

O CAMINHO DA RADIAÇÃO TÉRMICA

1. Possíveis Nascimento da Física Quântica

É bem sabido que a física quântica nasceu com a postulação, feita por Max Planck em dezembro de 1900, de que os “osciladores” de corpos térmicos teriam valores *discretos* de energia, múltiplos inteiros da grandeza $h\nu$.¹ O caminho trilhado até essa descoberta passou pelos importantes trabalhos teóricos de Kirchhoff, Boltzmann, Wien e Rayleigh, e experimentais de Stefan, Paschen, Lummer e Rubens, entre outros. Mas o que teria acontecido se algum desses físicos não tivesse se tornado cientista? Será que a física quântica teria nascido da mesma maneira?

Imaginemos um cenário de ficção científica. Numa certa data, digamos janeiro de 1800, cem réplicas exatas do Universo teriam sido produzidas por um “demônio copiador”, cada qual com seu planeta Terra, mas devido a flutuações e outras fontes de aleatoriedade, as histórias de cada uma dessas Terras seguiria um rumo diferente. Nos diferentes mundos, casais namorariam em horas diferentes e os filhos concebidos teriam genomas diferentes, para não falar nas diferenças dos ambientes em que esses jovens cresceriam. Um cientista genial de um mundo poderia ter uma versão modificada em outro mundo que teria se tornado um grande músico.

Será que a física quântica teria surgido da mesma maneira em cada um desses mundos? Certamente não, pelo menos é o que diz nossa intuição. Olhando para a história da ciência de nosso mundo atual, com a vantagem do retrospecto, concluímos que havia pelo menos quatro grandes campos nos quais os cientistas estavam investigando efeitos que hoje chamamos “quânticos”: o da radiação térmica, o dos efeitos ópticos, o da espectroscopia e o dos calores específicos de sólidos. A proximidade desses campos com efeitos quânticos sugere que o caminho para a física quântica poderia ter sido trilhado em cada uma dessas áreas, além de outros menos prováveis.²

Além dessa exploração dos caminhos que teriam levado a dois dos princípios fundamentais da Física Quântica – ondas de matéria e quantização na medição –, há também uma discussão sobre os caminhos possíveis trilhados na transição da Velha Teoria Quântica (1911-24) para a Mecânica Quântica, que surgiu nos anos de 1925-26, que desembocou em pelo menos dois caminhos paralelos: Mecânica Matricial e Mecânica Ondulatória. Por fim, há uma discussão sobre a possibilidade de a interpretação da Teoria Quântica, a partir de 1927, ter favorecido uma interpretação realista, ao contrário da abordagem antirrealista associada a Bohr, Heisenberg e Pauli.³

¹ O termo ν seria a frequência do oscilador e h o que viria a ser chamado “constante de Planck” ou “quantum de ação”. “Osciladores” referiam-se a entidades microscópicas hipotéticas que vibrariam numa certa frequência que seria igual à da radiação emitida pelo corpo. O termo “radiação” se refere não só à luz, mas também à radiação infravermelha, que esquentava os corpos, e a outros tipos de ondas eletromagnéticas.

² Os capítulos iniciais desta História da Física Quântica seguem o artigo PESSOA Jr., O. (2005), “O início da física quântica e seus caminhos possíveis”, in Pietrocola, M. & Freire Jr., O. (orgs.), *Filosofia, ciência e história: Michel Paty e o Brasil uma homenagem aos 40 anos de colaboração*, Discurso, São Paulo, pp. 87-113.

³ O pioneiro nessas investigações das histórias contrafactuais da Teoria Quântica foi HUND, F. (1966), “Paths to quantum theory historically viewed”, *Physics Today*, 19(8): 23-29. Sobre a contingência das interpretações, ver CUSHING, J.T. (1991), “Copenhagen hegemony: need it be so?”, in Lahti, P. & Mittelstaedt, P. (orgs.), *Symposium on the Foundations of Modern Physics, 1990: quantum theory of measurement and related philosophical problems*, World Scientific, Singapore, pp. 89-98. O início desses estudos por parte do presente autor, está em PESSOA Jr., O. (2000), “Histórias contrafactuais: o surgimento da física quântica”, *Estudos Avançados* 14(39): 175-204.

2. A Lei de Radiação de Paschen-Wien

Faremos aqui um relato sucinto do caminho que de fato levou à descoberta da quantização de energia, o da *radiação térmica*, caminho este que é bem conhecido e é relatado com algum detalhe por diversos autores.⁴

O fenômeno em questão é o da *emissão* de radiação por corpos aquecidos. Um exemplo desse fenômeno é a luz emitida por ferro fundido a altas temperaturas, que assume diferentes cores (comprimentos-de-onda de radiação) a diferentes temperaturas. Em 1800, William Herschel descobriu que uma radiação semelhante à luz, mas invisível, é também emitida por corpos. Esta radiação “infravermelha”, juntamente com a radiação de luz visível, e sua relação com o aquecimento dos corpos, passaram a ser investigadas experimentalmente no início do séc. XVIII, com John Leslie (Edimburgo) e Pierre Prévost (Genebra). Estabeleceram, por exemplo, que em condições de equilíbrio cada corpo absorve tanta radiação quanto emite. Em 1858, Balfour Stewart (Edimburgo) obteve dados experimentais que o levaram, por indução, a uma lei empírica que Gustav Kirchhoff, de Heidelberg, anunciaria, um ano depois, de maneira independente, com maior sofisticação matemática, a partir da constatação espectroscópica de que o gás de sódio *absorve* fortemente nos mesmos comprimentos-de-onda (o par de linhas D, no espectro amarelo) em que *emite* fortemente.⁵ A lei de Kirchhoff diz que todos os corpos seguem uma lei térmica universal: à mesma temperatura, a razão entre a emissividade e a absorptibilidade, para cada comprimento-de-onda, é a mesma para cada corpo.

Em 1860, Kirchhoff simplificou a abordagem teórica ao considerar corpos que absorvem toda radiação incidente, chamados “corpos negros” pelo fato de não refletirem nenhuma parte desta radiação incidente. Apenas 35 anos depois os físicos experimentais conseguiram construir cavidades radiativas que se aproximavam bem do comportamento de um corpo negro (Lummer & Wien, 1895). Tais cavidades consistiam de um pequeno buraco incrustado em um corpo mantido a temperatura constante, de forma que praticamente nenhuma luz incidente no buraco conseguia escapar. Toda luz ou radiação térmica que saísse deste buraco se originaria do processo de emissão.

Em torno de 1878, os físicos passaram a buscar uma lei que exprimisse a emissão de radiação de um corpo negro, em função da temperatura e do comprimento-de-onda. Josef Stefan (Viena) conseguiu, no ano seguinte, mostrar experimentalmente que a emissão total de radiação (ou seja, integrada para todos os comprimentos-de-onda) é proporcional à quarta potência da temperatura. Uma explicação para isso foi fornecida em 1884 por Ludwig Boltzmann, trabalhando em Viena. Ele partiu de uma analogia teórica entre radiação e gás

⁴ Duas referências que cobrem toda história da física quântica são: JAMMER, M. (1966), *The conceptual development of quantum mechanics*, McGraw-Hill, New York; ver pp. 1-28 para a radiação térmica. MEHRA, J. & RECHENBERG, H. (1982), *The historical development of quantum theory*, vol. 1, Springer, New York, ver pp. 24-59. O tratamento mais completo das pesquisas sobre radiação térmica, especialmente sobre a parte experimental, é KANGRO, H. (1976), *Early history of Planck's radiation law*, Taylor & Francis, London (orig. em alemão: 1970). Ver também KUHN, T.S. (1978), *Black-body theory and the quantum discontinuity (1894-1912)*, Oxford U. Press. Em português: MARTINS, R.A. & ROSA, P.S. (2014), *História da teoria quântica: a dualidade onda-partícula, de Einstein a De Broglie*, Livraria da Física, São Paulo, ver pp. 22-37. A história do trabalho de Planck é também contada por MARTINS, Roberto Cintra (1992), “Planck e o nascimento da mecânica quântica: sugestões para estudo de condicionantes históricos recentes”, in Évora, F.R.R. (org.), *Século XIX: o nascimento da ciência contemporânea*, Coleção CLE 11, Centro de Lógica, Epistemologia e História da Ciência, Unicamp, Campinas, pp. 287-308. O seguinte texto é acompanhado por duas traduções de Planck: STUDART, N. (2000), “A invenção do conceito de quantum de energia segundo Planck”, *Revista Brasileira de Ensino de Física* 22: 523-35.

⁵ SIEGEL, D.M. (1976), “Balfour Stewart and Gustav Robert Kirchhoff: two independent approaches to ‘Kirchhoff’s radiation law’”, *Isis* 67: 565-600.

ideal, atribuindo à radiação não só uma temperatura mas também uma pressão, conforme fora determinado por Adolfo Bartoli (Florença) em 1876. Construiu um modelo no qual a radiação exercia uma pressão em um pistão móvel e era refletida por este, conseguindo desta forma derivar a lei de Stefan.

Esses trabalhos tratavam da dependência da radiação com a temperatura da fonte, mas não havia ainda uma explicação para a distribuição da radiação em diferentes comprimentos-de-onda (para uma mesma temperatura). Em 1887, o russo Vladimir Michelson, que trabalhava como visitante em Berlim, teve a idéia de associar o comprimento-de-onda da radiação emitida por uma molécula em um corpo negro à velocidade desta molécula. Ora, desde 1860 sabia-se que as velocidades das moléculas de um gás seguem a distribuição de Maxwell, e tal distribuição se assemelha à distribuição da radiação ao longo dos comprimentos-de-onda. No entanto, Michelson não conseguiu derivar uma lei de radiação. O problema despertava interesse, também, por causa do interesse industrial que havia em se determinar as altas temperaturas de metais derretidos.

O problema começou a ser resolvido por Willy Wien, que trabalhava no Physikalisch-Technische Reichsanstalt (PTR) em Berlim. Em 1894, modificou o modelo do pistão de Boltzmann, substituindo o pistão por uma esfera perfeitamente refletora que se contraía lentamente. Tal contração era “adiabática” (não envolvia calor), e disto pode-se mostrar que o produto da temperatura T pelo comprimento-de-onda λ é uma constante, chamada “constante adiabática”. Obteve uma relação importante, chamada “lei de deslocamento” de Wien, que permaneceria verdadeira mesmo depois do advento da física quântica. Tal “lei”, na verdade, é um “esquema de lei” (no mesmo sentido que a 2ª lei de Newton, que só se torna aplicável quando a força é substituída por uma expressão definida). Ela diz que a densidade de energia $u(\lambda, T)$ da radiação emitida por um corpo negro é proporcional a uma função de λT (produto de λ e T)⁶:

$$u(\lambda, T) = \lambda^{-5} \cdot \phi(\lambda T) . \quad (1)$$

Uma conseqüência verificável desta expressão geral era o fato de que, para cada temperatura T , o valor máximo de $u(\lambda, T)$ se dar num comprimento-de-onda λ_{\max} . de tal forma que o produto $\lambda_{\max} T$ é uma constante para qualquer temperatura.

O problema agora seria determinar a expressão exata de $\phi(\lambda T)$. Em 1896, supondo a distribuição de velocidades de Maxwell, para as moléculas emissoras de radiação, e a dependência do comprimento-de-onda emitido com as velocidades (efeito Doppler óptico), concluiu que $\phi(\lambda T) = c_1 \cdot \exp[-c_2/(\lambda T)]$, onde c_1 e c_2 são constantes positivas. A lei de radiação de Wien seria então:

$$u(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \cdot \exp[-c_2/(\lambda T)] . \quad (2)$$

Um resultado semelhante foi publicado um mês antes pelo físico experimental Friedrich Paschen (Hanôver), que buscou por indução uma lei a partir de dados referentes a comprimentos-de-onda curtos. Temos assim mais um caso de descoberta independente, envolvendo um caminho empírico e outro teórico (como acontecera com Stewart e Kirchhoff).

A precisão experimental obtida por Paschen seria superada, nos anos seguintes, pela técnica desenvolvida por Heinrich Rubens, do Technische Hochschule de Berlim. A tecnologia para conseguir medições precisas de radiação se baseava em dois instrumentos fundamentais desenvolvidos nos Estados Unidos. A grade de difração, que Henry Rowland

⁶ Esta não é a notação original de Wien, mas uma reelaboração de Larmor (1900), reproduzida por JAMMER (1966), op.cit. (nota 4), p. 8, segundo nos conta KANGRO (1976), op.cit. (nota 4), p. 46.

(Baltimore) conseguira em 1880 aperfeiçoar para 15 mil ranhuras por polegada, era usada para obter radiação com comprimento-de-onda bem definido. O bolômetro, de Samuel Langley (Pittsburgh), era um detector de radiação 10 vezes mais sensível que os anteriores, que consistia de uma ponte de Wheatstone com dois braços de platina, cuja resistência varia com a temperatura. A inovação de Rubens era conhecida como “método dos raios residuais”, que amplificava, através da reflexão múltipla, os raios infravermelhos de comprimento-de-onda longo. Outra dificuldade em se obter dados precisos era a emissão de radiação pelos gases (ver seção 9).

Em 1898-99, Max Planck (Berlim) aplicou com sucesso as técnicas termodinâmicas (Rudolf Clausius, 1854) e eletrodinâmicas clássicas (James Maxwell, 1873) para explicar a lei de radiação de Wien. Usando a eletrodinâmica, obteve uma relação entre a energia média dos osciladores de frequência ν do corpo negro, $U(\nu, T)$, e a densidade de energia $u(\nu, T)$ expressa em termos da mesma frequência ν da radiação⁷: $U(\nu, T) = (c^3/8\pi\nu) \cdot u(\nu, T)$. Utilizou também a relação termodinâmica entre U e a entropia S , que no equilíbrio é dada por $dS/dU = 1/T$.

Para a lei de Wien expressa em termos da frequência (e de constantes a e b),

$$u(\nu, T) = (8\pi b \nu^3 / c^3) \exp(-a\nu/T), \quad (2a)$$

obteve a seguinte expressão para a entropia S dos osciladores (a expressão para a entropia da radiação tem forma semelhante):

$$S = (U/a\nu) \cdot \ln(U/b\nu). \quad (3)$$

A partir dessa expressão, mostra-se que a entropia satisfaz a seguinte equação diferencial, com $\alpha = 1/(a\nu)$:

$$d^2S/dU^2 = \alpha/U. \quad (4)$$

Até o final de 1899, medições fotométricas de Paschen continuavam confirmando a lei de Wien.

3. Lei de Radiação de Planck e a Quantização de Energia

Em 1898, Hermann Beckmann (Tübingen), usando o método dos raios residuais, notou um desvio do expoente da lei de Paschen-Wien. Em fevereiro de 1899, Otto Lummer & Ernst Pringsheim, do mesmo PTR onde trabalhava Wien, notaram pequenos desvios para comprimentos-de-onda altos. No entanto, a interpretação dada para essas discrepâncias era de que seriam erros experimentais.

Os primeiros a anunciarem que o erro estava na lei e não nos dados foram os mesmos Lummer & Pringsheim, em novembro de 1899. Isso estimulou a proposta de novas leis empíricas de radiação, como as de Thiesen (fevereiro de 1900) e Lummer-Jahke (outubro de 1900).

Paralelamente a isso, em junho de 1900, John Strutt, conhecido como Lorde Rayleigh, do Royal Institution de Londres, derivou teoricamente uma outra lei de radiação, sendo que sua constante multiplicativa C seria corrigida por James Jeans em 1905:

⁷ Para converter o diferencial de energia $u(\lambda)d\lambda$ da radiação, escrita em termos do comprimento-de-onda λ , para a expressão $u(\nu)d\nu$ em termos da frequência ν , basta considerar que $\lambda=c/\nu$, e portanto $d\lambda=(-c/\nu^2) d\nu$, onde c é a velocidade da luz no vácuo. A notação em termos de comprimento-de-onda era preferível para fins de comparação com os dados experimentais (Fig. 1), mas na comparação com os osciladores do corpo negro (que não tinham um comprimento-de-onda associado) era necessário trabalhar em termos de frequência.

$$u(\lambda, T) = C \lambda^{-5} \cdot \lambda T. \quad (5)$$

Está claro que a lei de Rayleigh-Jeans seguia a lei de deslocamento (eq. 1), com $\phi(\lambda T) = C \lambda T$, mas ela incorporava o “princípio de equipartição de energia” da mecânica estatística clássica. Tal princípio fora introduzido por Maxwell em 1860, ao considerar que a energia cinética das moléculas de um gás ideal se distribuiria igualmente por todos os graus de liberdade da molécula (no caso de uma molécula monoatômica, haveria três graus de liberdade, correspondendo às translações ao longo das três dimensões espaciais).⁸ A partir de 1886, Peter Tait e William Thomson (futuro Lorde Kelvin) começaram a lançar dúvidas sobre a validade de tal princípio, pois não explicava o calor específico de gases (para tanto, deveria haver mais graus de liberdade do que seria explicado pelos modelos mecânicos).

O próprio Wien reconheceu, em um artigo publicado em agosto, que sua derivação, assim como a justificação teórica de Planck, tinham limitações. Planck só se deu conta dos problemas em 7 de outubro de 1900, com o anúncio feito por seus colegas Rubens & Kurlbaum de que medições mais precisas claramente desviavam da previsão de Wien.⁹ Doze dias depois, Planck apresentou sua solução para o problema.

Ciente de que a lei de Rayleigh funcionava bem para comprimentos-de-onda longos, região em que a lei de Wien falhava (Fig. 1), escreveu a expressão para a entropia dos osciladores do corpo negro e obteve a seguinte expressão, surpreendentemente próxima à eq. (4):

$$d^2S/dU^2 = \text{const.}/U^2. \quad (6)$$

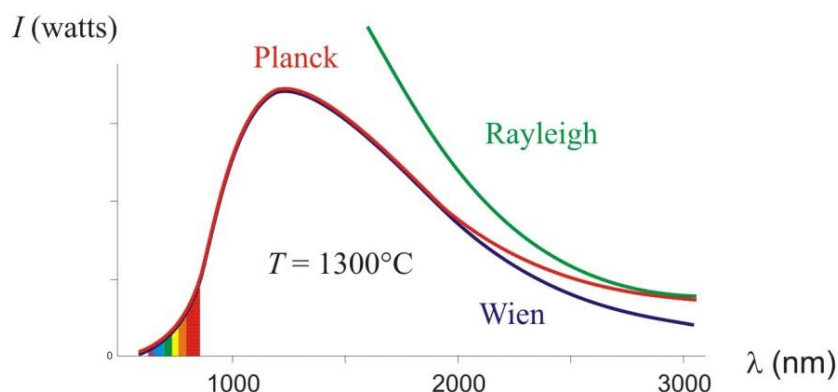


Figura 1: Comparação das previsões das leis de radiação de Wien, Rayleigh e Planck.

A única diferença entre as duas expressões da entropia, correspondendo às leis de Wien e de Rayleigh, é que a primeira é proporcional a $1/U$, ao passo que a segunda a $1/U^2$. Planck buscou interpolar entre essas duas expressões, obtendo uma sugestão que recaísse nos casos anteriores nos limites de comprimentos-de-onda curtos e longos. Sua tentativa foi $1/(\beta U + U^2)$, onde β seria uma grandeza que depende de λ . Com sua nova sugestão:

⁸ Na verdade, esse princípio de equipartição de energia já aparecera em uma publicação de John Waterston, de Bombaim, em 1845, mas seu trabalho fora ignorado. Rayleigh comporia o seguinte cenário contrafactual em 1892, na introdução do artigo de Waterston que seria finalmente publicado no *Philosophical Transactions* da Royal Society: “A omissão em publicá-lo na época foi um infortúnio que provavelmente atrasou o desenvolvimento do assunto em dez ou quinze anos [...]” (citado por JAMMER, 1966, op. cit., nota 4, p. 13).

⁹ Em 1923, Planck exprimiria seu agradecimento a Rubens com um cenário contrafactual: “[...] sem a intervenção de Rubens, a formulação da lei de radiação e consequentemente a fundação da teoria quântica teriam talvez ocorrido de uma maneira totalmente diferente e talvez até fora da Alemanha” (cf. MEHRA & RECHENBERG, 1982, op. cit., nota 4, p. 41).

$$d^2S/dU^2 = \alpha/(\beta U + U^2), \quad (7)$$

obteve a lei de radiação de Planck, que seguia a lei de deslocamento com $\phi(\lambda T) = c_1 [\exp(c_2/\lambda T - 1)]^{-1}$:

$$u(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \cdot [\exp(c_2/\lambda T - 1)]^{-1}. \quad (8)$$

Na notação de Planck (comparar com a lei de Wien, eq. 2a), em termos de frequências:

$$u(\nu, T) = (8\pi b \nu^3/c^3) [\exp(-a\nu/T) - 1]^{-1}. \quad (8a)$$

Essa lei descrevia de maneira excelente os dados de Rubens & Kurlbaum, e seria confirmado nos meses seguintes também por Paschen. Nesta derivação, $\alpha = 1/(a\nu)$ e $\beta = b\nu$. A constante b já aparecera na derivação que Planck fizera em meados de 1899 para obter a entropia da lei de Wien (eq. 3), e ele pôde calcular seu valor a partir dos dados experimentais de Paschen. A constante b viria a ser chamada o “quantum de ação” h , só que a esta altura (outubro 1900) ela era simplesmente uma constante relacionando energia e frequência:

$$\beta = h\nu. \quad (9)$$

O problema agora era buscar uma explicação termodinâmica para a lei de radiação de Planck (eq. 8). Planck resolveu se dobrar à concepção probabilista de entropia adotada por Boltzmann a partir de 1877, e à qual ele resistia. Segundo esta concepção, a entropia podia ser expressa como $S = k_B \cdot \ln J$, onde k_B é a chamada constante de Boltzmann e J seria o número de maneiras de distribuir P elementos de energia ε entre n moléculas. A equação que Planck encontrou no artigo de 1877 foi a seguinte:

$$\ln J = n [(P/n + 1) \ln(P/n + 1) - (P/n) \ln(P/n)]. \quad (10)$$

que corresponde a seguinte expressão de entropia:

$$S = k_B n [(P/n + 1) \ln(P/n + 1) - (P/n) \ln(P/n)]. \quad (10a)$$

Ora, ela era formalmente idêntica à expressão da entropia para a lei de radiação de Planck, que satisfazia a eq.(7):

$$S = \alpha [(U/\beta + 1) \ln(U/\beta + 1) - (U/\beta) \ln(U/\beta)]. \quad (11)$$

Esta analogia formal levou-o então a identificar P/n com U/β . Ou seja, nU , que é a energia total do sistema – pois U é a energia média e n o número de osciladores – seria igual a $P\beta$. Mas a energia total do sistema é $P\varepsilon$, de forma que β passou a ser identificado com a energia ε de cada elemento discreto postulado no método de Boltzmann.

Planck se viu assim forçado a postular a *quantização de energia* dos osciladores do corpo. Considerando a relação entre β e ν da eq.(9) (onde β não era ainda interpretado como um unidade discreta de energia), o valor deste quantum de energia é dado por:

$$\varepsilon = h\nu. \quad (12)$$