicial de la mesa está condicionado por este orden impuesto, pero a medida que transcurre el tiempo este condicionamiento se va desvaneciendo y esa concentración desigual tiende a desaparecer, de forma que al cabo de un rato las bolas se reparten de forma homogénea y aleatoria por la mesa. El mismo proceso de homogeneización se podrá observar en las velocidades de las bolas: inicialmente la bola blanca tiene una gran velocidad y las demás están quietas, pocos segundos después del impacto solo unas pocas bolas (las más periféricas) tienen una velocidad apreciable, pero cuando pasa un tiempo suficiente, no podemos encontrar un patrón heterogéneo en la distribución de las velocidades ya que, allá donde miremos en la mesa, habrá bolas con cualquier rango de velocidad. Podríamos decir que, llegados a esta situación, la mesa de billar está ya completamente *desordenada* y que todos los estados accesibles de la mesa son igual de probables.



Figura 4: Mesa de billar *ordenada*, al inicio del proceso

Esta situación de homogeneidad (o de máximo desorden) en la descripción de un sistema físico es lo que llamamos *equilibrio*. Se dice que un sistema físico constituido por muchas partículas está en *equilibrio* cuando todos los microestados accesibles tienen la misma probabilidad.

En el fondo el concepto de orden tiene algo de arbitrario. Podemos entender que un sistema físico complejo, formado por muchos elementos, está en orden cuando se ajusta a un cierto patrón característico. Normalmente ese patrón supone la existencia de una cierta *heterogeneidad* en el microestado, algo arbitrario que podemos reconocer y que hace que ese microestado sea especial, diferente con respecto a una muestra de microestados tomados al azar. En realidad la situación de orden puede no ser exclusiva de un microestado del sistema sino que corresponda a un subconjunto de los microestados accesibles. Por ejemplo, hay muchas formas de colocar las bolas en la mesa de billar antes de iniciar la partida de una forma que calificaríamos de ordenada, pero siempre hay muchísimas más de dejar la mesa desordenada.

Si vertemos un chorrito de vino en un vaso de agua (figura 5), inicialmente, tenemos una situación de orden cuyo patrón es que el vino esté concentrado en una zona del vaso. A medida que transcurre el tiempo, los millones de millones de millones de moléculas de agua que hay en el vaso se van mezclando al azar con los millones de millones de millones de moléculas de vino, de forma que al cabo de un rato todas las colocaciones posibles de moléculas de agua y partículas de vino (microestados accesibles del sistema) son igual de probables. Pero el subconjunto de microestados accesibles para los que las partículas de vino se concentran en una zona del vaso es enormemente pequeño comparado con el subconjunto de microestados accesibles restante. Esto explica que nunca observemos que el vino se concentre espontáneamente en una zona del vaso, ya que la probabilidad de que esto suceda espontáneamente (aunque no es cero) es abrumadoramente pequeña, mucho más que la probabilidad de que nos toque el Premio Gordo de la Lotería en mil navidades consecutivas jugando solo a un número.

La situación se parece a tomar una baraja de cartas ordenada inicialmente y comenzar a barajarla al azar. El patrón de orden inicial (vino concentrado o baraja ordenada) se va perdiendo a medida que mezclamos las cartas y al cabo de unos minutos la baraja está completamente desordenada. Podemos seguir barajando durante horas, pero la probabilidad de que espontáneamente la baraja vuelva a ordenarse involuntariamente durante el proceso es más que remota. Veámoslo: una baraja de 40 cartas tiene $40 \times 39 \times 38 \times \dots \times 2 \times 1 = 8,159 \times 10^{47}$ (redondeando, un 8 seguido de 47 ceros) posibles formas de ordenarse (microestados). Si todas son igual de probables por haber barajado mucho tiempo el mazo de cartas, la probabilidad de que obtengamos la baraja ordenada al azar es menor de una entre 8000...000 (un ocho seguido de 47 ceros).



Figura 5: aspecto de un vaso de agua un segundo y diez segundos después de verter en él un chorrito de vino.

Los anteriores ejemplos también ponen de manifiesto que hay procesos físicos que son *irreversibles* en el tiempo. Es curioso darse cuenta de que las leyes de la Mecánica no dan al tiempo una dirección preferente. Imaginemos que grabamos en un vídeo la escena de dos bolas de billar que se acercan, chocan y se separan tras el choque. Luego traemos a dos amigos: a uno le mostramos el vídeo grabado y al otro le mostramos el mismo vídeo pero con el tiempo invertido (sin que él lo sepa). A los dos le parecerá igual de natural la escena y ambos pensarán que el tiempo tiene el sentido correcto en el vídeo. Por el contrario si nos mostraran la secuencia grabada de la partida de billar (figura 4) o del experimento del chorrito de vino en el vaso de agua (figura 5) todos reconoceríamos cuándo el vídeo tiene el tiempo invertido y cuándo no. Esto se debe a que la evolución temporal de los sistemas complejos tiende al equilibrio y esto, a diferencia de las leyes de la Mecánica, sí confiere al tiempo una dirección preferente. Cuando finalmente se alcanza el equilibrio, deja de haber evolución temporal macroscópicamente apreciable, ya que esta situación de máxima aleatoriedad (o desorden) tiende a mantenerse indefinidamente.

ENTROPÍA

Ahora solo un poco de matemáticas. En un sistema físico, el número $\Omega(E)$ de microestados accesibles es una medida del grado de aleatoriedad o desorden que hay en el sistema cuando se alcanza el equilibrio. Para sistemas con muchas

partículas, la cantidad $\Omega(E)$ es abrumadoramente grande. Si el sistema en equilibrio se compone de dos partes, cada una de las cuales puede estudiarse como sistema por sí misma, tenemos que $\Omega(E) = \Omega_1(E_1) \times \Omega_2(E_2)$, donde $\Omega_1(E_1)$ y $\Omega_2(E_2)$ son el número de microestados accesibles de cada una de esas partes respectivamente, con energías E_1 y E_2 , cumpliéndose que $E_1 + E_2 = E$. Entonces vemos que el logaritmo de $\Omega(E)$ es la suma del logaritmo de $\Omega_1(E_1)$ más el logaritmo de $\Omega_2(E_2)$. Fue Ludwig Boltzmann quien propuso definir la **entropía** (que se simboliza por S) de un sistema microscópico en equilibrio como una función proporcional al logaritmo de su número de estados accesibles: $S = k \log(\Omega)$. Entonces la expresión $\Omega(E) = \Omega_1(E_1) \times \Omega_2(E_2)$ implica que la entropía de un sistema es igual a la suma de las entropías de las partes que lo componen, es decir, $S = S_1 + S_2$, lo que quiere decir que podemos sumar la *cantidad de desorden* que hay en cada parte de un sistema para obtener la cantidad de desorden total.

La constante k anterior se denomina **constante de Boltzmann** y permite hacer consistente esta definición microscópica de entropía con la definición termodinámica de entropía dada por R. Clausius a mediados del siglo XIX. Esta última surgió para explicar ciertos resultados de la Termodinámica que mostraban la imposibilidad de algunos procesos de conversión energética, como por ejemplo la construcción de una máquina que convierta calor en trabajo mecánico a partir de un foco térmico sin disponer de un segundo foco más frío. Dichos estudios mostraron que es imposible construir una máquina que convierta calor en trabajo con un rendimiento del 100%, lo que implica que siempre debe producirse una parte de energía inútil o desordenada para que un proceso físico sea viable. La teoría de la entropía macroscópica formulada por Clausius postulaba la existencia de una función matemática dependiente del macroestado actual del sistema (y no de cómo se había llegado a él), llamada entropía, que servía para cuantificar esta cantidad de energía desordenada. El valor absoluto de dicha función no es medible, sino que solo es posible calcular su variación en un proceso a partir de la cantidad de calor transferida en él. Cuando, a finales del siglo XIX, Boltzmann propuso su teoría microscópica de la mecánica estadística, descubrió que su definición microscópica de entropía $S = k \log(\Omega)$ encajaba con la definición de Clausius si se ajustaba el valor de k al valor adecuado. Dicho valor es $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Julios por grado de temperatura. Así, la constante de Boltzmann representa de alguna forma la **conexión entre los dos mundos**, entre la microfísica y la macrofísica.

EQUILIBRIO TÉRMICO Y TEMPERATURA

En los ejemplos anteriores teníamos un sistema físico formado por dos o más sistemas menores que interactuaban intercambiando materia y energía hasta llegar al equilibrio, como en el ejemplo del vaso de agua con vino. Existe otro tipo de situaciones en las que dos sistemas físicos pueden interactuar hasta alcanzar una situación de equilibrio intercambiando energía pero no materia. Esto sucede por ejemplo cuando sumergimos un bloque de metal caliente en un cubo de agua fría. Después de un tiempo, sabemos que el bloque se enfriará y el agua se calentará hasta que los dos estén a la misma temperatura, alcanzando lo que llamamos una situación de **equilibrio térmico**. En este proceso no se produce mezcla entre las moléculas del agua y las del metal pero es evidente que algo sucede entre las moléculas de uno y otro. Es lo que se denomina interacción térmica. Usando el símil del billar, la situación se parece a la que tendríamos al separar en dos zonas nuestra mesa mediante una cinta de tela fina y tensa (figura 6), de forma que las bolas de ambas zonas puedan chocar a través de la tela sin traspasarla. Podemos intuir que al cabo de un rato se alcanzará una situación de equilibrio. ¿En qué consistirá? Podemos intuir también que el equilibrio tendrá que ver con una cierta homogeneización de las velocidades de bolas que encontramos a ambos lados de la cinta.

Supongamos que antes de introducir el bloque de metal caliente en el agua, este tenía una energía E_1 repartida entre sus átomos, con $\Omega_1(E_1)$ microestados accesibles. Y supongamos que el agua en el cubo tenía inicialmente una energía E_2 repartida entre sus moléculas, con $\Omega_2(E_2)$ microestados accesibles. Llamemos E a la suma $E_1 + E_2$, que es la energía total del sistema, que suponemos constante, al ser el sistema global aislado. Dicho sistema global tenía en el instante inicial $\Omega_1(E_1) \times \Omega_2(E_2)$ microestados accesibles (todas las posibles combinaciones de microestados del bloque de metal y microestados del agua). Ahora introducimos el bloque de metal en el agua permitiendo que intercambien energía. Llamemos E_1' y E_2' a las energías del bloque y del agua, respectivamente, a partir de este momento. E_1' y E_2' podrán variar en el tiempo, pero su suma permanecerá igual a E . Si en el proceso E_1' aumenta, E_2' debe disminuir ya que $E_2' = E - E_1'$. En ese caso $\Omega_1(E_1')$ habrá aumentado

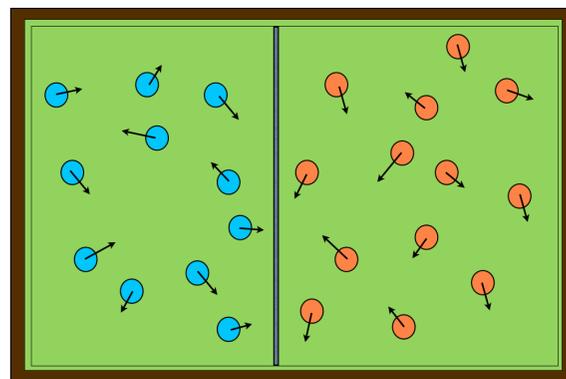


Figura 6: La interacción térmica puede representarse por una situación en la mesa de billar en la que se separa la mesa en dos zonas mediante una cinta tensa que permite los choques pero no el intercambio de bolas entre ellas

pero $\Omega_2(E_2')$ habrá disminuido (hemos dicho que el número de microestados crece con la energía). Por el contrario si E_1' disminuye entonces $\Omega_1(E_1')$ disminuye y $\Omega_2(E_2')$ aumenta. ¿Y qué sucede con el número total de microestados accesibles del sistema total? Este viene dado ahora por el producto $\Omega_1(E_1') \times \Omega_2(E_2')$. Este producto alcanzará un máximo para cierto valor de E_1' , que llamamos E_0 , que será la energía más probable del bloque de metal en el equilibrio. Puede demostrarse que para sistemas con un número abrumadoramente grande de microestados, este máximo es extremadamente agudo, como se indica en la figura 7. Este hecho implica que, cuando se llegue al equilibrio, y por ello todos los microestados accesibles del sistema global sean igual de probables, existirá una probabilidad abrumadoramente alta de que la energía del bloque de metal E_1' tenga un valor contenido en un entorno muy estrecho centrado en E_0 , pudiendo fluctuar aleatoriamente dentro de él. Consecuentemente, en el equilibrio, la energía total de las moléculas de agua E_2' tendrá también un valor ligeramente fluctuante dentro de un intervalo estrechísimo centrado en $E - E_0$.

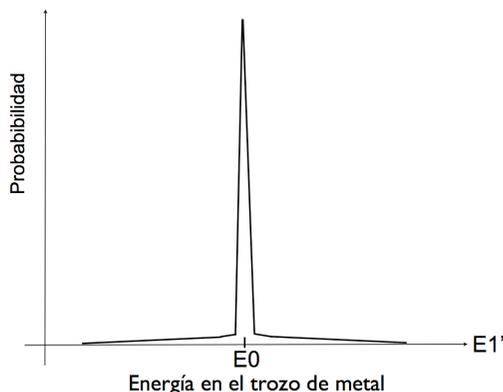


Figura 7: probabilidad para el valor de la energía E_1' en el bloque de metal

Matemáticamente la condición de máximo para $\Omega_1(E_1') \times \Omega_2(E_2')$ implica que la suma de las entropías del bloque de metal y del agua es también máxima, y a su vez esto implica que las pendientes de crecimiento de la entropía con la energía en el metal y en el agua tienen que ser iguales. Es decir, hemos hallado una condición de igualdad entre dos magnitudes microscópicas para el equilibrio térmico. A nivel macroscópico y experimental, sabemos que lo que se igualan son las temperaturas del agua y del metal. Esto sugiere identificar ambas condiciones, la microscópica y la macroscópica. En efecto, los físicos que estudian la conexión entre micro y macrofísica definen la **temperatura absoluta** como una función inversamente proporcional a la pendiente que presenta la entropía como función de la energía. Esta equivalencia conecta un concepto microscópico, la entropía de Boltzmann, con la temperatura, que es una magnitud macroscópica, medible con un termómetro. La temperatura absoluta se simboliza por T y se mide en grados Kelvin

(simbolizados con la letra K). Su conversión a la escala habitual, que llamamos grados centígrados o Celsius (simbolizados por $^{\circ}\text{C}$), se obtiene restando 273,15 al valor en grados Kelvin. Físicamente, la temperatura más baja alcanzable por un cuerpo es 0 K, es decir $-273,15^{\circ}\text{C}$.

Un termómetro convencional (figura 8) aprovecha la situación de equilibrio térmico para medir la temperatura. Suele estar hecho de un recipiente de vidrio muy fino y alargado que contiene una columna de un líquido visible cuyo volumen tiene una dependencia fuerte con la temperatura. Cuando nos tomamos la temperatura corporal con un termómetro clínico, ponemos en contacto térmico el líquido del termómetro con nuestro cuerpo y tenemos que esperar unos minutos a que se alcance el equilibrio térmico. Si al principio el termómetro marcaba 25°C , la columna de líquido se dilatará durante el proceso hasta detenerse cuando marque un valor concreto en el rango $36-37^{\circ}\text{C}$ (si no tenemos fiebre, claro), en equilibrio térmico con nuestro cuerpo. En este caso los dos sistemas en equilibrio térmico son muy desiguales en tamaño, por lo que el termómetro sufrirá un cambio significativo en su energía interna mientras que nuestro cuerpo no notará ningún cambio apreciable por la energía insignificante que el termómetro le haya robado.

TEMPERATURA, ENERGÍA Y ESTADÍSTICA

Una vez que hemos conectado el concepto macrofísico de temperatura con la microfísica, se abre la puerta para establecer toda una serie de resultados que relacionan y aclaran la naturaleza microscópica de algunas magnitudes físicas observables en nuestro mundo. Este tema daría para muchas más páginas de las que disponemos en este trabajo, por ello nos contentaremos con explicar un caso concreto muy importante: la distribución estadística de las velocidades de las moléculas en un sistema físico cuya temperatura se mantiene constante.

Usando esta nueva definición (microscópica) de temperatura y haciendo una serie de razonamientos sobre la dependencia con la energía del número de microestados para sistemas físicos concretos, se puede llegar a deducir matemáticamente ecuaciones que relacionan la energía del sistema, el número de partículas y la temperatura absoluta. A partir de ellas es bastante inmediato llegar a la conclusión de que la cantidad kT es directamente

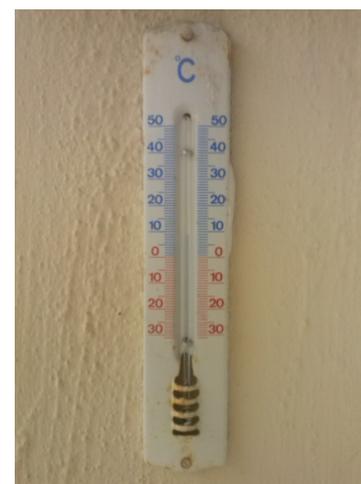


Figura 8. El funcionamiento de un termómetro convencional se basa en el equilibrio térmico

proporcional a la **energía cinética media por molécula** en el sistema físico, siendo k la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. Este resultado es bastante general, tanto para gases, como para líquidos o sólidos, y solo varía la constante de proporcionalidad entre la cantidad kT y la energía media por molécula en cada caso. Con ello vemos de nuevo cómo la constante de Boltzmann tiende a pasarela entre los dos mundos y permite traducir propiedades macroscópicas como la temperatura a fenómenos microscópicos. Así pues, podemos ver la temperatura absoluta como una medida de la energía cinética media por molécula en un sistema físico formado por millones de millones de millones de moléculas. En otras palabras, la temperatura es una medida de la cantidad de *calor* que hay por molécula, ya que el calor no es más que la suma de las energías cinéticas de todas las moléculas.

Los conceptos de calor y temperatura de un sistema físico son por tanto análogos a los de riqueza y renta per capita de una nación. Consideremos un bloque de hierro al rojo vivo y un lago cuya agua está a 15°C: el lago tiene menos temperatura que el bloque de hierro, pero mucho más calor, ya que tiene muchísimas más moléculas, que entre todas acumulan una cantidad de energía cinética muy superior a la contenida en el bloque de hierro al rojo. Sin embargo el lago está más frío que el bloque de hierro porque la energía media por molécula es mucho menor: en el reparto de toda esa energía enorme del lago, toca a poca energía por molécula, mientras que, en el bloque de hierro al rojo, a cada molécula le toca mucha energía. Es algo así como comparar un país con poca población pero con una renta per capita muy alta con un país con mucha población pero menor renta per capita, aunque la suma de toda su riqueza sea superior a la del primer país. La India tiene más riqueza que Bélgica, pero el belga medio es más rico que el indio medio.

Mediante unos pocos razonamientos adicionales, es posible también obtener la función matemática que nos dice cómo se distribuye la energía cinética entre la *población* de moléculas (y por ello también cómo se distribuye su velocidad). Para el caso de un sistema pequeño que está en contacto térmico con un sistema mucho mayor (que llamamos foco térmico, y que impone al primer sistema su temperatura), la distribución de velocidades es como se muestra en la figura 9-izquierda (en la figura se da para gases nobles a 25°C). Dicha distribución estadística se denomina **distribución canónica o de Maxwell-Boltzmann**. Para ilustrar la analogía mencionada entre el uso de la estadística en Física y en Economía, en la parte derecha de la figura se muestra la curva de distribución de los salarios en España en 2010.

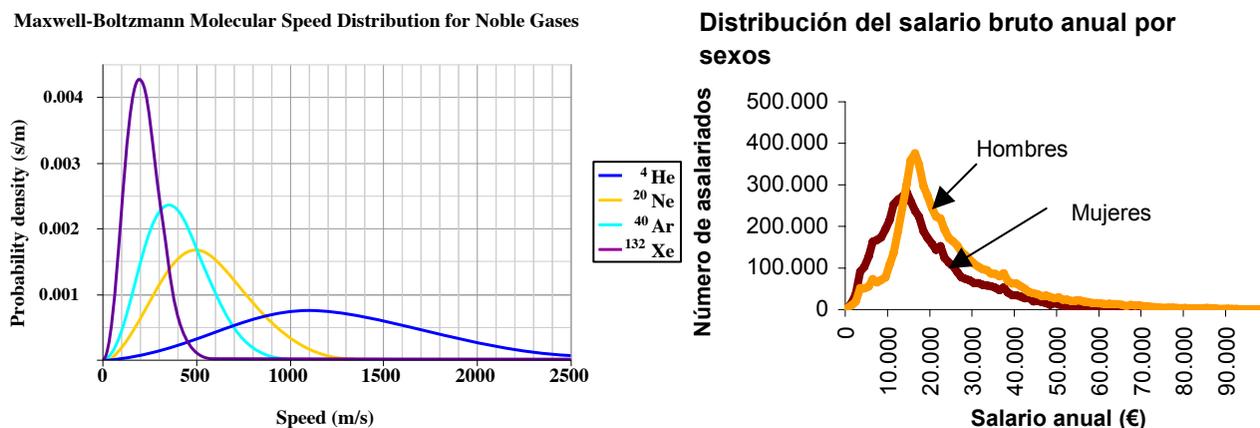


Figura 9: Izquierda: Curva de la distribución de velocidad molecular (en metros por segundo) en los gases nobles a 25°C. Derecha: Curva de distribución del salario bruto anual en España en 2010 (actualizado en Sep. 2012, Fuente: Sitio web del INE: www.ine.es.)

Un último apunte para terminar, dirigido a los lectores más aventajados y exigentes. La distribución de Maxwell-Boltzmann y, en general todo nuestro discurso basada en la analogía de las bolas de billar, se basa en un **modelo clásico**, es decir, tiene su base conceptual en la **Mecánica Clásica** (newtoniana). Por otro lado, el lector aventajado conocerá que la herramienta más apropiada para abordar los fenómenos físicos en la escala de átomos y moléculas es la **Mecánica Cuántica**, y que esta difiere fundamentalmente de la Mecánica Clásica y no permite tratar a las moléculas como bolas de billar. Sin embargo, es posible preservar la validez de nuestro modelo clásico y de la distribución de Maxwell-Boltzmann siempre que la cantidad kT (que es el orden de magnitud típico de la energía cinética de las moléculas del sistema) sea muy grande frente al salto de energía típico de los niveles cuánticos que se obtienen al estudiar el sistema físico mediante la Mecánica Cuántica. Nos bastará saber que esto es así para una gran parte de las situaciones de interés práctico.

REFERENCIAS PARA SABER MÁS

Pickover, C.A. *El libro de la Física*. Ed. Librero

Reif, F. *Física Estadística* (Berkeley Physics Course, Vol. 5). Ed. Reverté