La solución revolucionaria de Planck del problema de la radiación del cuerpo negro

ANDRÉS RIVADULLA

Universidad Complutense de Madrid

0. INTRODUCCIÓN

Acaban de cumplirse cien años de uno de los logros intelecturales más grandes de la humanidad: el nacimiento de la física cuántica. Parte de la física teórica de hace un siglo andaba de cabeza tratando de dar cuenta de un fenómeno, *la radiación del cuerpo negro*, bien conocido experimentalmente, pero huérfano de una teoría sólida capaz de justificarlo satisfactoriamente. Lo máximo que la termodinámica y el electromagnetismo habían logrado ofrecer era dos leyes que salvaban parcialmente el fenómeno, una para ondas cortas y otra para ondas largas. Fue preciso que Planck, mediante una conjetura atrevida *felizmente acertada*, diera el primer paso hacia la solución final del problema, que habría de consistir en la ley de la radiación del cuerpo negro, que lleva su nombre. La importancia de esta ley era múltiple: Permitiría deducir con precisión todos y cada uno de los resultados parciales que hasta entonces se habían venido dando; pero, sobre todo, contenía la hipótesis de la cuantización de la energía, el germen de un cambio radical de rumbo de la física teórica.

En las Secciones 1 y 2 expongo el desarrollo físico-matemático de los esfuerzos de los físicos de la época que, degenerando en la *catástrofe del ultravioleta*, llevaron a la física de finales del XIX a una situación crítica, de la que sólo pudo salir por obra de Planck, a cuya contribución dedico íntegramente la Sección 3. Finalmente en la Sección 4. subrayo brevemente el carácter revolucionario de la contribución de Planck para la física.

1. La termodinámica de la radiación del cuerpo negro

Todos los cuerpos, en virtud de su temperatura, emiten y absorben radiación electromagnética, que por este motivo recibe el nombre de *radiación térmica.* En el caso de la materia condensada la radiación se distribuye sobre un espectro continuo de longitudes de onda, que depende principalmente de la temperatura del emisor. Cuando la temperatura es baja, la emisión apenas se percibe, pero cuando es elevada los objetos lucen por sí mismos.

En 1801, William Herschel (1738-1822) había descubierto en el espectro solar los rayos infrarrojos, y en 1809 Pierre Prévost (1751-1839) afirmaba en *Du Calorique Rayonnant* que todo cuerpo en equilibrio térmico con su entorno emite la misma energía que absorbe. Pero los estudios propiamente dichos sobre la radiación del *cuerpo negro* comienzan con Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887). Lo que le llevó a estudiar la relación entre emisión y absorción fueron sus estudios de las *líneas de Fraunhofer*, descubiertas por Joseph von Fraunhofer (1787-1826) en forma de líneas de absorción en el espectro solar, producidas al atravesar la radiación del Sol los gases de su atmósfera. Kirchhoff denominó *cuerpos negros* a aquellos objetos que absorben toda la luz que inciden sobre ellos, pero que, dependiendo de su temperatura, también pueden emitir radiación. Son fuentes lumínicas ideales, ya que presentan la propiedad de que, a igual temperatura, cualquiera que sea su naturaleza, todos presentan el mismo espectro de radiación térmica. Este hecho suscitó el interés de los físicos de finales de siglo, quienes se pusieron manos a la obra para intentar ofrecer una explicación teórica del mismo.

Un segundo paso en esta historia lo constituye el descubrimiento por Joseph Stefan (1835-1893) de la ley que lleva su nombre. Stefan había tenido conocimiento a través del libro de A. Wüllner[1] de los experimentos de John Tyndall de diez años antes, según los cuales la emisión de un alambre de platino calentado a 1.473 K era 11,7 veces la correspondiente a 798 K.

Como $\left(\dfrac{1473}{798}\right)^4$ es aproximadamente 11,7, Stefan concluyó en 1879 que la radiación total E es proporcional a T^4, o sea $E \propto T^4$.

[1] A. Wüllner, *Die Lehre von der Wärme vom Standpunkte der mechanischen Wärmetheorie.* Teubner, Leipzig 1875.

Una deducción de esta ley, basada en consideraciones termodinámicas y electromagnéticas, fue dada por Ludwig Boltzmann (1844-1906) en 1884[2]. El camino seguido fue el siguiente[3]: Supongamos un gas de radiación electromagnética encerrado en un recipiente de volumen V, y provisto de un pistón con el que el gas puede ser comprimido o expandido. Si suministramos al sistema una cantidad de calor dQ, entonces se produce un incremento dU de su energía interna total, y un incremento dV de su volumen. El *Primer Principio* de la termodinámica

$$T \cdot \mathrm{d}S = \mathrm{d}U + \mathrm{p} \cdot \mathrm{d}V$$

nos permite afirmar

$$T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p$$

y, sustituyendo en esta expresión la *relación termodinámica* de Maxwell

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T$$

resulta

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p$$

Ahora bien, la presión de radiación de un gas es $p = \frac{1}{3}E$, donde E es la densidad total de energía de radiación, y por otra parte $U{=}EV$; luego sustituyendo en la fórmula anterior, y operando, obtenemos la ecuación diferencial

$$\frac{dE}{E} = 4\frac{dT}{T}$$

---

[2] L. Boltzmann: «Ableitung des Stefan'schen Gesetzes betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der elektromagnetischen Lichttheorie». *Annalen der Physik* 22, 1884, 291-294.

[3] Cfr. Longair (1984, § 8.2).

que, integrando, nos da como resultado final que $E \propto T^4$. La *Ley de Stefan-Boltzmann* fue confirmada experimentalmente a fines del siglo XIX entre otros por Otto Lummer (1860-1925) y Ernst Pringsheim (1859-1917)[4].

El último capítulo de esta parte lo protagoniza Wilhelm Wien (1864-1928), quien en 1894[5] había obtenido termodinámicamente que la densidad de energía del cuerpo negro verifica la ley

$$E(v,T)=v^3 f\left(\frac{v}{T}\right)$$

que denominaremos *primera ley de Wien,* en la que la función $f(v/T)$ era desconocida.

Podemos expresar también la densidad de energía en función de la longitud de onda de la radiación. Para ello partimos de que la densidad de energía en el intervalo de frecuencias v, $v+\mathrm{d}v$ es $E(v)dv$, así como de la definición $v=\frac{c}{\lambda}$, de la cual se obtiene por diferenciación que $dv=-\frac{c}{\lambda^2}d\lambda$.

Y sustituyendo en la fórmula de Wien obtenemos

$$E(\lambda,T)=\frac{c^4}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$$

$E(\lambda)$ alcanza su valor máximo en el punto λ_{max} en que $\frac{dE(\lambda)}{d\lambda}=0$, es decir cuando

$$\frac{c}{\lambda T}\frac{df(c/\lambda T)}{d\lambda}+5f(c/\lambda T)=0$$

El valor de $c/\lambda T$ que satisfaga esta ecuación nos permite observar que $\lambda_{max}\cdot T=cte$, expresión que se conoce como *ley del desplazamiento de Wien,* y establece que a medida que la temperatura del cuerpo aumenta, el máximo de su distribución de energía se desplaza hacia longitudes de onda más cor-

---

[4] «Die Strahlung eines 'schwarzen Körpers' zwischen 100 °C und 1300 °C». *Widemanns Annalen der Physik* 62, 1897, 395-410; y «Die Vertheilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers». *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 1, 1899, 23-41.

[5] W. Wien: «Temperatur und Entropie der Strahlung». *Wiedemanns Annalen der Physik* 52, 1894, 132-165. Sánchez Ron (2001, p. 127) muestra la compatibilidad de esta primera ley de Wien con la ley de Stefan-Boltzmann.

tas. La situación de la investigación física de la radiación del cuerpo negro tras la obtención de esta ley la relata el propio Wien (1919, p. 31) de la forma siguiente: «La termología general no permitía extraer más conclusiones. En particular la distribución de la radiación de las longitudes de onda individuales quedó sin determinar. Sólo se podía indicar experimentalmente que la radiación alcanza su mayor fuerza para una longitud de onda determinada que, según lo dicho, se desplaza con la temperatura.»

2. Buscando desesperadamente la función $f(\nu / T)$. La *ley de la radiación de Wien* y la *ley de Rayleigh-Jeans*

La forma de la función $f(\nu / T)$ era desconocida. Pero como el propio Wien (*op. cit.*, *ibid.*) refiere, se le asignó a la estadística la tarea de subsanar esta deficiencia. Se obtuvo así una ley de la radiación térmica que al comienzo se ajustaba bien a las observaciones[6]. El camino seguido por Wien para la deducción matemática de esta función lo relata Jammer (*op. cit.*, pp. 7-8), resultando ser su valor

$$f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \alpha e^{-\frac{\beta\nu}{T}}$$

donde α y β son constantes. Así que la *ley de la radiación* de Wien adoptaba la forma

$$E(\nu, T) = \alpha\nu^3 e^{-\frac{\beta\nu}{T}}$$

Pero el propio Wien (*op. cit.*, p. 32) acabó reconociendo que «Experimentos más precisos pusieron de manifiesto desviaciones que eran tanto mayores cuanto más largas eran las longitudes de onda de las radiaciones térmicas que se observaban»[7].

Por otra parte, desde ámbitos ajenos a la termodinámica también se cuestionaba la ley de la radiación de Wien. El relato autorizado de De Bro-

---

[6] Según Max Jammer, F. Paschen y H. Wanner confirmaron esta *ley de radiación de Wien*, al menos para la región visible para temperaturas de hasta 4.000 °C.

[7] Max Jammer (*op. cit.*, p. 12) constata que O. Lummer y E. Pringsheim: «Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen», *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 2, 1900, 163-180, observaron desviaciones sistemáticas para frecuencias pequeñas.

glie (1988, p. 153) nos ayuda a ver el eslabón que engarza con las investigaciones posteriores sobre la radiación del cuerpo negro: «Tras los trabajos de Wien, los científicos constataron que la termodinámica había dado en este punto todo lo que podía dar de sí, y que, para determinar completamente la distribución espectral de la radiación del cuerpo negro, era preciso hacer intervenir el análisis de los intercambios de energía entre la materia y la radiación. Pero hacia 1900 esto parecía fácil pues las teorías corpusculares de la electricidad, especialmente la teoría de los electrones de Lorentz, conducían a representar las emisiones y absorciones de la radiación por la materia como procesos *continuos* de los que se creía conocer perfectamente las leyes. Ahora bien, tal como mostró lord Rayleigh en primer lugar, y más tarde otros científicos como J. Jeans y H. Poincaré, si se admiten estas leyes, se llega necesariamente a una ley perfectamente definida de la distribución espectral de la energía de la radiación del cuerpo negro.» Así, Wilhelm Wien (*op. cit.*, p. 32) reconoce que una aplicación de la estadística por parte de Rayleigh y Jeans permitió obtener «una ley de la radiación que para ondas largas concuerda con la experiencia». La *ley de Rayleigh-Jeans* para la distribución espectral de la energía del cuerpo negro era[8]

$$E(\nu,T)=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}kT$$

donde *k* es la constante de Boltzmann y *c* la velocidad de la luz en el vacío.

La situación del momento, tal como la relata Wien (*op. cit.*, *ibid.*), era pues la siguiente: «Se había producido una aproximación a la ley de la radiación desde dos lados y se habían encontrado leyes límite, de las que una era válida para ondas largas, mientras la otra lo era para ondas cortas.»

La fórmula de Rayleigh-Jeans concordaba con la ley del desplazamiento de Wien, y se ajustaba también a los datos experimentales en la región de frecuencias muy bajas, justamente donde la ley de la radiación de Wien fallaba. Su inadecuabilidad era obvia empero para frecuencias altas: ultravioleta y superiores. En efecto, la integral sobre todas las frecuencias, que da la densidad de energía total

$$E(\nu,T)=\frac{8\pi kT}{c^3}\int_0^\infty \nu^2\,d\nu$$

[8] Una dedución matemática de la misma la ofrece Mejías (1997, §1.5).

diverge, puesto que crece indefinidamente, hecho que los datos de experiencia contradicen claramente. Esta situación fue denominada por Paul Ehrenfest (1880-1933) la *catástrofe del ultravioleta.* La cosa no era para menos. La física había sido incapaz de dar una explicación teórica precisa del espectro empírico de la radiación del cuerpo negro, y por consiguiente la forma explícita de la función $f(\nu/T)$ de Wien continuaba siendo una asignatura pendiente de la física teórica del cambio de siglo. Como subraya De Broglie (*op. cit., ibid.*) «mientras los científicos teóricos estudiaban esta cuestión mediante el cálculo, los investigadores experimentales determinaban en sus laboratorios la forma empírica de la distribución espectral de la radiación del cuerpo negro y esta forma resultaba totalmente incompatible con la ley de Rayleigh-Jeans».

3. La solución final. *La ley de la radiación de Planck*

Fueron las mediciones realizadas por Lummer y Pringsheim las que atrajeron la atención de Planck (2000, pp. 38-39) por el principio de Kirchhoff. En particular el hecho de que la distribución espectral de la energía no depende de la constitución de los cuerpos, sino únicamente de su temperatura. En su búsqueda de una deducción rigurosa de la ley de la radiación de Wien, Planck había obtenido, exclusivamente a partir de los principios de la electrodinámica, la siguiente *ecuación fundamental* de la densidad de energía[9]:

$$E(\nu,T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}U$$

donde U denota la energía media de un oscilador a temperatura T.

Para obtener el valor de U, Planck (*op. cit.*, pp. 40-41) se dejó guiar por su olfato de termodinámico. Así que pensó relacionar la energía del oscilador con su entropía, y no con la temperatura: «Por aquel entonces, un número considerable de destacados físicos mostraba interés, tanto teórico como experimental, por el problema de la distribución de la energía en el espectro normal. Pero todos ellos buscaban en una única dirección, inten-

[9] Kuhn (1978, pp. 107-108) indica someramente la deducción de esta *ecuación fundamental*, pero Jammer (1989) ofrece en el Apéndice A su deducción completa.

tando demostrar que la intensidad de la radiación dependía de la temperatura, mientras que yo intuía que la verdadera relación se encontraba en la dependencia de la entropía con respecto de la energía.» Igualando esta *ecuación fundamental* con la *ley de la radiación* de Wien, y redenominando constantes, se obtiene, despejando U,

$$U = b\nu e^{-\frac{a\nu}{T}}$$

$$\ln\left(\frac{U}{b\nu}\right)^{\frac{1}{a\nu}} = -\frac{1}{T}$$

$$-\frac{1}{a\nu}\ln\frac{U}{b\nu} = \frac{1}{T}$$

e insertando la definición de temperatura, a saber: $\dfrac{1}{T} = \dfrac{\partial S}{\partial U}$, resulta que

$$\frac{\partial S}{\partial U} = -\frac{1}{a\nu}\ln\frac{U}{b\nu}$$

o sea,

$$\text{(*)} \qquad \frac{d^2 S}{dU^2} \propto \frac{1}{U}$$

El asombro que le produjo esta ecuación lo expresa Planck (*op. cit.*, p. 42) del modo siguiente: «Esta relación es tan sorprendentemente sencilla que durante algún tiempo la consideré universal y me esforcé por otorgarle fundamento teórico. Sin embargo, confrontada con los resultados de nuevas mediciones, esta interpretación pronto se reveló insostenible.» En efecto, la ley de la radiación de Wien era empíricamente inadecuada, como hemos visto en la Sección 2.

Llamando R al inverso de la derivada segunda de la entropía de un oscilador con respecto a su energía, Planck (*op. cit.*, p. 43) refiere que «las mediciones realizadas sobre la radiación infrarroja emergente de cristales de fluorita y sal gema por H. Rubens y F. Kurlbaum pusieron de manifiesto un comportamiento totalmente distinto pero igual de sencillo, por cuanto que, cuando se alcanzan energías y longitudes de ondas aún mayores, la magnitud R no es proporcional a la energía sino a su cuadrado». En su conferencia pronunciada el 19 de octubre de 1900 ante la Sociedad Alemana de Física[10], señala que en (*) había que sustituir $1/U$ por una expresión más compleja, que él ya había encontrado, y era «con mucho, la más sencilla de todas las expresiones que dan S como función logarítmica de U, y que además coincide con la ley de Wien para valores pequeños de U»[11]. La relación que se verifica para frecuencias bajas es pues:

$$(**) \qquad \frac{d^2S}{dU^2} \propto \frac{1}{U^2}$$

De modo que, continúa su relato Planck, «mediante experiencia directa quedaron establecidas dos sencillas leyes para la función R: para pequeñas energías, era proporcional a la energía; para energías mayores, proporcional a su cuadrado. (...) de lo que se trataba era de encontrar qué expresión de R generaba la ley de distribución de la energía que había sido corroborada por las mediciones. Nada parecía más indicado que igualar, para el caso general, la magnitud R a la suma de dos términos, conteniendo uno de ellos la primera potencia de la energía y el otro la segunda, de modo que para pequeñas energías fuera determinante el primero y, para grandes energías, el segundo; y *con ello resultó descubierta la nueva fórmula de la radiación* que presenté y sometí a prueba en la reunión de la Sociedad de Física el 19 de octubre de 1900 en Berlín»[12]. Fue, pues, mediante un procedimiento de interpolación consistente en reunir las relaciones (*) y (**) en una única que abarca los espectros de frecuencias bajas y altas, como Planck propuso

$$(***) \qquad \frac{d^2S}{dU^2} = -\frac{1}{U(U+b)}$$

de donde, integrando, resulta

$$\frac{dS}{dU} = \frac{1}{b}\ln\frac{U+b}{U}$$

[10] M. Planck: «Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung». *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 2, 1900, 202-204. Reimpreso en M. Planck, *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, Vol. 1, pp. 687-689.

[11] Citado por Kuhn (*op. cit.*, p. 122).

[12] Planck (*op. cit.*, p. 43). Las cursivas son mías, A. R.

Aplicando en esta expresión la definición de temperatura se obtiene la ecuación

$$\frac{1}{T}=\frac{1}{b}\ln\frac{U+b}{U}$$

que, una vez resuelta, nos da

$$U=\frac{b}{e^{b/T}-1}$$

Insertando ahora este valor de U en la *ecuación fundamental* de Planck obtenemos

$$E(\nu,T)=\frac{8\pi}{c^3}\frac{b\nu^2}{e^{b/T}-1}$$

Ahora bien, según la *primera ley de Wien*, b depende de la frecuencia, e.d. $b = B\nu$. Redenotando constantes resulta la por Planck denominada *nueva fórmula de la radiación*

$$E(\nu,T)=\frac{A\nu^3}{e^{B\nu/T}-1}$$

donde A es una constante nueva independiente de la frecuencia y la temperatura. Finalmente también la anhelada función de Wien había quedado definitivamente establecida:

$$f(\nu,T)=\frac{1}{e^{B\nu/T}-1}$$

Continuando el relato de su descubrimiento, Planck (*op. cit.*, pp. 43-44) refiere: «A la mañana siguiente vino a visitarme mi colega Rubens, quien me contó que la tarde anterior, tras levantarse la reunión, había cotejado rigurosamente mi fórmula con los datos de sus mediciones, encontrando en todo momento una concordancia satisfactoria. (...) Mediciones posteriores confirmaron una y otra vez la fórmula de la radiación, y, por cierto, con tanta mayor exactitud cuanto más precisos fueron los métodos de medición empleados.»

No obstante, como quiera que (***) era el resultado de una conjetura felizmente acertada, apremiaba encontar una justificación teórica para U: «Por ello, desde el mismo día de su formulación me propuse dotarla de significado físico real, lo que me condujo a considerar la relación entre entropía y probabilidad y, por tanto, al planteamiento de Boltzmann»[13]. Veamos cómo: Sea S_N la entropía total de un sistema de N osciladores de frecuencia ν y energía media U; Planck asume que la energía total $U_N=NU$ consta de un número entero P de elementos de energía ε, o sea $U_N= P\varepsilon$. Por otra parte, el segundo principio de la termodinámica estadística $S_N=k\ln\Omega$ depende del número Ω de formas posibles de distribución de los P elementos de energía ε entre los N osciladores. Éste número es[14]

$$\Omega = \frac{(N+P-1)!}{(N-1)!P!}$$

Basta pues sustituir este valor de Ω en $S_N=k\ln\Omega$, y aplicar la aproximación de Stirling: $\ln X! = X\ln X - X$, para obtener que

$$S_N = k[(N+P)\cdot\ln(N+P) - N\ln N - P\ln P]$$

Pero, como de lo dicho anteriormente se desprende que $P=NU/\varepsilon$, sustituyendo este valor en la expresión anterior nos queda que

$$S_N = kN\left[\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right)\ln\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right) - \frac{U}{\varepsilon}\ln\frac{U}{\varepsilon}\right]$$

Pero como la entropía por oscilador es $S=S_N/N$, entonces

$$S = k\left[\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right)\ln\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right) - \frac{U}{\varepsilon}\ln\frac{U}{\varepsilon}\right]$$

---

[13] Planck (*op. cit.*, p. 44).

[14] Podemos en efecto representar una distribución estadística de p.e. $N=6$ osciladores entre $P=5$ elementos de energía separando mediante rayas oblicuas los osciladores (representados por puntos) correspondientes a cada elemento de energía. Así, si al primer elemento de energía le corresponden dos osciladores, al segundo le corresponden tres, al tercero ninguno, al cuarto uno, y al quinto ninguno, la repartición estadística tendrá la forma siguiente: '../.../l/./'. Ahora bien, $10 = N+P-1$. Y, como cada repartición estadística de N osciladores entre P elementos de energía se compondrá de estos mismos constituyentes, entonces el número total lógicamente posible de reparticiones será $\binom{N+P-1}{N-1}$. Esta fórmula combinatoria aparece ya en L. Bolzmann: «Über die Beziehung zwischen dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie und der Wahrscheinlichkeitsrechnung respective den Sätzen über das Wärmegleichgewicht». *Wiener Berichte* 76, 1877, 373-435. Reimpreso en L. Boltzmann, *Wissenschaftliche Abhandlungen*, Barth, Leipzig, 1909, vol. 2.

Si aplicamos ahora la definión de temperatura obtenemos

$$\frac{1}{T}=k\frac{\partial}{\partial U}\left[\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right)\ln\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right)-\frac{U}{\varepsilon}\ln\frac{U}{\varepsilon}\right]$$

o sea:

$$\frac{1}{T}=\frac{k}{\varepsilon}\ln\left(1+\frac{\varepsilon}{U}\right)$$

y por consiguiente:

$$e^{\frac{\varepsilon}{kT}}=1+\frac{\varepsilon}{U}$$

Finalmente,

$$U=\frac{\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT}-1}$$

da la energía media de los osciladores de frecuencia ν. Sustituyendo esta expresión en la *ecuación fundamental* de Planck obtenemos pues

$$E(\nu,T)=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\frac{\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT}-1}$$

Ahora bien, esta ecuación debía ser compatible con la *primera ley de Wien*, es decir ε debía ser proporcional a ν. Bastaba pues hacer $\varepsilon = h\nu$ para obtener[15] por fin la *Ley de la radiación de Planck*

$$E(\nu,T)=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}$$

que da la densidad de energía de la radiación del cuerpo negro.

4. LA REVOLUCIÓN CUÁNTICA DE PLANCK

La ley de la radiación de Planck reúne todos los requisitos para ser considerada revolucionaria. En primer lugar explica por medio de una sola ley

[15] M. Planck: «Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum». *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 2, 1900, 237-245; «Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum», *Annalen der Physik* 4, 1901, 553-563. Reimpreso en M. Planck, *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, vol. 1, pp. 717-727. Como señala Sánchez Ron (2001, p. 139) se trataba de «una suposición puramente formal» que, sin embargo, supuso la cuantización de la energía.

hipótesis diferentes, y en parte inconexas. De ella se derivan matemáticamente tanto la *ley del desplazamiento de Wien*, como la *ley de Stefan-Boltzmann*, como la *ley de Rayleigh-Jeans*. Pero además la hipótesis cuántica que contiene permite dar cuenta de fenómenos hasta entonces pendientes de justificación teórica, como el efecto fotoeléctrico, cuya interpretación por Einstein en 1905 sería corroborada experimentalmente en 1916 por Millikan. La ley de Planck era, pues, *empíricamente progresiva*.

En segundo lugar, avanza desde un punto de vista teórico una idea radicalmente nueva, la cuantización de la energía, insospechada hasta entonces. En contra de la teoría vigente en la época, según la cual la energía total de un oscilador es proporcional al cuadrado de su amplitud, para Planck todo oscilador sólo puede tomar o ceder energía de modo discontinuo en cuantos de magnitud $h\nu$, donde h, que por tener dimensiones de energía por tiempo es bautizada por Planck como *cuanto elemental de acción*, se concibe como una nueva constante de la Naturaleza. Esta idea de Planck abrió paso a una rama innovadora de la física, la teoría cuántica. Planck (*op. cit.*, p. 46) intentó por todos los medios hacer «encajar de algún modo el cuanto de acción h en el marco de la teoría clásica». Pero «el fracaso de todos los intentos de adecuar la teoría hizo que pronto no quedara ninguna duda de que el cuanto de acción desempeñaba un papel fundamental en la física atómica y de que *su aparición marcaba el comienzo de una nueva época en la ciencia física*; en él se anunciaba algo hasta entonces inaudito, algo que estaba llamado a transformar de raíz nuestro pensamiento físico, que desde la invención del cálculo infinitesimal por Leibniz y Newton, se fundamenta en el supuesto de la continuidad de todas las relaciones causales»[16]. La propuesta de Planck era, pues *teóricamente progresiva* también. Con ella se inicia la revolución cuántica, que se consolida de forma inusualmente rápida cuando Niels Bohr incorpora la cuantización de la energía entre los postulados de su modelo atómico, y poco años después la mecánica cuántica inicia su andadura de la mano de Heisenberg y Schrödinger.

Contrariamente a la idea de Planck (*op. cit.*, p. 38) acerca del modo en que una nueva *verdad científica* suele abrirse paso, en esta ocasión no hubo que esperar a la extinción física por defunción de ninguna generación de científicos.

---

[16] Planck (2000, p. 46). Las cursivas son mías, A. R.

BIBLIOGRAFÍA

De Broglie, L.: «Física atómica y cuántica contemporánea». En R. Taton, *Historia General de las Ciencias*, vol. 9: *El Siglo XIX. Las ciencias físicas.* Orbis, Barcelona, 1988.

Jammer, M., *The Conceptual Development of Quantum Mechanics.* American Institute of Physics, 1989.

Kuhn, T., *La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica (1894-1912).* Alianza, Madrid, 1987.

Longair, M. S., *Theoretical Concepts in Physics.* Cambridge Univ. Press, 1984.

Mejías, P. M.: «Radiación del cuerpo negro». En Carlos Sánchez del Río (coordinador), *Física Cuántica.* Pirámide, Madrid, 1997.

Planck, M., *Autobiografía científica y últimos escritos.* Nivola, Madrid, 2000.

Sánchez Ron, J. M., *Historia de la física cuántica.* Vol. I, *El periodo fundacional* (1860-1926). Editorial Crítica, Barcelona, 2001.

Wien, W.: «Neuere Errungenschaften der Physik». En W. Wien, *Neuere Entwicklung der Physik und ihrer Anwendungen.* Barth, Leipzig, 1919.