

Tentativas clássicas de interpretação do efeito fotoelétrico – Parte 2: a “teoria da ação fotoelétrica” de O. W. Richardson

Classical attempts at interpreting of the photoelectric effect – Part 2: O. W. Richardson’s “theory of photoelectric action”

Ronivan Sousa da Silva Suttini^{*1}, João José Caluzi², Nádia Cristina Guimarães Errobidart³

¹Instituto Federal de Mato Grosso do Sul, 79641-162, Três Lagoas, MS, Brasil.

²Universidade Estadual Paulista, Departamento de Física e Meteorologia, 17015-310, Bauru, SP, Brasil.

³Universidade Federal de Mato Grosso do Sul, Instituto de Física, 79070-900, Campo Grande, MS, Brasil.

Recebido em 02 de abril de 2025. Revisado em 27 de junho de 2025. Aceito em 17 de julho de 2025.

Este estudo encerra uma série artigos que apresentam interpretações clássicas propostas para o efeito fotoelétrico entre os anos 1902 e 1913. Em particular, o foco deste texto é a “teoria da ação fotoelétrica” desenvolvida por O. W. Richardson, cujos fundamentos são princípios termodinâmicos e estatísticos. Tomando como referência elementos da historiografia moderna das ciências, foram realizadas leituras e análises de fontes primárias e secundárias. Como resultado, foi possível construir uma narrativa histórica abordando a gênese, desenvolvimento e as razões para rejeição dessa teoria, a partir de uma visão problemática e histórica da atividade científica. Este trabalho, em conjunto com os dois anteriores, oferece perspectivas históricas adicionais sobre as diversas tentativas de evitar, tanto quanto possível, a hipótese de “quantum de luz” proposta por Einstein.

Palavras-chave: História e Filosofia da Ciência, Natureza da Ciência, Física Moderna e Contemporânea, Efeito Fotoelétrico, O. W. Richardson.

This study concludes a series of papers that present classical interpretations proposed for the photoelectric effect between 1902 and 1913. In particular, the focus of this text is the “photoelectric action theory” developed by O. W. Richardson, whose foundations lie in thermodynamic and statistical principles. Drawing on elements of modern historiography of science, readings and analyses of both primary and secondary sources were carried out. As a result, it was possible to construct a historical narrative addressing the genesis, development and the reasons for the rejection of this theory, from a problematic and historical perspective of scientific activity. Together with the previous two papers, this work offers additional historical perspectives on the various attempts to avoid, as far as possible, the Einstein’s “light quantum” hypothesis.

Keywords: History and Philosophy of Science, Nature of Science, Modern and Contemporary Physics, Photoelectric Effect, O. W. Richardson.

1. Introdução

“O Prêmio Nobel de Física de 1928 foi concedido ao Prof. O. W. Richardson por suas pesquisas sobre a emissão de eletricidade de materiais incandescentes, e, em particular, por suas investigações das leis que governam a taxa de emissão de elétrons. [...] A ‘Teoria Eletrônica da Matéria’ de O. W. Richardson é bem conhecida dos estudantes de eletricidade e física atômica e, embora tenha sido publicada entre o advento das teorias do átomo de Bohr e Wilson-Sommerfeld, e

com forte viés clássico, ainda é amplamente utilizada”¹.

O físico britânico Owen Willans Richardson (1879-1959) dedicou grande parte de sua carreira à investigação das propriedades do elétron, com ênfase nos fenômenos de emissão termiônica e fotoelétrica. No início da década de 1910, em colaboração com Karl Taylor Compton (1887-1954), conduziu experimentos que forneceram as primeiras evidências da relação linear entre a energia dos fotoelétrons e a frequência da luz incidente, conforme prevista por Albert Einstein em 1905 [1, 2]. Essa relação, é expressa pela “lei do efeito fotoelétrico” ($V_e = 1/2 mv^2 = h\nu - \phi$), segundo a qual “[...] o potencial de corte [V], quando colocado no gráfico em coordenadas cartesianas, em função da frequência da luz

*Endereço de correspondência: ronivan.silva@ifms.edu.br

Editor-Chefe: Marcello Ferreira

¹ News and Views, Nature, **124**, 814 (1929).

incidente, deve fornecer uma linha reta cuja inclinação é independente da natureza da substância em análise”² [3].

Em retrospectiva, essas investigações forneceram suporte inicial e anteciparam os resultados mais conclusivos sobre a validade da “lei do efeito fotoelétrico”, especialmente aqueles obtidos pelo físico americano Robert Andrews Millikan (1868–1953) entre 1914 e 1916. No entanto, assim como muitos outros cientistas da época, embora estivesse disposto a aceitar a lei derivada por Einstein para as emissões fotoelétricas, Richardson rejeitava de maneira contundente a proposta da teoria revolucionária dos “*quanta de luz*”.

Como resposta, em uma série de artigos publicados entre 1912 e 1916, ele desenvolveu uma interpretação clássica – conhecida como “*teoria da ação fotoelétrica*” – fundamentada em princípios termodinâmicos e estatísticos. Contudo, mesmo sendo construída em um arcabouço teórico consolidado, essa teoria fracassou em atrair outros físicos em sua defesa [5].

A rejeição da interpretação clássica de Richardson para o efeito fotoelétrico insere-se no complexo contexto histórico-científico do desenvolvimento da Física Moderna nas duas primeiras décadas do século XX. Um período marcado, de um lado, pelo ceticismo e rejeição à teoria quântica da radiação proposta por Einstein e, por outro lado, pela ausência de interpretações clássicas [6] ou semiclássicas [7] consistentes com as evidências empíricas disponíveis.

O historiador da ciência Bruce R. Wheaton escreveu em 1983: “A teoria de Richardson merece um exame mais minucioso do que tem recebido” [8, p. 237]. Desde então, alguns poucos estudiosos internacionais aprofundaram essa questão [5, 9, 10], com destaque para o trabalho do historiador israelense Shaul Katzir [5]. Entretanto, essa discussão ainda permanece ausente da literatura brasileira voltada ao ensino de ciências e à divulgação científica.

Com o intuito de contribuir para o preenchimento dessa lacuna, realizamos um levantamento bibliográfico e uma análise documental de fontes primárias (artigos originais) e secundárias (estudos interpretativos). O presente texto configura-se como um “Ensaio Histórico sobre Física Moderna” e encerra a série de artigos dedicados às interpretações clássicas e semiclássicas

propostas para o efeito fotoelétrico entre os anos de 1902 e 1913 [6, 7].

Embora este trabalho dialogue com estudos internacionais predecessores, em particular com o de Katzir [4], é importante ressaltar que sua organização e densidade analítica se orientam por finalidades próprias. O interesse aqui não é apenas descrever a trajetória e analisar a rejeição da “*teoria da ação fotoelétrica*” de Richardson, mas contextualizá-la em função de três dimensões complementares: (i) a valorização crítica das tentativas clássicas de interpretação do efeito fotoelétrico; (ii) a análise de suas fragilidades internas sob uma perspectiva histórica; e (iii) as implicações didáticas de seu desconhecimento generalizado no processo de formação científica de professores de física. Trata-se, assim, de uma abordagem voltada especificamente para professores e estudantes de física – tanto da graduação quanto da pós-graduação – com ênfase na reconstrução histórica como ferramenta de ensino e reflexão epistemológica.

Sugerimos que a compreensão dos aspectos envolvidos no episódio histórico da formulação e rejeição da “*teoria da ação fotoelétrica*” pode contribuir para a desconstrução de narrativas pseudo-históricas ainda recorrentes em livros didáticos. Essas narrativas transmitem a concepção errônea de que as observações experimentais desse fenômeno eram inexplicáveis pela teoria clássica do eletromagnetismo (física clássica) e que, por isso, a teoria dos “*quanta de luz*” foi aceita de maneira incontroversa e inevitável, apresentando-a como unicamente possível e até mesmo natural. Argumentamos, ainda, que a propagação e a perpetuação de tais narrativas pseudo-históricas são favorecidas em um ambiente no qual há pouca discussão histórica sobre o assunto.

Em nosso entendimento, as discussões sobre as tentativas clássicas e semiclássicas de interpretação do efeito fotoelétrico possibilitam que professores e estudantes analisem o período de rejeição à “hipótese do *quantum de luz*” de forma menos anacrônica. Além disso, texto oferece subsídios que facilitam a problematização e a reflexão sobre outros aspectos históricos, filosóficos e sociológicos da(s) ciência(s), tais como: o papel das pressuposições teóricas na interpretação dos dados empíricos observáveis, a diferença entre leis e teorias, e os múltiplos fatores que influenciam o processo de validação e aceitação de conhecimentos científicos – aspectos cujas discussões em disciplinas de História da Física e afins nem sempre são triviais³.

2. Preâmbulo: Teoria Explicativa vs. Teoria Fenomenológica

No contexto histórico-científico de busca por uma teoria clássica ou semiclássica como interpretação alternativa

² No artigo de 1905, intitulado “Sobre um ponto de vista heurístico a respeito da produção e transformação da luz” [3], Einstein aplicou sua equação teórica a um único caso específico: luz ultravioleta ($\lambda = 291$ nm) incidindo sobre uma superfície metálica de zinco (no vácuo), obtendo um potencial de corte de 4,3 volts. Ao comparar esse valor com dados experimentais publicados por Philipp Lenard em 1902 [4], concluiu que o seu resultado teórico estava em concordância com a ordem de magnitude observada. Portanto, na época de sua primeira publicação, não havia uma ampla gama de evidências empíricas que validassem a “lei do efeito fotoelétrico” e, consequentemente, a ideia dos “*quanta de luz*”. Contudo, as investigações Lenard traziam à tona, de forma bastante precisa, a observação notável de que a velocidade com a qual o elétron é ejetado de um metal pela luz ultravioleta ou por raios X é independente da intensidade da radiação incidente.

³ Uma problematização sobre alguns aspectos da Natureza das Ciências (NdC), especificamente no contexto histórico-científico da construção de uma teoria para o efeito fotoelétrico, foi realizada a partir da análise da *Nobel Lecture* de Philipp Lenard (cf. Ref. [11]).

para as observações do efeito fotoelétrico, dois fatores foram decisivos para abandono ou rejeição das propostas formuladas, respectivamente, por Philipp Lenard [4], Arthur Hass [12], Joseph J. Thomson [13, 14] e Sommerfeld-Debye [15]: (i) o acúmulo de inadequações empíricas desses modelos diante dos dados experimentais disponíveis e (ii) a aceitação da teoria atômica de Niels Bohr (1885–1962) a partir de 1913, a qual era incompatível com as diferentes concepções de estrutura da matéria que fundamentavam essas teorias [6].

Em contraste, a interpretação clássica formulada por Richardson [16], que será abordada a seguir, possui uma característica epistemológica particular que a resguarda desses dois fatores enquanto obstáculos intransponíveis: trata-se de um modelo construído com o propósito de evitar o compromisso com hipóteses ainda não corroboradas sobre entidades microscópicas ou processos ainda não observáveis diretamente, como a estrutura dos átomos ou a natureza da luz. Em suas palavras:

Por ora, desejo evitar a discussão sobre a questão controversa da natureza da interação entre as partes materiais do sistema e a radiação etérea; e limitar minhas observações às conclusões que podem ser inferidas a partir da existência de uma condição estatisticamente estável dessas radiações [eletromagnéticas] etéreas e eletrônicas [16].

Ou seja, Richardson opta por uma abordagem epistemológica que objetiva ser o mais independente possível de suposições especulativas⁴ ou postulações hipotéticas relacionadas à estrutura atômica, à natureza da luz e aos mecanismos detalhados da interação entre matéria e radiação, apoiando-se, fundamentalmente, em relações estatísticas entre grandezas macroscópicas.

Todavia, essa escolha metodológica não significa eliminar por completo o uso de hipóteses teóricas ou mesmo especulativas – como se verá, por exemplo, na suposição de que “a energia está dividida entre as vibrações etérea e a parte do material do sistema” [16]. O ponto central é que ele não deseja investigar a natureza ontológica das entidades físicas envolvidas, nem propor mecanismos

causais subjacentes para explicar essa divisão de energia. Em vez disso, concentra-se nas consequências estatísticas de uma condição de equilíbrio termodinâmico entre elétrons emitidos e absorvidos por uma material fotosensível. Assim, sua abordagem distingue-se justamente por evitar compromissos ontológicos com modelos internos da matéria ou com teorias sobre a interação entre matéria e radiação, privilegiando uma descrição macroscópica baseada em regularidades observáveis.

Por essas razões, a “*teoria da ação fotoelétrica*” é caracterizada como uma abordagem macroscópica e descritiva do fenômeno de emissão fotoelétrica, em contraste com as demais tentativas clássicas e semiclássicas – como as de Lenard, Hass, Thomson e Sommerfeld-Debye – que são classificadas como abordagens microscópicas e explicativas, voltadas para a modelagem de processos atômicos de absorção e emissão de luz [5].

Esse caráter descritivo e macroscópico configura o que se denomina de “*interpretação fenomenológica*”. Nesse caso, a descrição do fenômeno é construída com o auxílio de um número mínimo de leis científicas – em geral, duas ou três –, as quais já possuem certo consenso sobre sua corroboração empírica, sem sugerir um processo causal mais profundo para sua ocorrência, nem explicar a natureza ontológica das entidades físicas [5]. A “*teoria da ação fotoelétrica*”, nesse sentido, não busca explicar como de fato ocorrem as emissões fotoelétricas, mas apenas descrever relações centrais de causa e efeito entre variáveis observáveis, e restritas somente àquelas com correspondências empíricas consolidadas entre os cientistas.

A “*teoria da ação fotoelétrica*” tem como fundamento central a aplicação de princípios termodinâmicos e considerações estatísticas e seu foco está na descrição do comportamento coletivo dos elétrons, tratados como uma espécie de “atmosfera eletrônica” ou “gás eletrônico perfeito”, em equilíbrio com a radiação incidente. São esses elementos conferem à teoria de Richardson para emissões fotoelétricas um caráter predominantemente fenomenológico⁵ [5].

Por certo, muitos modelos científicos conhecidos na História da Física se desenvolveram-se a partir de suposições especulativas e postulações hipotéticas, especialmente aqueles que tratavam de um problema novo. Conforme afirmou Karl Popper em *A Lógica da Descoberta Científica*, “é impossível negar que, a par de ideias metafísicas que dificultaram o avanço da ciência, têm surgido outras – tais como como o atomismo especulativo – que o favoreceram” [18, p. 36].

⁴ As expressões “postulações hipotéticas” e “suposições especulativas” são usadas aqui em sentido interpretativo, e não reproduz o vocabulário original de Richardson. Como observado no trecho destacado, ele usa a expressão “questão controversa” (“*vexed question*”, em inglês), que indica justamente sua recusa em entrar no mérito de debates ainda não resolvidos sobre a interação entre matéria e radiação. Nosso objetivo é caracterizar, de maneira interpretativa e teórica, o contraponto epistemológico entre a abordagem de Richardson e outras tentativas contemporâneas que partiam de modelos estruturais da matéria e da radiação. Essa leitura é compartilhada por outros historiadores como Katzir, quando afirma que “ao aplicar a termodinâmica e considerações estatísticas, Richardson **evitou especulações** tanto sobre a estrutura dos átomos quanto sobre a natureza da luz” [5]; e por Stuewer, segundo o qual “Richardson adotaria os métodos da termodinâmica, que **evitam explicitamente hipóteses** sobre o micromundo” [10, p. 61].

⁵ No contexto histórico-científico e tecnológico do final do século XIX, na área da termodinâmica, as teorias do tipo fenomenológicas eram predominantes, enquanto em outras áreas da Física, como a mecânica, a ondulatória e o eletromagnetismo, as teorias de caráter explicativo eram mais valorizadas. Para uma breve discussão sobre o significado alemão do termo “fenomenológico”, ver Shaul Katzir [17].

A teoria quântica da radiação e a aplicação heurística da “hipótese do *quantum* de luz” de Einstein, por exemplo, possui um caráter predominantemente explicativo e especulativo, à medida em que sugere um mecanismo detalhado e causal sobre como ocorrem as emissões fotoelétricas, resultantes da interação entre a radiação eletromagnética e a matéria (átomos, moléculas, elétrons ou outras partículas), sem uma base empírica consolidada (cf. nota de rodapé n. 2).

Portanto, a diferença entre as abordagens propostas por Einstein (explicativa) e Richardson (fenomenológica) para a interpretação do efeito fotoelétrico está na restrição epistemológica adotada por este último, que evita de forma deliberada e voluntária o uso de hipóteses teóricas que extrapolem o domínio do observável e do estatisticamente inferível.

3. A “Teoria da Ação Fotoelétrica” de O. W. Richardson

3.1. Gênese e desenvolvimento

Em 1906, Richardson foi nomeado professor de Física na Universidade de Princeton, nos Estados Unidos. Naquela época, ele já havia estabelecido uma sólida reputação como físico teórico e experimental no estudo das propriedades dos elétrons, especialmente em relação às emissões termiônicas⁶ (Figura 1). Esse fenômeno refere-se à emissão de elétrons a partir de uma superfície metálica quando aquecida a temperaturas da ordem de 2000 K [19].

De acordo com o historiador dinamarquês Ole J. Knudsen [9, p. 232], o crescente interesse da comunidade científica nessa área de pesquisa naquela época “[...] deveu-se, por um lado, à sua relevância para o importante progresso da tecnologia de rádio, e por outro, às suas implicações teóricas para a teoria eletrônica dos metais, em particular, no que diz respeito às suas propriedades termoeletrônicas”.

As primeiras investigações de Richardson sobre ação fotoelétrica foram motivadas pelo desejo de eliminá-la como fonte de interferência em seus testes experimentais sobre emissões termiônicas em metais altamente eletropositivos⁷. Durante esses estudos preliminares,

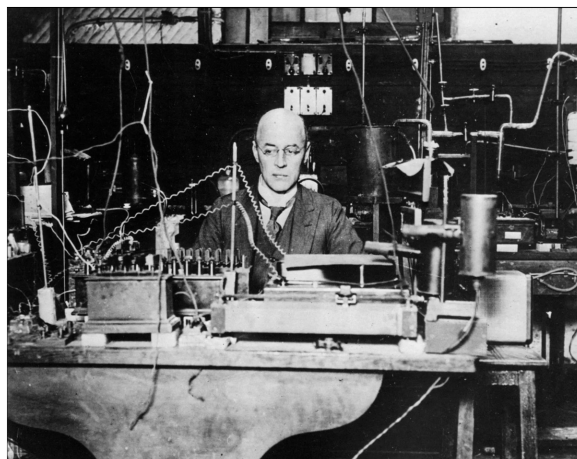


Figura 1: O físico britânico Sir Owen Willans Richardson sentado em seu laboratório, cercado por equipamentos e instrumentos de medição relacionados à emissão termiônica. Fonte: Encyclopaedia Britannica, Inc.

ele concluiu que havia nítidas similaridades entre as relações causais associadas às emissões termiônicas e fotoelétricas. O aquecimento de superfícies metálicas geralmente resulta na emissão de elétrons e de radiação, o que sugeria uma conexão intrínseca entre elétrons e radiação. Esse fato o levou a suspeitar que os efeitos termiônicos poderiam, na verdade, ser provocados pela fotoeletricidade gerada pela radiação térmica no interior dos metais [5, 9, 10].

Richardson interpretou o fenômeno da emissão termiônica de forma análoga ao processo de evaporação de moléculas na superfície de um líquido. Com base nessa analogia, ele desenvolveu um modelo de análise termodinâmica estatística a partir da suposição hipotética de que uma “massa de gás eletrônico” atravessa a superfície metálica de dentro para fora. O êxito alcançado por esse modelo na interpretação da emissão termiônica ao longo da última década levou Richardson, de forma quase natural, a aplicar a mesma abordagem descritiva de caráter macroscópico – e o mesmo método analítico – ao fenômeno da fotoeletricidade [5, 9, 10].

No ano de 1912, Richardson publicou cinco trabalhos dedicados especificamente à emissão fotoelétrica [1, 16, 20–22]. No mais extenso deles, intitulado “Algumas Aplicações da Teoria Eletrônica da Matéria” [16], desenvolveu as ideias centrais de sua teoria para o efeito fotoelétrico, baseando-se em princípios da termodinâmica e da estatística. A discussão sobre o fenômeno aparece de forma sistemática na “Seção §7: Sobre a Fotoeletricidade e Fenômenos Relacionados”, onde delineou da seguinte forma o enigma que tentaria solucionar:

ensinou-lhe a melhor maneira de remover o gás de seu aparelho. Isso permitiu a ele observar de forma conclusiva que, pelo menos no caso do tungstênio, a maior parte da corrente elétrica era originada pelos elétrons de condução” [9, p. 234].

⁶ De acordo com Ole J. Knudsen [9], entre 1901 e 1914, Richardson publicou cerca de 30 artigos abordando diferentes aspectos da “emissão termiônica” – termo que ele próprio cunhou para o fenômeno [O. W. Richardson, *Philosophical Magazine* **17**, 813 (1909)]. Já em 1901, Richardson havia derivado sua famosa equação para a taxa de emissão de elétrons por superfícies quentes (equação 1 deste ensaio), embora, mais tarde, tenha corrigido o fator $T^{1/2}$ para T^2 . Richardson recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1928, “por seu trabalho [experimental e teórico] sobre o fenômeno termiônico, e especialmente pela descoberta da lei que leva seu nome”.

⁷ Outra fonte de perturbação no fluxo de elétrons eram os gases residuais, os gases ocluídos no metal, as impurezas no filamento quente, entre outros fatores. “Em 1913, I. Langmuir, da *General Electric*, forneceu a Richardson amostras de tungstênio dúctil e

O problema imediato pode ser assim estabelecido: um sistema isolado contém uma certa quantidade de energia. Essa energia está dividida entre as vibrações etéreas e a parte material do sistema de uma forma que é perfeitamente definida, mas que deixamos, por ora, indeterminada. Há, portanto, uma quantidade de energia definida, porém indeterminada, a ser dividida entre os elétrons e outras porções materiais do sistema. O problema que precisamos resolver é: como a energia está dividida entre os elétrons sob tais circunstâncias? [16].

Richardson argumentou inicialmente que a solução para o problema proposto – ou seja, o cálculo da distribuição da energia entre os elétrons – é independente da distribuição de energia radiante presente nesse sistema isolado. Em sua formulação teórica, se um elétron perdesse parte de sua energia em forma de radiação eletromagnética, imediatamente ocorreria uma compensação por outro elétron que ganharia exatamente a mesma quantidade de energia, mantendo o balanço energético total. Assim, o sistema permaneceria, do ponto de vista estatístico, inalterado – com ou sem a presença de radiação eletromagnética [16].

Em termos conceituais, Richardson está idealizando um sistema termodinâmico isolado, no qual a energia total se conserva. Nesse modelo, a radiação eletromagnética e a matéria (os elétrons e os constituintes atômicos) coexistem em equilíbrio, interagindo de forma contínua, porém sem trocas de energia com o ambiente externo.

A hipótese de sistema isolado, embora não corresponda à realidade experimental do efeito fotoelétrico, cumpre um papel heurístico⁸ relevante. Por um lado, essa hipótese é simplificadora, pois elimina a necessidade de considerar um fluxo externo permanente de energia radiante para o sistema: embora a radiação esteja presente, ela encontra-se em equilíbrio interno com a matéria. Por outro, possibilita o desenvolvimento de uma análise termodinâmica estatística da distribuição da energia entre elétrons, sem as complexidades associadas a sistemas abertos irradiados externamente.

⁸ É comum na área de Física Teórica a formulação de modelos idealizados com valor heurístico. Um exemplo paradigmático é o artigo de Einstein de 1905, no qual propõe sua explicação para o efeito fotoelétrico, intitulado “Sobre um ponto de vista heurístico a respeito da produção e transformação da luz” [3]. A palavra “heurística” (do grego *heuriskein*, que significa “servir para descobrir”) refere-se a estratégias de pensamento que, embora incompletas ou provisórias, são úteis para orientar investigações e formular hipóteses plausíveis diante de conhecimentos ainda limitados. Como explicam Hertwig e Todd [23, p. 449], o uso do termo “heurístico” no título do artigo de Einstein expressa a convicção de que a sua “hipótese de *quantum* de luz” – embora talvez ainda incompleta ou até mesmo incorreta – era, naquele momento, intelectualmente frutífera. Einstein escreveu na introdução: “Neste trabalho, desejo apresentar a cadeia de raciocínio e citar os fatos que me levaram por esse caminho, na esperança de que a abordagem aqui apresentada venha a se mostrar útil para alguns pesquisadores em suas investigações” [3].

Ressaltamos, contudo, que a essência do efeito fotoelétrico, tal como observado experimentalmente, envolve a interação de uma radiação externa com uma superfície metálica, caracterizando um sistema aberto e, portanto, não isolado. A idealização de Richardson de um sistema isolado – contendo radiação e elétrons em equilíbrio –, portanto, não busca reproduzir literalmente o cenário experimental das emissões fotoelétricas, mas sim criar um modelo de referência teórica a partir do qual se possa definir as distribuições energéticas e as condições termodinâmicas. Aplicações posteriores a sistemas reais – incluindo aqueles com incidência de luz externa, potenciais aplicados ou quebra de equilíbrio – exigiriam ajustes adicionais no modelo, o que o próprio Richardson reconhece nos textos subsequentes.

Na sequência, Richardson se propôs a analisar o sistema isolado mais comum e mais simples de todos os estudos de termodinâmica: um cilindro hermeticamente fechado com um pistão móvel. Ele descreveu esse sistema cilindro-pistão da seguinte maneira:

Imagine uma caixa cilíndrica feita de uma substância material. As laterais e a parte superior da caixa são revestidas por uma camada de uma substância idealmente transparente e não emissora, mas a parte inferior fica exposta ao interior da caixa. Um pistão feito da mesma substância transparente ideal [porém, completamente opaco aos elétrons] pode se mover para cima e para baixo dentro da caixa cilíndrica, e está inicialmente em repouso na parte inferior. A caixa contém, portanto, somente radiação etérea⁹. (...) À medida que o pistão se move para cima, a quantidade de radiação etérea na caixa permanece constante, mas o espaço abaixo do pistão torna-se preenchido de elétrons emitidos pela substância [isto é, por uma “radiação eletrônica”¹⁰, que forma uma “atmosfera eletrônica”]. (...) Movendo o pistão

⁹ Em seus artigos, Richardson utiliza com frequência a expressão “radiações etéreas” (“*etheral radiations*”, em inglês) para designar a radiação eletromagnética em equilíbrio com elétrons livres dentro de um sistema isolado. Esse vocabulário remonta à tradição da teoria clássica do eletromagnetismo, em especial à teoria ondulatória da luz, segundo a qual as ondas eletromagnéticas se propagavam por um meio contínuo e elástico – o éter luminífero – que permeava todo o espaço. Nesse contexto, “vibração etérea” referia-se às oscilações dos campos elétrico e magnético nesse meio hipotético [24, p. 291]. No caso específico dos artigos de Richardson, o conceito de “radiação etérea” corresponde funcionalmente à radiação térmica eletromagnética em equilíbrio, cujas propriedades dependem apenas da temperatura do sistema, conforme estabelecido pela teoria clássica do eletromagnetismo, sem implicar compromisso ontológico com a existência física do éter luminífero.

¹⁰ No início do século XX, o termo “radiação” era usado de forma mais ampla do que hoje, significando qualquer forma de transferência de energia ou de emissão de “algo” a partir de um corpo, especialmente se envolvesse propagação no espaço. Assim como havia “radiação calorífica”, “radiação eletromagnética” e “radiação

para cima e para baixo, os elétrons podem ser bombeados para fora e para dentro da substância de maneira reversível [16].

A Figura 2 ilustra a representação esquemática do sistema cilindro-pistão idealizado por Richardson.

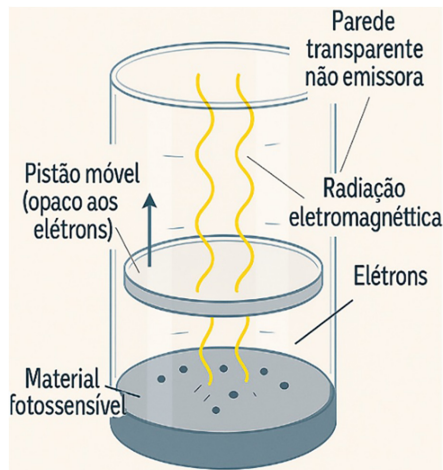


Figura 2: Representação idealizada de um sistema isolado contendo radiação eletromagnética e material fotossensível. O pistão, opaco aos elétrons, permite a formação reversível de uma “atmosfera eletrônica” ao ser elevado, emitindo elétrons da base para o interior da caixa, sem alterar a quantidade de radiação presente no sistema. Fonte: Elaboração própria.

O físico britânico destacou outras duas condições de contorno iniciais que devem ser satisfeitas nesse sistema termodinâmico ideal. Em primeiro lugar, as paredes da caixa cilíndrica estão sempre à mesma temperatura, uma vez que o sistema está em contato térmico e elétrico com uma imensa massa indefinida de matéria condutora externa. Em segundo lugar, tanto no interior quanto no exterior da caixa, a densidade de radiação deve ser sempre a mesma, pois o material que constitui o sistema cilindro-pistão é perfeitamente transparente. Assim, nenhum trabalho é realizado por diferença de pressão sobre o sistema [16].

Considerando um deslocamento infinitesimal ascendente do pistão, cuja consequência é o correspondente

corpuscular” (como os raios catódicos, raios alfa $[\alpha]$ e beta $[\beta]$), a emissão de elétrons por aquecimento (efeito termiônico) foi entendida como uma radiação de partículas carregadas – daí o termo “*radiação eletrônica*”. Richardson via paralelos formais e estatísticos entre a emissão de elétrons e a radiação eletromagnética. Em seu modelo termodinâmico, ambos os tipos de “radiação” (a eletromagnética e a eletrônica) eram considerados formas de energia emitidas por corpos aquecidos, sujeitas a distribuições estatísticas em equilíbrio termodinâmico. Em suas palavras: “Uma breve reflexão, no entanto, mostrará que, em suas relações com a matéria e com a temperatura, a emissão eletrônica está exatamente na mesma posição geral que a radiação eletromagnética “etérea” [16]. Ou seja, ele enfatizava a função macroscópica análoga de ambas: transportar energia para o meio externo como resposta a variações de temperatura. Na física contemporânea, fazemos uma distinção clara entre “radiação eletromagnética” (propagação de campos [fótons]) e “emissão corpuscular” (emissão de partículas materiais [como elétrons]).

aumento da entropia no sistema devido à emissão de um único elétron, e assumindo a validade da expressão $p = n.R.T$, de acordo com a equação de Clausius-Clapeyron para gases perfeitos, Richardson usou, como ponto de partida fundamental para o desenvolvimento do seu modelo idealizado, que a concentração de elétrons presentes na chamada “atmosfera eletrônica”, isto é, o **número de elétrons por unidade de volume (n)** que preenche o espaço imediatamente abaixo do pistão, é função da temperatura e calculada por:

$$n = Ae \int \frac{\omega}{kT^2} dT \quad (1)^{11}$$

em que (T) é a temperatura absoluta, (A) é uma constante característica do material e independente da temperatura, (k) é a constante do gás para uma única molécula, ou seja, a constante de Boltzmann (portanto, a energia cinética de um único elétron é $3kT/2$), e (ω) é o “calor latente de evaporação eletrônica”¹² calculado para um único elétron (no sistema CGS: centímetro-grama-segundo), um conceito análogo ao de “função trabalho” para descrever a perda de energia do elétron no interior do átomo antes de sua emissão fotoelétrica¹³.

A equação (1) expressa a relação entre a concentração de equilíbrio dos elétrons na atmosfera próxima à superfície de qualquer substância, independentemente de o modo de emissão ser termiônico ou fotoelétrico¹⁴. A ideia

¹¹ Em 1901, Richardson demonstrou que cada unidade de área de uma superfície de platina emitia uma quantidade específica de elétrons por unidade de tempo. Ele observou que essa taxa de emissão aumentava rapidamente com a temperatura e que a corrente máxima, em uma dada temperatura absoluta (em Kelvin), obedecia ao que hoje é conhecido como a “lei de Richardson”. Anos mais tarde, o expoente “ $T^{1/2}$ ” da temperatura foi ajustado para “ T^2 ”, resultando na chamada equação de emissão termiônica de Richardson-Dushman.

¹² O. W. Richardson, em diversos artigos, usa a grandeza (ω) para representar o conceito físico de “trabalho” realizado pelo elétron em sua jornada para escapar do interior de um corpo aquecido (emissão termiônica) ou iluminado (emissão fotoelétrica), no sentido de dissipação total ou parcial de energia mecânica. Em ambos os fenômenos, (ω) corresponde à energia necessária para vencer as forças intermoleculares que mantêm os elétrons ligados ao material. A expressão “calor latente de evaporação eletrônica” parece ser uma escolha terminológica não convencional, que objetiva reforçar sua interpretação baseada na analogia entre o efeito fotoelétrico em metais e a evaporação de moléculas na superfície de um líquido e, sobretudo, um conceito que se refere uma componente do “trabalho” realizado pelo elétron (ver página 14). Outros cientistas da época, como P. Lenard, A. Einstein, J. J. Thomson e R. A. Millikan, preferiram adotar a nomenclatura direta de “trabalho” ou “função trabalho”.

¹³ Por uma questão de consistência e clareza, bem como para alinhar com o uso tradicional de símbolos na linguagem dos livros didáticos brasileiros, utilizamos o símbolo (T) para a temperatura e (k) para constante de Boltzmann, e não (θ) e (R) como empregado por O. W. Richardson [16]. Outros símbolos presentes nos artigos originais também foram adaptados, por exemplo, (K) para energia cinética e não (T), e assim por diante.

¹⁴ Caro leitor, embora detalhemos a modelagem proposta por Richardson, é fundamental enfatizar que nosso interesse aqui é histórico: evidenciar a cadeia de raciocínio e o esforço legítimo dos cientistas da época, ao mesmo tempo em que problematizamos as falhas da teoria, sem cair na armadilha da validação ou do

principal subjacente, como afirmou Richardson, é a de um gás de elétrons evaporando de uma fonte aquecida ou irradiada. Segundo Richardson [16], “o mesmo tipo de relação seria satisfeito pelos elétrons emitidos termiõnicamente se não houvesse ação fotoelétrica, e pelos elétrons emitidos fotoeletricamente se não houvesse ação termiônica”. A equação (1), conforme enfatizado por Richardson em seu texto, é consistente com os resultados empíricos disponíveis para o cálculo da emissão termiônica, com a premissa de que há elétrons livres dentro do metal que escapam quando sua energia cinética excede o trabalho necessário para sua liberação.

Diante de tal similaridade entre os dois fenômenos emissivos, Richardson comentou que isso poderia induzir alguém a supor erroneamente que emissões puramente termiônicas não existiriam – como ele mesmo tinha feito alguns anos antes. Em suas palavras, alguém poderia indagar: “E se o que usualmente é considerado emissão termiônica for, na realidade, a emissão fotoelétrica do material proveniente da radiação eletromagnética na temperatura dos experimentos?” [16]. No entanto, ele rapidamente apontou que, ao comparar a ampla emissão eletrônica em carbono e platina aquecidos com a estimativa de intensidade de um feixe de luz ultravioleta necessária para produzir o mesmo efeito por ação fotoelétrica, a probabilidade de tal hipótese ser correta é extremamente pequena. Logo, tratava-se, de fato, de duas emissões eletrônicas distintas, embora com características simétricas.

Embora ambos os efeitos – termiônico e fotoelétrico – coexistam em experimentos reais de laboratório, Richardson assumiu que sua análise termodinâmica estatística seria simplificada ao considerar um material hipotético que fosse puramente fotoeletricamente ativo, ou seja, sem emissão termiônica. Apesar de que tal material hipotético não existir, afirmou que os resultados inferidos em sua discussão poderiam ser aplicáveis a materiais reais. Além disso, argumentou que a coexistência dos dois efeitos em um metal não compromete a independência da lei de distribuição de velocidades de Maxwell para cada fonte de emissão de elétrons [16].

Tendo em vista esse conjunto de considerações iniciais, Richardson limitou a validade de seu modelo idealizado a uma situação hipotética de equilíbrio dinâmico para explorar as conexões entre a emissão fotoelétrica e a radiação eletromagnética que lhe dá origem. Isso implica que, sem a presença de um potencial externo, o número

de elétrons emitidos é igual ao número de elétrons absorvidos pelo material fotossensível na parte inferior do sistema cilindro-pistão (cf. Figura 2).

De acordo com o modelo termodinâmico estatístico idealizado por Richardson, assumindo que a absorção de uma quantidade unitária de energia radiante provoca a liberação de elétrons de uma superfície metálica, o **número total de elétrons emitidos por unidade de área (N_1)** é função da temperatura (T), calculado por meio de uma integração ponderada entre as funções espectrais:

$$N_1 = \frac{c}{4} \int_0^\infty \epsilon F(v, T) E(v, T) dv \quad (2)^{15}$$

em que (c) é a velocidade da luz no vácuo.

A equação (2) formaliza o modelo espectral Richardson, derivado da analogia com o sistema cilindro-pistão, ao expressar a emissão total de elétrons como resultado da interação entre eficiência espectral do material [$\epsilon F(v, T)$] e a densidade espectral da radiação [$E(v, T)$]. Essa estrutura conecta diretamente as hipóteses estatísticas do modelo às variáveis observáveis em experimentos de emissão térmica, como espectros e taxa de elétrons emitidos.

Trata-se do núcleo formal da versão microscópica da “teoria da ação fotoelétrica”, pois permite deduzir a eficiência da emissão em função da frequência – um ponto decisivo na tentativa de Richardson de explicar o efeito fotoelétrico sem recorrer à hipótese do “quantum de luz” proposta por Einstein. Essa formulação embasa sua confrontação direta com os dados experimentais disponíveis, em particular, aqueles obtidos em colaboração com K. T. Compton [1, 2].

O resultado da equação (2) pode ser obtido por meio da aplicação da lei de Wilhelm Wien [25] para a radiação de corpo negro. Nesse caso, a densidade espectral de energia da radiação eletromagnética [$E(v, T)$] – que é constante no sistema cilindro-pistão – é expressa por:

$$E(v, T) = \frac{8\pi}{c^3} hv^3 e^{-hv/kT} \quad (3)$$

Richardson opta pela lei de Wien [24] em vez da lei de Planck [26] por conveniência matemática¹⁶. Ele justificou que a substituição não acarreta prejuízos significativos aos resultados, pois ela apenas introduz imprecisões que são proporcionais a ($e^{-\omega_0/kT}$), valor

ataque anacrônico. A densidade matemática apresentada tem por objetivo ajudar na compreensão dos fundamentos da teoria e na análise e discussão sobre como a rejeição dessa proposta decorreu de impasses teóricos estruturais – e não de irracionalidade ou negligência. Nossa intenção não é apologética, mas sim reconstrutiva e crítica. Buscamos compreender os limites dessa abordagem à luz dos debates e tensões internas que a atravessaram. Portanto, reafirmamos que o árduo esforço clássico não deve ser confundido com sucesso teórico. Ou seja, se por um lado não desejamos que as tentativas clássicas sejam tratadas com desdém anacrônico, por outro, não queremos romantizá-las, nem reabilitá-las e, muito menos, legitimá-las.

¹⁵ O termo $\epsilon F(v, T)$ representa a “**eficiência espectral de emissão**” – isto é, uma função que expressa quantos elétrons são emitidos por unidade de área e tempo, em resposta a uma quantidade unitária de energia radiante cujas frequências estão entre (v) e ($v + dv$). Já o termo $E(v, T)$ corresponde à “**densidade espectral de energia da radiação**”, indicando quantidade de energia que está disponível e distribuída, por unidade de volume, em cada faixa de frequência.

¹⁶ O mesmo modelo de Wien para radiação de corpo negro também foi empregado por Einstein para o cálculo da entropia da radiação [3].

que, segundo ele, é desprezível para os valores iniciais considerados, não comprometendo a validade das conclusões principais. Essa decisão reflete uma atitude epistemológica característica da época, que priorizava aproximações contínuas mesmo diante de alternativas quânticas potencialmente mais precisas.

Deve-se recordar que a lei de Wien fornece resultados equivalentes aos da lei de Planck para a radiação de corpo negro na região de altas frequências. De fato, no início da década de 1910, embora houvesse divergências quanto ao “real” significado físico da constante de Planck (h), a lei de Planck era amplamente aceita como descrição empírica adequada da radiação do corpo negro, servindo de suporte central para formulações teóricas contemporâneas [5, 9, 10].

Tratando os elétrons analogamente às moléculas de um “gás eletrônico perfeito”, Richardson [16] empregou o método usual da teoria cinética dos gases, que estabelece que **o número total de elétrons que retornam e são absorvidos por unidade de área (N_2)** pelo material fotoemissor, é função somente da densidade de elétrons na “atmosfera eletrônica” (n) (definida na equação 1) e da temperatura (T), de tal forma que:

$$N_2 = \alpha \beta n T^{1/2} \quad (4)$$

em que (β) é uma constante que pode ser calculada a partir da teoria cinética dos gases, e (α) é a proporção dos elétrons absorvidos, isto é, $\alpha = 1$ indica que todos os elétrons retornados são absorvidos, sem reflexão ou espalhamento de volta para o interior do cilindro.

A equação (3), portanto, mostra como Richardson transpõe métodos da teoria cinética dos gases para o contexto da emissão eletrônica, reforçando a coerência interna do modelo como uma analogia entre elétrons livres e moléculas de gás perfeito e ideal. Aqui, o “gás eletrônico” não é só uma metáfora: ele é formalmente manipulado com ferramentas da física estatística.

Para uma situação de equilíbrio dinâmico entre emissão e (re)absorção, e para todos os valores de temperatura (T), o número total de elétrons emitidos (N_1) pelo material fotossensível (emissão estimulada) deve ser igual ao número de elétrons absorvidos ou retornados (N_2). Portanto:

$$\frac{c}{4} \int_0^\infty \epsilon F(v, T) E(v, T) dv = \alpha T^{1/2} A \beta e \int \frac{\omega}{kT^2} dT \quad (5)$$

A estrutura da equação de equilíbrio de Richardson (equação 5) condensa a totalidade do modelo clássico: um fenômeno físico-microscópico representado por uma abordagem fenomenológica e estatística, sem recorrer a quantização da luz. O lado esquerdo corresponde à emissão estimulada pela radiação incidente (conforme a equação 2), enquanto o lado direito representa a taxa de absorção dos elétrons pelo material fotossensível (equações 1 e 4), de forma compatível com os princípios da reversibilidade termodinâmica. A equação 5, portanto, é a equação de fechamento do sistema teórico – sem ela,

não é possível derivar a forma funcional da quantidade de elétrons emitidos por unidade de área e tempo para cada faixa de frequência da radiação incidente, ou seja, a taxa de emissão eletrônica [$\epsilon F(v, T)$].

Para simplificar sua análise, Richardson supôs que a influência da temperatura (T) poderia ser ignorada para testes experimentais realizados a baixas temperaturas¹⁷. Embora essa suposição física tenha sido baseada em um raciocínio plausível, ela possuía um caráter arbitrário naquele momento, carecendo de suporte empírico substancial, como reconhecido pelo próprio cientista¹⁸.

A resolução da equação (5) exige a determinação da função $\epsilon F(v)$. Para obtê-la, Richardson aplicou de uma expansão numérica em série de potências de $v^{1/2}$, resultando em uma expressão formalmente complexa cuja integral fornece números puros¹⁹.

Essa solução $X(z)$, derivada sob a adoção da lei de Planck e baseada em técnicas de transformadas de integrais, permitiu a Richardson argumentar que, “desde que a série de potências usada no desenvolvimento de $X(z)$ exista e seja convergente, e que os resultados não sejam comprometidos de forma significativa por certas suposições físicas arbitrárias impostas – como a independência da função $\epsilon F(v)$ em relação à temperatura (T) –, então o termo $\left(\frac{v^2 \epsilon F(v)}{\alpha A}\right)$ será a mesma função de $\left(\frac{\omega_0}{hv}\right)$ para todas as substâncias” [16].

Em outras palavras, esse resultado sugere uma possível universalidade entre a radiação e a taxa de emissão eletrônica, independentemente do material considerado, ainda que condicionado à validade das hipóteses adotadas. A complexidade da função obtida reflete o esforço de Richardson em manter uma estrutura matemática formal dentro do arcabouço clássico, mesmo ao custo de introduzir suposições arbitrárias (como ignorar a temperatura) – o que ilustra tanto os limites quanto a sofisticação de sua proposta.

¹⁷ De acordo com a “Lei de Deslocamento de Wien” ($\lambda_{máx} \cdot T = 2898 \mu\text{m.K}$), a relação entre comprimento de onda e temperatura indica que menores temperaturas deslocam o pico de emissão para comprimentos de onda maiores (infravermelho distante), enquanto temperaturas elevadas o deslocam para o visível e ultravioleta. Assim, a expressão “baixa temperatura” nesse contexto refere-se a valores típicos do infravermelho próximo ($\lambda \approx 1 - 10 \mu\text{m}$), correspondendo a uma faixa de temperatura aproximadamente entre 300 K e 3000 K.

¹⁸ Richardson esperava que, em breve, os resultados de novos testes experimentais confirmassem que essa suposição – “a influência da temperatura pode ser ignorada” – não comprometia seriamente suas conclusões. Esses resultados foram publicados em Richardson e Compton [1]. Ademais, é relevante destacar que “[...] a justificação de suposições com base em sua concordância com leis empíricas e sua simplicidade é comum no desenvolvimento de teorias do tipo fenomenológicas” [5, 17].

¹⁹ Richardson obteve a seguinte expressão: $\epsilon F(v) = \frac{c^2 A \alpha \beta}{2\pi} \frac{h}{k^2 v^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! \int_0^\infty z^{1-n} \chi(z) dz} \left(\frac{\omega_0}{vh}\right)^n$, em que (ω_0) é a energia potencial de um elétron que corresponde a uma parte de (ω) na equação (1) e é independente da temperatura (T), representando o trabalho realizado pelo elétron contra as forças que tendem a retê-lo no interior da matéria.

Isso implica que, se for conhecida a taxa da emissão fotoelétrica de uma substância em função do espectro completo de frequência da radiação eletromagnética – ou seja, com base exclusivamente nas propriedades intrínsecas da substância – torna-se possível extrapolar e prever a emissão fotoelétrica de qualquer substância, desde que se conheça seu respectivo valor de ω_0 . Assim, como ω_0 tende a ser menor para metais mais eletropositivos, conclui-se que a energia necessária para provocar a emissão fotoelétrica é também menor nesses casos. Consequentemente, espera-se que tais metais possam ser excitados por radiações de maior comprimento (isto é, de menor frequência) à medida que a eletropositividade aumenta. Segundo Richardson, essa inferência estava em acordo com diversas observações experimentais disponíveis à época [16].

Utilizando esse conjunto de equações, Richardson propôs um exame da teoria de “*quantum* de luz” de Einstein, com objetivo principal de avaliar até que ponto suas implicações seriam compatíveis com as leis da termodinâmica e com a mecânica estatística. Para isso, assumiu que a função trabalho (P) na “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein ($K_{máx} = h\nu - P$) deveria corresponder ao “calor latente de evaporação eletrônica” (ω) presente na equação (1). Além disso, adotou a hipótese de que o coeficiente de reflexão dos elétrons que retornam à superfície ($\alpha = 1$) era independente da temperatura (T).

A partir dessas considerações e derivando um novo conjunto de expressões matemáticas para N_1 (equação 2) e para N_2 (equação 4), Richardson concluiu que “[...] as equações não são consistentes com a sugestão de Einstein de que toda a energia do elétron provém da energia ($h\nu$) de uma unidade discreta de luz”, mas que apenas uma fração ($\gamma = 1/4$) da energia cinética dos elétrons emitidos provém da radiação eletromagnética incidente. De acordo com sua interpretação, “[...] em média, a luz transfere aos elétrons que escapam uma quantidade de energia igual à pertencente a cada um dos graus de liberdade” [16].

Deve-se observar que esse resultado é de importância fundamental para a “*teoria da ação fotoelétrica*” de Richardson, com consequências experimentais decisivas. Percebe-se que essa previsão de seu modelo termodinâmico estatístico é, ao mesmo tempo, contraditória tanto em relação à teoria de “*quantum* de luz” de Einstein [3], que sugeria que toda a energia cinética dos elétrons emitidos era proveniente da luz (isto é, $\gamma = 1$), quanto à “hipótese de gatilho” de Lenard [4], que afirmava que toda energia cinética dos elétrons emitidos já estaria presente na energia interna vibracional do átomo (isto é, $\gamma = 0$). Ainda que a “hipótese de gatilho” de Lenard já estivesse bastante desacreditada em 1912, em decorrência do trabalho conjunto de Ramsauer e do próprio Lenard apresentado durante a 1ª Conferência de Solvay

em 1911²⁰ (cf. Ref. [6])., a teoria quântica da radiação ainda era objeto de debates sobre sua correspondência empírica.

É importante sublinhar que no momento de escrita de seu artigo, Richardson já estava ciente de que os resultados parciais dos testes experimentais sobre a “lei do efeito fotoelétrico”, os quais seriam publicados por Richardson e Compton [1] alguns meses depois, sugeriam uma relação linear entre a energia cinética dos elétrons emitidos e a frequência da radiação eletromagnética. Talvez por essas razões, mostrando certa cautela quanto às contradições entre as previsões de seu modelo termodinâmico estatístico e esses dados empíricos, ele fez a seguinte observação na qual sinaliza o abandono da hipótese anterior $P = \omega$:

Entretanto, é possível que elétrons fotoeletricamente ativos sejam desprovidos de energia cinética enquanto ainda estão dentro do metal [ou seja, que eles não contribuem para o calor específico do material]. (...) Nesse caso, uma suposição adequada seria que ($P = \omega - \frac{3}{2}kT$), com ($\frac{3}{2}kT$) representando a energia cinética das partículas que escaparam do metal. Devemos ter, então, $\gamma = 1$ e toda a energia dos elétrons fotoelétricos provém da luz. (...) Então, os resultados estariam em acordo com o que, segundo eu entendi, é a posição de Einstein. Em qualquer caso, está claro que a visão segundo a qual a energia transferida aos elétrons pela luz de uma dada frequência (ν) é igual a ($h\nu$), e que uma quantidade constante (P) desta energia é consumida antes que os elétrons possam escapar, é consistente com as condições de equilíbrio interpretadas à luz de nosso atual conhecimento experimental dos fenômenos fotoelétricos [16].

Em síntese, Richardson propõe que a energia dos elétrons fotoelétricos provém integralmente da luz, mas reconhece que uma parte dessa energia pode ser consumida antes da liberação dos elétrons. Assim, para ajustar seu modelo às evidências experimentais disponíveis, ele sugere uma modificação que leva em consideração a relação entre a energia da luz e a energia cinética dos elétrons. Embora a radiação ainda seja a fonte primária de energia (isto é, $\gamma = 1$), ele está ajustando o termo constante P para explicar o impacto da temperatura e da energia cinética dos elétrons, conciliando assim sua “*teoria da ação fotoelétrica*” com as observações experimentais sem contradizer a “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein.

²⁰ P. E. A. Lenard, C. Ramsauer, Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften – Mathematisch-Naturwissenschaftliche. **24**, 5 (1911).

3.2. Reformulações

Algumas semanas após a publicação do artigo que acabamos de analisar, Richardson escreveu um novo trabalho no qual apresentou uma solução alternativa para o mesmo problema do cálculo da distribuição de energia entre os elétrons [21]. Além disso, implementou pequenas modificações em seu modelo termodinâmico-estatístico anterior, com o objetivo de eliminar possíveis contradições com a “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein.

Inicialmente, Richardson afirmou que pesquisas experimentais mais recentes, realizadas em colaboração com Karl T. Compton²¹ indicavam – como ele havia suposto anteriormente – que taxa de emissão eletrônica $\epsilon F(v, T)$ era praticamente independente da temperatura (T), dependendo exclusivamente da frequência (v) da radiação eletromagnética [21].

Em decorrência disso, Richardson passou a adotar como aproximação que o “calor latente de evaporação eletrônica” (ω) para um único elétron corresponde à soma da energia de extração (ω_0) com a energia cinética média dos elétrons livres em um “gás eletrônico perfeito” ($3kT/2$): $\omega = \omega_0 + 3/2kT$. Com base nas derivações matemáticas apresentadas em seu artigo anterior, nota-se que a intenção de Richardson é construir a igualdade $P = \omega_0$, em que (P) é a função trabalho na equação de Einstein [21].

Richardson também fez ajustes na expressão para o cálculo do número total de elétrons que retornam e são absorvidos por unidade de área (N_2), anteriormente calcula pela equação (4). Ele substituiu o expoente “ $T^{1/2}$ ” da temperatura por “ T^2 ”, justificando que esse novo índice dependia das aproximações adotadas – incluindo o calor específico da eletricidade (σ)²², a taxa de absorção (α), e suas possíveis variações com a temperatura [21].

²¹ A título de curiosidade, Karl Taylor Compton (1887–1954) é o irmão mais velho de Arthur Holly Compton (1892–1962), este último conhecido por suas investigações sobre a dispersão de raios X em cristais – fenômeno que ficou conhecido como “efeito Compton” –, pelas quais foi laureado com o Prêmio Nobel de Física em 1927, ao demonstrar experimentalmente o comportamento corpuscular da radiação eletromagnética. Karl T. Compton foi presidente do Instituto de Tecnologia de Massachusetts (MIT) entre 1930 e 1948, tendo contribuído para o desenvolvimento da física do estado sólido e para a formulação de políticas científicas nos Estados Unidos.

²² O conceito de “calor específico da eletricidade” (σ) refere-se ao “Efeito Thomson”, um fenômeno termoelétrico estudado por William Thomson (1824–1907) [Lord Kelvin] em 1851, relacionado à liberação/absorção de calor quando uma corrente elétrica atravessa um condutor que possui um gradiente de temperatura ao longo de sua extensão. Esse efeito é quantificado pelo “coeficiente de Thomson”, definido como a quantidade de calor transferida por unidade de corrente elétrica, por unidade de gradiente de temperatura e por unidade de tempo, dependendo da natureza do material e da direção da corrente elétrica. Aqui associou-se à ideia de “calor por unidade de carga elétrica” em um gradiente de temperatura, refletindo a analogia da época entre transferência de calor por corrente elétrica e o conceito tradicional de calor específico (energia térmica por unidade de massa e temperatura). O termo “calor específico de eletricidade” caiu em desuso e a

Por fim, aplicando novamente a lei da radiação de corpo negro de Wien [25] como aproximação válida da lei de Planck [26] para o domínio de altas frequências, Richardson reescreveu a integral de equilíbrio dinâmico entre emissão e absorção (antes expressa na equação 5) da seguinte forma:

$$\int_0^\infty \epsilon F(v) E(v, T) dv = \int_0^\infty \epsilon F(v) h v^3 e^{-h v / k T} dv = A_1 T^2 e^{-\omega_0 / k T} \quad (6)$$

em que $(A_1 = \frac{c^2}{2\pi} A)$.

A equação (6) está na forma de uma “transformada de Laplace”, e sua solução é dada pela transformada inversa, que pode ser encontrada por meio da integral de Fourier-Mellin. O fato de a equação ser uma transformada de Laplace garante que sua solução seja praticamente única [5].

Richardson mostrou que a igualdade expressa na equação (6) é satisfeita, se e somente se, a taxa de emissão eletrônica $\epsilon F(v)$ for dada por:

$$\epsilon F(v) = \begin{cases} 0 & \text{quando } 0 < h v < \omega_0 \\ \frac{A_1 h}{k^2 v^2} \left(1 - \frac{\omega_0}{h v}\right) & \text{quando } h v > \omega_0 \end{cases} \quad (7)$$

Pode-se observar que a solução analítica simplificada para a função de taxa de emissão eletrônica $\epsilon F(v)$ apresentada na equação (7) possui duas partes, cujas extremidades correspondem à frequência mínima experimentalmente reconhecida para a ocorrência do efeito fotoelétrico ($v_{\min} = \frac{\omega_0}{h}$). É o ponto onde a teoria de Richardson se encontra matematicamente com o limite experimental do efeito fotoelétrico, ou seja, a “teoria da ação fotoelétrica” prediz corretamente que existe uma frequência de corte ($v_{\min}$). A solução clássica de Richardson indica que para a energia radiante $h v \leq \omega_0$, nenhum elétron é emitido da superfície metálica, enquanto para energia radiante $h v > \omega_0$, ocorre uma emissão fotoelétrica contínua. Isso mostra que Richardson reproduz formalmente a estrutura da equação de Einstein, mas ainda dentro de uma construção clássica.

Para determinar a energia cinética média K_v dos elétrons emitidos pela radiação eletromagnética incidente de frequência (v), Richardson realizou novamente uma análise baseada na condição de equilíbrio dinâmico entre emissão e absorção de elétrons, assumindo que a energia transferida para os elétrons durante a emissão

analogia tornou-se obsoleta, pois a física moderna distingue claramente fenômenos termodinâmicos de transporte de carga elétrica em sólidos. A terminologia atual está diretamente vinculada ao “Efeito Thomson” e aos “coeficientes termoelétricos” (Seebeck e Peltier), que descrevem as interações entre calor e eletricidade em materiais. Por fim, o “Efeito Thomson” diferencia-se do conhecido “Efeito Joule” por depender diretamente da interação entre corrente elétrica e gradiente térmico, enquanto o último refere-se ao aquecimento por resistência elétrica, independente do gradiente de temperatura.

sob a influência da radiação deveria ser igual à energia absorvida pelo material fotossensível na absorção dos elétrons retornados [21].

Supondo que são desprezíveis quaisquer tipos de reflexão ou espalhamento ($\alpha = 1$) e efeitos secundários decorrentes da colisão dos elétrons com a superfície metálica, Richardson calculou a energia total dos elétrons emitidos por radiação (E) como uma média ponderada da energia cinética (K_v), e igualou esse valor à energia térmica recebida pelos elétrons das “atmosfera eletrônica”²³. Utilizando a nova forma da função para taxa de emissão eletrônica [$\epsilon F(v)$] derivada no modelo revisado e mantendo as aproximações anteriores, ele obteve a seguinte expressão para a energia cinética média:

$$K_v = hv - \omega_0 \quad \text{quando } hv > \omega_0 \quad (8)$$

Essa equação – formalmente idêntica à “lei do efeito fotoelétrico” derivada por Einstein com base na aplicação de sua “hipótese do *quantum* de luz” – mostra que, sob certas hipóteses, a estrutura empírica da teoria quântica pode emergir de um modelo clássico termodinâmico-estatístico, sem postular diretamente a existência do “*quantum* de luz”.

Richardson destacou que para valores de hv que estão entre 0 e ω_0 , a energia cinética média dos elétrons emitidos não possui significado físico, pois os elétrons correspondentes não têm uma existência estável ou significativa fora da superfície metálica para esses valores de energia. Como ele próprio escreveu: “[...] a energia cinética [média] dos elétrons emitidos é igual àquela que eles adquirem pela ação da luz (não necessariamente da luz diretamente) menos o trabalho ω_0 , que eles precisam realizar para escapar” [21].

Ao final do artigo, contrapôs-se explicitamente à hipótese do “*quantum* de luz”, sustentando que a explicação estatística clássica ainda poderia ser compatível com os dados experimentais conhecidos:

As equações (...) foram derivadas sem fazer uso da hipótese de existência da energia livre radiante na forma de “*Lichtquanten*” [“*quantum* de luz”], a menos que esta hipótese esteja implicitamente subjacente às suposições: – (A) que a fórmula de Planck para radiação é verdadeira; (B) que, *ceteris paribus* [do latim, “mantidas inalteradas todas as outras coisas”], o número de elétrons emitidos é proporcional à intensidade da radiação monocromática. Planck (*Ber. Der Deutsch Physik. Ges.* 1912) recentemente mostrou que a visão unitária da estrutura da luz não é necessária para explicar (A) e que

ainda não foi demonstrado que é necessária para explicar (B). Parece-me, portanto, que a confirmação empírica das [minhas] equações não envolveria necessariamente a aceitação da teoria unitária da luz [21].

A citação acima permite inferir que, nessa época, Richardson considerava, por um lado, a hipótese de “*quantum* de luz” de Einstein desnecessária, mas não questionava a validade da “lei do efeito fotoelétrico” derivada pelo físico alemão. De sua perspectiva, seu modelo demonstrava que a “lei do efeito fotoelétrico” era correta e uma consequência da lei de Planck para radiação de corpo negro. Assim, para Richardson, sua derivação era mais vantajosa do que a teoria quântica da radiação de Einstein, pois ele necessitava apenas aplicar a lei de Planck – ou a lei de Wien – em um clássico modelo ideal termodinâmico estatístico. Além disso, para ele, a lei de Planck já estava suficientemente confirmada pelas evidências empíricas disponíveis [5, 9, 10].

Seis anos mais tarde, Richardson escreveu:

Quando os experimentos foram iniciados, eu achava improvável que a equação (1) [isto é, a “lei do efeito fotoelétrico”] se mostrasse correta, devido às graves objeções à forma da teoria quântica em que ela havia sido baseada até aquele momento por Einstein. Após realizar os experimentos, senti que não havia dúvida razoável quanto à sua total validade. Confesso que essa visão não foi compartilhada por todos os autores mais recentes sobre o assunto. No entanto, como foi confirmada pelos experimentos independentes de Hughes e pelo trabalho crítico muito cuidadoso de Millikan, que demonstrou que a equação pode ser usada para determinar o valor da constante de Planck ‘h’ com grande precisão, atualmente não há dúvida de sua validade [27].

Esse posicionamento epistemológico adotado por Richardson era compartilhado por outros cientistas, como Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld (1868–1951), Peter Josephus Wilhelmus Debye (1884–1966) e Robert Andrews Millikan (1868–1953). Sommerfeld e Debye [15], ao desenvolverem sua “*hipótese h*” enquanto tentativa semiclássica de explicação para a emissão dos raios X, raios γ e o efeito fotoelétrico, aceitaram a hipótese de “*quantum* de ação” de Planck no cálculo da energia absorvida ou emitida pelos elétrons, mas rejeitaram sua realidade física no processo de transferência de energia entre luz e matéria (cf. Ref. [7]). Por outro lado, Millikan opôs-se firmemente à ideia de Einstein de “*quantum* do luz”, afirmando que “[...] a ousada, para não dizer imprudente, hipótese de um corpúsculo de luz eletromagnética de energia hv , em que essa energia é transferida para os elétrons por meio da absorção [...] contraria completamente os fatos estabelecidos sobre a interferência da luz” [28].

²³ A energia total emitida (E) sob a influência de radiação a uma temperatura (T) é calculada pela seguinte expressão: $E = \frac{\epsilon}{4} \int_0^\infty K_v \in F(v)E(v,T)dv$. Enquanto a energia térmica recebida pelos elétrons das “atmosfera eletrônica” é dada por $2NkT$, em que N é número total de elétrons que retornam e são absorvidos por unidade de área ($N/2$) [21].

No entanto, apesar de todas as suas objeções teóricas, tanto Sommerfeld-Debye [15] quanto Millikan [28], assim como Richardson [21], reconheceram o valor preditivo da equação fotoelétrica de Einstein diante das observações experimentais. Logo no início de seu famoso artigo de 1916, Millikan afirmou: “No entanto, somos confrontados por uma situação surpreendente em que esses fatos foram corretamente e precisamente previstos há nove anos por uma forma de teoria quântica que agora foi amplamente abandonada” [28]. E, em suas considerações finais, acrescentou:

Talvez ainda seja muito cedo para afirmar com absoluta confiança a validade geral e exata da equação fotoelétrica de Einstein. No entanto, é preciso reconhecer que os experimentos atuais fornecem uma justificação muito melhor para tal afirmação do que foi encontrado anteriormente. Se essa equação se mostrar de validade geral, então, deve indubitavelmente ser considerada uma das equações mais fundamentais e abrangentes na física, ‘[...] e uma que é destinada a ter, no futuro, um papel quase tão importante quanto ao desempenhado pelas equações de Maxwell no passado’ (Ref. [29, p. 227]), governando a transformação de toda a energia eletromagnética de comprimento de onda curto em energia térmica. No entanto, a teoria semicorpuscular pela qual Einstein chegou à sua equação parece ser totalmente insustentável no momento [28].

Observa-se que Sommerfeld e Debye, Millikan e Richardson aceitavam que as observações experimentais sugeriam a corroboração da “lei do efeito fotoelétrico”, mas não a “teoria quântica da radiação” de Einstein. Sabe-se que, entre 1902 e 1914, foram desenvolvidas pelo menos seis tentativas clássicas ou semiclássicas de explicar o efeito fotoelétrico, baseadas na teoria ondulatória da luz e em modelos atômicos específicos. Algumas dessas tentativas conseguiram, inclusive, derivar equações idênticas à equação de Einstein, como foi o caso da “hipótese- h ” de Sommerfeld-Debye e da “teoria da ação fotoelétrica” de Richardson [6, 7, 10].

Portanto, a oposição de Sommerfeld e Debye, Millikan e Richardson aos fundamentos da “teoria quântica da radiação”, ao mesmo tempo em que aceitavam algumas “leis quânticas” derivadas dela, não é uma contradição ou incoerência epistemológica. De fato, enquanto a refutação empírica de uma “lei” constitui um grande obstáculo à aceitação da “teoria” subjacente, a confirmação empírica dessa mesma “lei” não garante, por si só, a validação da “teoria”²⁴.

²⁴ Este seria um exemplo da tese de Quine-Duhem de subdeterminação da teoria pela evidência empírica, que pretendemos aprofundar em um trabalho futuro.

Retomando à análise do artigo de Richardson, ao final de seu texto, ele adicionou em suas conclusões algumas considerações acerca da aplicação do seu modelo termodinâmico estatístico:

Não parece haver, no momento, quaisquer considerações que necessariamente limitem a aplicabilidade dos métodos acima, e os resultados a que eles conduzem, ao campo comparativamente estreito ao qual o termo efeito fotoelétrico é geralmente restrito. Por exemplo, não há razão conclusiva para que não sejam aplicáveis à ionização produzida por radiações como os raios Röntgen e γ [gama], se estes diferem da luz apenas em grau e não em espécie [21].

Esse último comentário ilustra a intenção de Richardson de ampliar o alcance de sua “teoria de ação fotoelétrica”, buscando oferecer uma compreensão dos processos envolvidos na ionização pela luz (ação fotoquímica). Isso foi efetivamente concretizado dois anos mais tarde.

3.3. Ampliação

No final do ano de 1913, Richardson foi aceito como membro (“Fellow”) da *Royal Society*²⁵. Ele decidiu retornar à Inglaterra para trabalhar como professor de Física no *King’s College*, da Universidade de Londres. Em 28 de novembro daquele ano, durante o Encontro da Sociedade de Físicos em Chicago (EUA), apresentou algumas modificações em sua teoria anterior por meio do artigo intitulado “A Teoria da Ação Fotoelétrica e Fotoquímica” [30].

As modificações se tornaram inevitáveis por uma série de razões, entre elas a necessidade de reduzir o número de suposições que poderiam ser consideradas arbitrárias por ainda não possuírem correspondência empírica consensual entre os físicos²⁶. Exemplos incluem a suposição da independência da energia potencial química (ω_0) do elétron em relação à temperatura (T), o que implicava que os elétrons não possuíam energia cinética no interior dos átomos. Além disso, considerava-se que o calor específico da eletricidade (σ) e da taxa de reflexão (α) eram independentes da temperatura [5].

Outra razão, em especial, foi explicitada na introdução de seu artigo:

[...] devido à complexidade que as recentes investigações experimentais têm mostrado para caracterizar a relação entre o número de elétrons emitidos pelos corpos e a intensidade e a frequência da radiação usada para

²⁵ Desde então, a autoria dos textos foi alterada para O. W. Richardson F.R.S (“Fellow Royal Society”).

²⁶ Na primeira versão da “teoria da ação fotoelétrica” há pelo menos oito suposições desse tipo.

estimulá-los, parece desejável considerar a teoria desses efeitos de tantos pontos de vista quanto possível [30].

Em primeiro lugar, Richardson faz referência aos novos testes realizados por ele em colaboração com Karl T. Compton no ano anterior sobre a ação fotoelétrica em metais altamente eletropositivos. A conclusão foi: “Os resultados experimentais indicam que a sensibilidade fotoelétrica é a mesma função da frequência para todos os metais, com a diferença de que a curva é deslocada para a região de comprimento de onda curto nos metais mais eletronegativos” [2]. Além disso, afirmaram: “Essa função não é evidentemente expressa pela equação (6) [equação (8) neste texto]. No entanto, tal equação prediz com precisão os valores de λ_0 e $\lambda_{\text{máx}}$, e parece ser pelo menos uma parte da verdade” [2].

Em segundo lugar, Richardson [30] aborda as críticas e os questionamentos de Robert Wichard Pohl (1884–1976) e Peter Pringsheim (1881–1963), que surgiram logo após a divulgação dos resultados de 1912 [31]. Esses dois cientistas argumentaram que a faixa de comprimento de onda da radiação eletromagnética empregada nos testes era demasiadamente estreita para sustentar conclusões gerais e definitivas ($200 \text{ nm} < \lambda < 270 \text{ nm}$). Eles demonstraram que os dados poderiam ser ajustados de forma consistente até mesmo por uma relação logarítmica entre a energia cinética dos fotoelétrons emitidos e a frequência da radiação, e não somente por uma relação linear, como sugerido por Richardson e Compton [1, 2]. Ademais, reforçando sua posição de que os experimentos então disponíveis eram insuficientes para discriminar entre as diferentes leis propostas, Pohl e Pringsheim também citaram os estudos de Kunz [32, 33] e Cornelius [34], cujos resultados, segundo eles, eram mais bem expressados por uma relação linear entre velocidade e frequência.

De fato, entre 1912 e 1914, já havia o consenso empírico quanto ao aumento da velocidade dos fotoelétrons emitidos com o acréscimo da frequência da luz incidente. A controvérsia, contudo, centrava-se em torno da equação matemática que melhor expressava essa relação causal. De um lado, a lei proposta por Einstein previa que o quadrado da velocidade dos fotoelétrons – isto é, sua energia cinética – fosse diretamente proporcional à frequência da radiação [3]. De outro, a lei formulada por Ladenburg [35], resultante de alguns testes experimentais, sugeria que a própria velocidade dos fotoelétrons (e não sua energia) variava linearmente com a frequência da luz.

Embora os estudos experimentais de Richardson e Compton [1, 2] tenham produzido os dados mais precisos e refinados da época sobre a relação entre energia e frequência nas emissões fotoelétricas – utilizando oito metais eletropositivos e cinco diferentes comprimentos de onda, além da técnica inovadora que corrigia os efeitos da diferença de potencial de contato²⁷ entre o

metal fotossensível e placa coletor [20, 38] –, Millikan e outros cientistas concordavam com a avaliação de Pohl e Pringsheim, segunda a qual “nenhum grande avanço nessa direção foi alcançado em relação aos resultados de Joffe e Ladenburg (...), tampouco os resultados apresentados por Richardson e Compton em seu artigo conjunto para, por exemplo, o alumínio ou o chumbo, levam, em nossa opinião, a uma conclusão definitiva” [31, p. 1018]. Essa controvérsia experimental será retomada com mais profundidade na Seção 3.4 Rejeição.

Outro motivo para as modificações implementadas, sinalizado no final do artigo de 1912, era o desejo de Richardson de ampliar a aplicação de sua teoria para a interação entre a luz e quaisquer pequenas partículas de matéria, como sugere o título “*A Teoria da Ação Fotoelétrica e Fotoquímica*”. Nota-se, por exemplo, que ele adotou o termo mais geral “átomos” em vez de “elétrons”, como enfatizado no início do texto: “[...] usarei o termo átomo para incluir partículas carregadas eletricamente, ou seja, íons e elétrons, uma vez que o argumento é exatamente o mesmo, quer as partículas sejam supostamente eletricamente carregadas ou não” [30].

Contudo, pode-se observar que a abordagem e método de análise permaneceram rigorosamente os mesmos. Seu modelo ainda se baseia em uma situação termodinâmica hipotética na qual um sistema cilindro-pistão, feito de uma substância ideal e transparente à radiação eletromagnética, é mantido à temperatura muito baixa e constante. Além disso, manteve-se para esse sistema cilindro-pistão a condição de análise de equilíbrio dinâmico entre os elétrons emitidos e absorvidos pelo material fotossensível [30].

Denotando por $\Phi(v)$ a energia cinética média adquirida por um átomo imediatamente antes de sua liberação, a qual foi abstraída de uma radiação eletromagnética monocromática incidente de frequência (v), Richardson [30] demonstrou que $\Phi(v) = hv$. Ele argumentou que esse resultado mostrava que as suposições a respeito da independência do calor específico da eletricidade (σ) e da taxa de reflexão (α) em relação à temperatura (T), consideradas arbitrárias por outros cientistas em sua primeira versão de “*teoria da ação fotoelétrica*”, não eram realmente essenciais, defendendo que sua “*segunda teoria da ação fotoelétrica*” possuía agora menos suposições sujeitas a eventuais críticas.

As equações deduzidas na primeira metade do artigo, em especial a relação $\Phi(v) = hv$, foram obtidas a partir da suposição de que a ação fotoelétrica em um sistema termodinâmico estatístico é independente da temperatura desse sistema. Ele argumentou que, desde que a

quando colocados em contato, mesmo na ausência de corrente elétrica. Esse fenômeno pode interferir diretamente nas medições dos fotopotenciais em experimentos sobre o efeito fotoelétrico – isto é, na medição da diferença de “potencial de corte” entre os eletrodos das placas emissora e coletora –, afetando, por consequência, a precisão na determinação da energia cinética máxima dos fotoelétrons emitidos. Uma discussão detalhada sobre a influência do “potencial de contato” nas medições nos experimentos do efeito fotoelétrico pode ser encontrada em Santos [36] e Millikan [37].

²⁷ O “potencial de contato” refere-se à diferença de potencial elétrico que surge espontaneamente entre dois metais distintos

temperatura fosse suficientemente baixa, os resultados teóricos correspondiam às observações experimentais disponíveis. No entanto, de fato, nada ainda poderia ser afirmado quanto à independência da ação fotoelétrica e fotoquímica para todas as faixas de temperatura [30].

Na segunda metade do artigo, Richardson objetivou deduzir um esquema de relações em que a expressão $\Phi(v) = hv$ pudesse ser universalmente válida, isto é, para todas as faixas de temperaturas. Ele obteve o seguinte esquema consistente de cinco funções mutuamente relacionadas:

$$\left. \begin{aligned} \Phi(v) &= hv & v > 0 \\ \epsilon F(v_0, v) &= \frac{Ah}{k^2} (1 - e^{-hv/kT}) \frac{v-v_0}{v^3} & v > v_0 \\ K_v &= h(v - v_0) & v > v_0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} hv_0 &= \omega - \frac{3}{2}kT \\ \Phi(K) &= AK^2 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

em que (Kv) é a energia cinética média que cada átomo absorve da superfície metálica quando ele é emitido. Note que a nova expressão para $\epsilon F(v)$ é diferente da equação (7).

Richardson reiterou que esse conjunto de funções foi deduzido sem qualquer tipo de suposição arbitrária sobre o calor específico da eletricidade (σ) ou outras propriedades elétricas do material, de modo que o resultado era válido tanto para ação fotoelétrica quanto para a fotoquímica [30].

Com duas suposições a menos que na primeira versão de sua “teoria da ação fotoelétrica”, Richardson demonstrou que os “átomos” absorviam uma quantidade de energia radiante igual (hv), obtendo a mesma “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein [3] para energia cinética dos elétrons emitidos, assim como, uma nova expressão para o número total de “átomos” emitidos [30]. Além disso, ele agora não precisava substituir a lei de Planck [26] por uma aproximação da lei de Wien [25], pois durante sua dedução, assumiu como uma “verdade evidente” a existência de uma frequência mínima para ocorrência do efeito fotoelétrico, conforme apontava o consenso empírico [5, 9, 10].

Contudo, ao final, advertiu explicitamente que certa cautela ainda era necessária ao comparar as previsões de sua “teoria da ação fotoelétrica e fotoquímica” com os dados empíricos disponíveis. Isso porque a situação de equilíbrio dinâmico analisada estatisticamente com base em princípios termodinâmicos não existia nos materiais reais. Em suas palavras:

Mas, nos experimentos fotoelétricos, de qualquer forma, temos que lidar, não com um estado de equilíbrio, mas com a taxa de emissão sob uma dada iluminação. Essa taxa de emissão [real] é menor do que a emissão ideal por uma quantidade que representa o número de elétrons refletidos de volta

para o interior. Uma dificuldade exatamente semelhante surge na aplicação da teoria do equilíbrio da emissão termiônica de elétrons às medições experimentais da taxa máxima de emissão uma dada temperatura [30].

Adicionalmente, ele mencionou dificuldades em harmonizar os resultados preditos por seu modelo teórico com os valores experimentais do calor específico de metais a temperaturas muito baixas. Por essas e outras razões, ele concluiu no final do texto: “[...] a formulação delineada acima deve ser tomada como ilustrativa ao invés de definitiva” [30].

3.4. Rejeição

Sem recorrer à hipótese revolucionária de “quantum de luz”, Richardson [16, 30] demonstrou a possibilidade de derivar classicamente a “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein [3], desde que fossem aceitas certas condições iniciais específicas. Em 1918, ao tratar da “Ação Fotoelétrica dos Raios X”, Richardson expressou da seguinte maneira a vantagem principal de sua teoria:

A equação $\left[\frac{mv^2}{2} = hv - \omega\right]$ foi dada pela primeira vez por Einstein [1905] como uma dedução da visão de que a energia da radiação era distribuída em quanta discretos. No entanto, consegui mostrar que ela seguia da fórmula de radiação de Planck [1901]; de modo que ela evidentemente tem uma base mais ampla do que a hipótese restrita e duvidosa usada por Einstein [27].

Richardson recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1928, “por seu trabalho [experimental e teórico] sobre o fenômeno termiônico, e especialmente pela descoberta da lei que leva seu nome” [39]. Essa referência à motivação da premiação ilustra um detalhe curioso do ponto de vista da natureza do conhecimento científico, uma vez que confirma a aceitação do modelo teórico termodinâmico estatístico na descrição das emissões termiônicas, mesmo após a sua rejeição para a descrição das emissões fotoelétricas, apesar de ambos os fenômenos possuírem muitas similaridades.

No entanto, mesmo em um ambiente de crise científica, em que diversos cientistas buscavam uma solução clássica ou semiclássica para o efeito fotoelétrico, a análise histórica retrospectiva sugere que a “teoria da ação fotoelétrica” não conseguiu atrair muitos defensores entre os físicos, sendo igualmente pouco apreciada e até mesmo negligenciada pela comunidade científica. Eis algumas possíveis razões.

A primeira consideração refere-se à quantidade e à falta de confiabilidade de algumas das suposições físicas assumidas por Richardson. Conforme observado por Shaul Katzir [5], as duas versões da “teoria da ação fotoelétrica” continham um número excessivo de suposições arbitrárias, em comparação com as teorias

fenomenológicas típicas, que geralmente contêm somente duas ou três. Essa observação é reforçada pela forma recorrente com que Richardson [30] enfatizou a redução para seis suposições em sua segunda versão, provavelmente buscando conquistar mais aceitação entre seus pares. Além disso, nem todas as suposições possuíam uma sólida base empírica de apoio, como, por exemplo, a independência em relação à temperatura da taxa de reflexão (α) e do coeficiente específico da eletricidade (σ) e, de forma ainda mais especulativa, da energia potencial de um único elétron (ω_0).

A segunda consideração sugere que é necessário dar atenção epistemológica ao peso relativo do valor “adequação empírica”. Embora os resultados das investigações experimentais sobre o efeito fotoelétrico de Richardson e Karl T. Compton [1, 2] tenham recebido o apoio de alguns cientistas, é possível inferir que esse apoio estava mais relacionado à correspondência empírica da equação fotoelétrica de Einstein do que ao modelo termodinâmico estatístico em si da “teoria da ação fotoelétrica”. O posicionamento do físico britânico Arthur Llewellyn Hughes²⁸ (1883–1978) pode ser usado com exemplo ilustrativo.

Por um lado, em seu livro *Fotoeletricidade*, publicado em 1914, Arthur L. Hughes criticou a consistência do modelo termodinâmico estatístico de Richardson, descrevendo-o como uma abordagem que se concentrava apenas em deduções a partir de trocas de energia em grande escala, desconsiderando aquelas associadas a moléculas e elétrons individuais [40]. Hughes apontou que “a teoria foi desenvolvida sob a suposição de que a substância está em equilíbrio com radiação completa [de corpo-negro] viajando com intensidades iguais em todas as direções, enquanto as observações experimentais foram obtidas com emprego de luz monocromática direcionada” [40, p. 47]. Além disso, observou que, exceto pelas poucas observações experimentais de Richardson e Compton [1, 2] não havia evidências para testar a relação prevista a partir do modelo termodinâmico estatístico entre o número de elétrons emitidos e a frequência (equação 10).

Por outro lado, em uma carta aos editores da revista *Philosophical Magazine*, datada de 24 de dezembro de 1913, Arthur L. Hughes contestou as conclusões de Pohl e Pringsheim [31], que defendiam a existência de

uma relação linear entre a frequência da radiação incidente e a velocidade máxima dos fotoelétrons emitidos. Contrapondo-se ao argumento de Pohl e Pringsheim – de que ainda não havia disponibilidade de evidências suficientes para estabelecer um consenso empírico – Hughes afirmou que seus próprios estudos, em conjunto com os de Richardson e Compton [1, 2], constituíam os únicos experimentos com medições suficientemente precisas para discriminar entre as diferentes relações propostas. Segundo ele, apesar da limitação dos pequenos intervalos de comprimentos de onda empregados, ambas as investigações mostram indubitavelmente que a chamada “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein possuir melhor correspondência empírica [41].

Como terceira consideração, pode-se discutir as fragilidades das teorias fenomenológicas diante da necessidade de prever novos fenômenos ou novas relações de causa e efeito, uma vez que sua base é composta de suposições físicas que já possuem indícios de suas correspondências empíricas. Nesse sentido, a “teoria da ação fotoelétrica” estava em desvantagem por predizer apenas resultados que já haviam primeiramente sido associados à concorrente teoria quântica da radiação de Einstein [3].

Sobre este aspecto, vale recordar a tomada de decisão de Richardson quando suas equações resultaram em “[...] apenas uma fração ($\gamma = 1/4$) da energia cinética dos elétrons emitidos poderia ser transferida pela luz” [16]. Ou seja, diante da inconsistência de modelo termodinâmico estatístico com suas recentes observações experimentais e com a equação fotoelétrica de Einstein, ele optou por fazer algumas modificações em suas suposições físicas que eliminavam completamente as contradições. Essa atitude de Richardson sugere que, apesar de discordar da hipótese de “quantum de luz”, ele considerava a equação de Einstein como precisa e correta na descrição das emissões fotoelétricas.

O historiador israelense Shaul Katzir sugere, como umas das razões para rejeição à “teoria da ação fotoelétrica” de Richardson, a possível antecipação dos físicos por uma solução radical para os problemas da teoria clássica da radiação. De acordo com sua perspectiva, a rejeição do modelo termodinâmico estatístico para as emissões fotoelétricas sinaliza que a comunidade científica não estava interessada em contornar ou desviar dos problemas profundos inerentes aos fenômenos de interação entre radiação e matéria. Ele ainda acrescenta que, em tais situações, a rejeição ou a negligência de teorias fenomenológicas, sem a aceitação de qualquer outra teoria explicativa no mesmo período, pode indicar o caráter iminentemente revolucionário em área de pesquisa [5].

Seguindo a linha de raciocínio de Shaul Katzir, observa-se que, contrariamente à visão de senso-comum do processo de construção do conhecimento científico, embora o consenso sobre a confirmação experimental das equações (7) e (8) fosse um critério importante e essencial no debate sobre a natureza da luz, a “corroboração empírica” foi insuficiente para resolução completa

²⁸ Entre 1900 e 1906, após concluir a graduação no Trinity College, Owen W. Richardson atuou como assistente-bolsista de Arthur L. Hughes no Laboratório Cavendish, da Universidade de Cambridge, Inglaterra. Hughes – que havia sido doutorando e assistente de J. J. Thomson – orientou Richardson em suas primeiras investigações experimentais sobre a emissão eletrônica de metais aquecidos, que resultaram na formulação da “Lei de Richardson”, publicada em 1901. Em 1906, Richardson aceitou o convite para trabalhar no recém-fundado Laboratório de Física da Universidade de Princeton, nos Estados Unidos, onde permaneceu até 1913. Lá, deu continuidade às suas pesquisas sobre emissão termiônica, consolidando sua reputação internacional. Em 1914, retornou à Inglaterra, assumindo o cargo de professor de Física na Universidade de King’s College London.

dessa controvérsia científica. Portanto, nesse contexto histórico-científico e tecnológico, pode-se inferir que havia espaço para outros fatores influenciarem a tomada de decisão dos cientistas em relação à aceitação ou rejeição de uma ou outra teoria em disputa, como, por exemplo, a predominância de um caráter “fenomenológico” em uma (teoria da ação fotoelétrica) e o caráter “explicativo” em outra (teoria quântica da radiação) [5].

Por último, deve-se considerar que, embora Richardson tenha empregado uma análise termodinâmica estatística, ele pressupôs implicitamente como uma verdade evidente que a energia radiante adquirida pelos elétrons poderia ser tratada como uma energia cinética *média* retirada da superfície metálica. Em suas palavras:

“É claro que a energia que eles adquirem sob a influência da luz é $h\nu$, onde h é a constante de Planck. Essa energia evidentemente tem o mesmo valor para todos os elétrons liberados pela luz de mesma frequência; qualquer diferença na energia dos elétrons liberados pela luz monocromática deve, portanto, ser atribuída ao efeito das colisões dos elétrons que escapam no interior da substância” [21].

Sem exagero de rigor na linguagem conceitual, deve-se notar que o modelo termodinâmico estatístico de Richardson validava a linearidade entre a energia cinética *média* dos fotoelétrons emitidos e a frequência da radiação incidente, enquanto a teoria quântica da radiação de Einstein enfatizava que a relação linear correta deveria ser entre a energia cinética *máxima* e a frequência.

Essa diferença conceitual desempenhou um papel fundamental na definição do destino da “teoria da ação fotoelétrica”. Em 1916, Millikan apontou essa diferença ao revisar as possíveis fontes de erros nos testes experimentais anteriores sobre o efeito fotoelétrico. Ao tratar dos problemas nas medições devido aos elétrons emitidos pela luz refletida no aparato experimental, ele afirmou: “[...] foi por causa desse erro que Richardson e Compton confiaram menos na determinação da energia máxima de emissão do que na energia média. Mas a validade da equação de Einstein só pode ser testada por determinações precisas da energia máxima” [28].

Embora Millikan tenha realizado estudos pontuais sobre emissões fotoelétricas ao longo da década de 1910 – investigando, por exemplo, a influência da temperatura [42], de impurezas e do tempo de iluminação [43] –, a análise histórica mostra que foi apenas a partir de 1913 que seu grupo de pesquisa passou a publicar os resultados experimentais relacionado à controvérsia em torno da “lei do efeito fotoelétrico” [44–47].

No encontro da Sociedade Americana de Física, em abril de 1914, Millikan reconheceu que as pesquisas de Richardson e Compton haviam produzido até então as medições mais satisfatórias sobre o assunto [47]. Contudo, argumentou que ainda permaneciam dúvidas legítimas quanto à validade ampla e definitiva da equação

fotoelétrica proposta por Einstein. Ainda na ocasião, em um segundo resumo, referente ao trabalho realizado com colaboração do físico-assistente Wilmer Henry Souder, Millikan discutiu de forma sistemática a importância das medições precisas da diferença de potencial de contato entre os dois metais eletricamente conectados em seus experimentos. Eles também analisaram a influência dos gases residuais no surgimento de fotocorrentes, um fator negligenciado até então na literatura experimental, mas que poderia introduzir erros relevantes nas medições [48].

Concordando com a crítica anterior de Pohl e Pringsheim [31], para Millikan, a determinação precisa da inclinação da reta (conforme a equação $1/2 mv^2 = h\nu - \phi$) e da função trabalho ($\phi = h\nu_0$) enfrentava limitações significativas quando a faixa de comprimentos de onda disponível nos experimentos é muito restrita – algo comum para a maioria dos metais, exceto os metais alcalinos. Em sua perspectiva, essa limitação comprometia a confiabilidade das conclusões extraídas sobre a relação entre a frequência da radiação e a energia dos fotoelétrons. Ele ainda destacou que a discrepância entre os resultados obtidos por Richardson e Compton – cujas inclinações variaram mais de 60% – evidenciava a fragilidade desses dados, agravada pela qualidade insuficiente da fonte de luz, que não apresentava linhas espectrais estreitamente monocromáticas nem precisão satisfatória na determinação da frequência [28].

Em 1916, fazendo uma retrospectiva, ele retratou o contexto controverso de 1914:

Em uma recente revisão, Pohl e Pringsheim, cuja vasta experiência em trabalhos fotoelétricos possivelmente lhes possibilita ver que as dificuldades, mesmo que sejam tão claras, vão além, afirmaram não apenas que quaisquer conclusões acerca da validade das assertivas (3) e (4) [da equação fotoelétrica de Einstein] são prematuras e bastante desamparadas por quaisquer experimentos com ondas de luz, mas também que a assertiva (2), para a qual praticamente todo o trabalho sobre as energias de fotoemissão tem sido direcionado até agora, não é dedutível dos dados existentes²⁹ [28].

E ainda acrescentou: “De acordo com esses últimos autores [Pohl e Pringsheim], exceto pelos muitos pontos incertos em $\lambda = 180$ nm e $\lambda = 200$ nm, até mesmo uma relação (potencial $\times$ frequência) $V \propto \nu^2$ é precisamente adequada tanto para Richardson e Compton quanto para o trabalho de Hughes, em que a relação é $V \propto \nu$ ” [28].

²⁹ Robert Millikan refere-se às seguintes assertivas: (2) Que existe uma relação linear entre V [potencial de frenagem] e ν [frequência]; (3) Que $dV/d\nu$, ou a inclinação da linha $V\nu$ [potencial-frequência] é numericamente h/e ; e (4) Que na frequência crítica ν_0 [frequência de corte], em que $\nu = 0$ e $p = h\nu_0$, ou seja, que o ponto de intersecção da linha $V\nu$ [potencial-frequência] no eixo ν [frequência] corresponde à menor frequência em que o metal em questão pode estar ativo fotoelétricamente [28].

De fato, embora os experimentos de Hughes [49] e Richardson e Compton [1, 2] fornecessem evidências de uma aparente relação linear entre frequência e energia cinética, a inclinação da reta obtida não correspondia ao valor exato estabelecido da constante de Planck (h) – o valor experimental era cerca 20% menor do que o teórico, além de variar conforme a natureza da superfície metálica [50].

Compton e Richardson ofereceram uma defesa técnica da confiabilidade de seus resultados afirmando: “O fato de que k [coeficiente angular da reta] é consideravelmente menor que o valor teórico h provavelmente não se deve a erro de manipulação, mas sim a um erro experimental de natureza mais insidiosa” [2]. Ou seja, eles argumentaram que os desvios não deviam ser atribuído a erros de manipulação dos instrumentos (o que implicaria falhas grosseiras ou falta de rigor metodológico), sugerindo que os desvios seriam atribuíveis a erros experimentais sutis, difíceis de detectar ou não totalmente compreendidos (“de natureza insidiosa”).

Entretanto, para Millikan, tais fontes de erros somente poderiam ser eliminadas com medições simultâneas, em vácuo, dos fotopotenciais e das forças eletromotrizes de contato (“potenciais de contato”), especialmente no caso de metais sensíveis a uma ampla faixa de frequências, e com uma fonte de luz monocromática mais precisa.

Os trabalhos experimentais de Millikan sobre o efeito fotoelétrico eram bem conhecidos por Richardson e Compton. No primeiro parágrafo de seu artigo de 1912, por exemplo, eles mencionam que, em 1907, Millikan e Winchester [42] haviam concluído que as velocidades iniciais dos fotoelétrons não estavam relacionadas com a série eletroquímica de Volta³⁰ – em contradição com os resultados de Ladenburg [35]. Assim, as críticas de Millikan aos experimentos de Richardson e Compton, bem a defesa dos resultados mais recentes obtidos por seu colaboradores, apresentadas na reunião da Sociedade Americana de Física em abril de 1914, não passaram despercebidas nem ficaram sem resposta.

Em dezembro daquele ano, em um texto de duas páginas, intitulado “Nota sobre a determinação direta de h ” [51], Richardson respondeu ponto a ponto. Primeiro, afirmou as objeções Pohl e Pringsheim já haviam sido satisfatoriamente respondidas por Hughes [41]. Em seguida, destacou que as três assertivas mencionadas por Millikan (cf. nota de rodapé n. 19) – testadas e corroboradas por W. H. Kadesh em experimentos com superfície de sódio [45, 46] – já estavam presentes em suas conclusões do artigo de 1912 [1]. Depois, ressaltou que em seus experimentos os potenciais de contato e os fotopotenciais também foram determinados simultaneamente em vácuo. Segundo Richardson, esse

novo método, “já havia sido demonstrado como confiável nos experimentos de Compton [52] e, posteriormente, validado por Page [53]”. Quanto à crítica sobre o suposto fraco monocromatismo e à baixa precisão da frequência da fonte de luz utilizada, Richardson foi categórico: “não há dúvida de que o aparato experimento utilizado por ele e Compton era totalmente adequado aos propósitos dos experimentos” [51].

Por fim, Richardson reconheceu a importância dos trabalhos de Millikan e de seus auxiliares, especialmente os resultados obtidos por Kadesh, que, segundo ele, indiscutivelmente trouxeram avanços significativos na precisão das medições em comparação com estudos anteriores. E concluiu com agrado: “Os resultados de sua investigação, aliás, recebo com especial satisfação, pois estão inteiramente de acordo com as ideias que os experimentos realizados em colaboração com o Dr. Compton me levaram a defender” [51].

Todavia, para Millikan, o novo método proposto por Richardson e Compton para determinar as forças eletromotrizes de contato em vácuo apresentava limitações em sua aplicabilidade. No famoso artigo de 1916 (p. 357, nota 6), ele reconheceu o mérito da inovação, mas reiterou sua crítica anterior, apontando restrições específicas:

“O professor Richardson em suas notas (Physical Review, IV, p. 523, 1914) afirma, com razão, que ele (e Karl Taylor Compton) desenvolveram um ‘novo’ método para estimar as forças eletromotriz de contato E.M.F’s no vácuo, e por isso eles merecem bastante crédito. No entanto, não poderiam ter aplicado este método no caso do sódio, pois afirmam categoricamente que, por efeitos de fadiga, foram incapazes de obter uma curva completa de fotocorrente-potencial para esse metal. Mais adiante, meu próprio trabalho mostra que esse novo método nem sempre é válido para determinar as forças eletromotriz de contato E.M.F’s” [28].

As dificuldades e controvérsias experimentais em torno da “lei do efeito fotoelétrico” somente foram superadas quando, entre 1914 e 1916, Millikan e seus assistentes, no Laboratório de Física de Ryerson, localizado na Universidade de Chicago, nos Estados Unidos, finalmente foram bem-sucedidos em construir um dispositivo tecnológico inovador – que eles chamaram de “oficina no vácuo”. Esse aparato foi essencial para fazer suas medições precisas e “puras” sobre energias de emissões fotoelétricas, especialmente dos fotopotenciais e das forças eletromotrizes de contato³¹. Como observado por Roger H. Stuewer [10, p. 73], “a precisão com que os

³⁰ A série eletroquímica de Volta classifica os metais conforme a diferença de potencial elétrico gerada quando dois deles são colocados em contato, como em uma pilha. Metais mais eletropositivos (como potássio, sódio e zinco) tendem a perder elétrons mais facilmente, enquanto os mais eletronegativos (como cobre, ouro e platina) tendem a reter seus elétrons.

³¹ Embora este ensaio não aprofunde os aspectos técnicos associados ao conceito de “potencial de contato”, é essencial reconhecer sua relevância histórica e epistemológica – inclusive para fins de ensino. Nesse sentido, vale a pena mencionar três trabalhos que

pontos de dados experimentais de Millikan caíram na linha reta prevista [pela equação fotoelétrica de Einstein] foi verdadeiramente notável”.

Embora o conceito de “experimento crucial” carregue implicações epistemológicas complexas e bastante debatidas, é epistemologicamente adequado referir-se aos testes experimentais de Millikan como “cruciais”. Eles representam a investigação científica mais proeminente para a resolução da controvérsia científica acerca da validade da “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein³². O equipamento que eles fabricaram fez toda a diferença em relação aos resultados obtidos por Richardson e outros pesquisadores da época. Ressalte-se, contudo, que esse marco não nega a construção coletiva e gradual sobre as emissões fotoelétricas ao longo de quase três décadas de debates e investigações empíricas. Mais da metade do artigo de 1916 de Millikan (20 páginas) – “Uma Determinação Fotoelétrica de h de Planck” – é dedicada a relatar retrospectivamente as diversas pesquisas experimentais e as controvérsias acerca dos resultados obtidos, bem como as respectivas fontes de erros e os métodos e técnicas utilizados para eliminá-las. O processo de construção do arranjo experimental construído pelo grupo de Millikan revela valiosos elementos da História da Física e testemunha o desenvolvimento não-linear, histórico, coletivo e controverso do processo de construção do conhecimento científico [28].

Nesse mesmo período em que Millikan e seus assistentes divulgavam os resultados experimentais cruciais sobre a validade da “lei do efeito fotoelétrico” – entre 1914 e 1916 – Richardson ainda publicou dois artigos dedicados ao estudo das emissões fotoelétricas. Em 1915, em colaboração com F. J. Rogers, deu continuidade às investigações conduzidas com K. T. Compton, buscando

refinar os dados obtidos anteriormente sobre a eficiência fotoelétrica relativa dos metais platina, alumínio, sódio e cério, medindo a resposta desses materiais à radiação luminosa de diferentes comprimentos de onda [59]. No segundo, publicado em 1916, Richardson reuniu dados teóricos e experimentais suficientes para concluir, com razoável grau de certeza, que a emissão fotoelétrica induzida pela radiação de corpo negro representava apenas uma fração insignificante da emissão termiônica observada em platina a 2.000 K – menos de 1/5.000, no caso mais extremo [60].

Apesar desse esforço contínuo de fundamentação empírica e teórica, nenhum desses resultados foi capaz de alterar a rejeição generalizada à sua “*teoria da ação fotoelétrica*”, que permaneceu fortemente criticada quanto à sua limitada capacidade explicativa diante das previsões – cada vez mais confirmadas – da teoria dos “*quanta de luz*” de Einstein.

4. Considerações Finais

Este “Ensaio de História da Física Moderna” apresentou a gênese, o desenvolvimento e as razões para a rejeição da “*teoria da ação fotoelétrica*” de Richardson. Mostrou-se que essa teoria, de caráter fenomenológico, baseava-se na análise estatística de um sistema termodinâmico ideal e em suposições físicas apoiadas por uma gama de evidências empíricas disponíveis na época; porém, não isenta de fragilidades. Sendo uma tentativa clássica de interpretação do efeito fotoelétrico, contrapôs diretamente à interpretação quântica proposta por Einstein em 1905. Além de seu forte viés clássico, a teoria de Richardson destacou-se por oferecer um modelo no qual a “lei de efeito fotoelétrico” – que prediz uma relação linear entre a energia cinética dos fotoelétrons e a frequência de luz incidente ($1/2mv^2 = h\nu - \phi$) – é deduzida de forma alternativa, como uma consequência natural da aplicação lei de Wien para radiação do corpo negro.

A compreensão dos fatores envolvidos na rejeição da “*teoria da ação fotoelétrica*” é importante para a desconstrução de narrativas pseudo-históricas sobre o efeito fotoelétrico presentes nos livros didáticos. Essa narrativas, por meio de simplificações exageradas, distorções cronológicas e omissões seletivas, perpetuam a concepção errônea de que as observações experimentais sobre as emissões fotoelétricas eram inexplicáveis à luz da teoria clássica do eletromagnetismo e que, por isso, a teoria dos “*quanta de luz*” foi aceita de maneira inevitável e sem contestação. Como resultado, nota-se que alguns os autores chegam a tratar a proposição da hipótese de Einstein como um “pensamento natural” [61, p. 398].

No contexto mais amplo das narrativas pseudo-históricas e da pseudociência, Douglas Allchin [62] alerta para o fato de que muitos autores, seja por desconhecimento dos fatos históricos ou por negligência, moldam

abordam alguns problemas nos experimentos e no artigo de Millikan (1916) (Ref. [28]). Keesing (1981) (Ref. [50]) destaca o caráter aproximado da equação fotoelétrica de Einstein e descreve em detalhes um método de determinação da constante de Planck (h) que evita os problemas associados à medição dos “potenciais de corte”. Além disso, faz uma breve discussão sobre as primeiras medições da constante de Planck “ h ”, mostrando como surgiram alguns equívocos importantes, especialmente após o trabalho de Millikan. Lloyd (2015) (Ref. [54]) discute a possibilidade de que a superfície metálica de sódio, mesmo recém-laminada no vácuo, estivesse quase sempre contaminada por uma finíssima película isolante de hidróxido de sódio cristalino (NaOH). Isso ocorre devido às limitações (desconhecidas na época) da bomba a vácuo para detecção de pressão de vapor d’água condensado nas paredes de vidro quando os gases residuais são removidos. O resultado implica que a verdadeira pressão final provavelmente foi cerca de duas ordens de grandeza maior que a medição. Por último, Santos (2018) (Ref. [36]) discute o tratamento teórico e experimental fornecido à problemática do potencial de contato. Ao expor os seus cálculos relativos ao potencial de contato, Millikan apresenta um resultado equivocado que aparentemente não foi percebido pelos especialistas no tema. Em 1921, Millikan corrige o equívoco sem fazer referência ao erro anterior [37].

³² Uma discussão mais aprofundada sobre como Robert A. Millikan aceitou a “lei do efeito fotoelétrico” e, ao mesmo tempo, rejeitou enfaticamente a “teoria quântica da radiação”, pode ser lida em Allan Franklin [55], Mansoor Niaz [56], Gerald Holton [57] e Hasok Chang [58].

retrospectivamente os eventos sob a perspectiva do mito do “*Método Científico*”, inserindo-os em uma estrutura rígida, algorítmica e sequencial. Nossas análises e reflexões sugerem que esse tipo de reconstrução ocorre em certos relatos históricos sobre o efeito fotoelétrico, ao apresentá-lo sob a seguinte sequência linear: *Observação* [Lenard] → *Hipótese* [Einstein] → *Experimentação* [Millikan] → *Conclusão* [Teoria Quântica da Luz]. Essa abordagem simplista, contudo, desconsidera as múltiplas interpretações concorrentes que coexistiram ao longo do processo.

Como implicações dessas narrativas pseudo-históricas para o ensino de física, não é de se estranhar o fato de alguns professores e pesquisadores manifestarem, por vezes, perplexidade diante do ceticismo e da rejeição inicial da teoria quântica de Einstein pela comunidade científica entre 1905 e 1925, apesar do acúmulo crescente de evidências empíricas a seu favor. No entanto, atribuir essa resistência exclusivamente a um pensamento conservador irracional, motivado por preconceitos e apego ao paradigma teórico da Física Clássica, que os levou a negar a realidade física e a ignorar os dados experimentais, pode levar a compreensão errônea do processo de construção do conhecimento científico.

Na realidade, essa resistência dos cientistas está bastante relacionada ao fato de que a interpretação quântica de Einstein era contraditória e inconsistente com as propriedades amplamente estabelecidas para o fenômeno de interferência luminosa. Além disso, a ideia dos “*quanta* de luz” representava, em última análise, uma sinalização direta de um retorno à concepção corpuscular da natureza da luz, uma hipótese já superada há mais de 200 anos pela teoria clássica do eletromagnetismo de James C. Maxwell, uma das teorias mais bem sucedidas da Física.

Nesse contexto, nossos estudos sobre as diferentes tentativas de interpretação do efeito fotoelétrico evidenciam um aspecto muitas vezes negligenciado nas reflexões epistemológicas e sociológicas, porém imprescindível para uma compreensão mais precisa e bem informada sobre o assunto: a derivação de leis quânticas com base em modelos clássicos ou semiclássicos. Os ensaios históricos que construímos recentemente demonstram que, mesmo por um breve período, alguns modelos teóricos clássicos ou semiclássicos foram capazes de derivar a “lei do efeito fotoelétrico” de Einstein. Isso reforçou, entre os físicos mais conservadores, a percepção de que a aceitação imediata da teoria quântica da radiação seria prematura e insensata. A partir de 1910, muitos físicos clássicos já reconheciam o valor heurístico da “hipótese do *quantum* de luz”, mas isso não os impediu de defender a velha teoria clássica do eletromagnetismo pelo maior tempo possível.

Assim, a aceitação do conceito de “*quantum* de luz” não foi um processo inevitável ou imediato, mas um embate teórico e experimental que se desenrolou ao longo de duas décadas. O estudo dessas diferentes tentativas de interpretação do efeito fotoelétrico permite

uma compreensão mais precisa e bem informada sobre o processo de construção do conhecimento científico, evidenciando que avanços revolucionários não resultam apenas da acumulação de evidências, mas também da reavaliação crítica dos pressupostos teóricos vigentes.

Disponibilidade de Dados

Todas as fontes primárias e secundárias que sustentam as análises desenvolvidas neste artigo estão devidamente referenciadas e discutidas ao longo do texto. O ensaio não se baseia em dados empíricos adicionais, mas na interpretação historiográfica dessas fontes.

Referências

- [1] O.W. Richardson e K.T. Compton, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **24**, 575 (1912).
- [2] K.T. Compton e O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **26**, 549 (1913).
- [3] A. Einstein, Ann. Phys. **322**, 132 (1905).
- [4] P.E. von Lenard, Ann. Phys. **313**, 149 (1902).
- [5] S. Katzir, Ann. Sci. **63**, 447 (2006).
- [6] R.S.S. Suttini, J.J. Caluzi e N.C.G. Errobidart, Rev. Bras. Ensino Física **46**, e20230369 (2024).
- [7] R.S.S. Suttini, J.J. Caluzi e N.C.G. Errobidart, Rev. Bras. Ensino Física **47**, e20240351 (2025).
- [8] B.R. Wheaton, *The Tiger and the Shark: Empirical Roots of Wave-Particle Dualism* (Cambridge University Press, Cambridge/New York, 1983).
- [9] O.J. Knudsen, em: *Histories of the Electron: The Birth of Microphysics*, editado por J.Z. Buchwald e A. Warwick (MIT Press, Cambridge, 2001).
- [10] R.H. Stuewer, em: *The Compton Effect: Turning Point in Physics* (Science History Publications, New York, 1975).
- [11] R.S.S. Suttini, J.J. Caluzi e N.C.G. Errobidart, Rev. Bras. Ensino Física **45**, e20230188 (2023).
- [12] A.E. Haas, Phys. Z. **11**, 119 (1910).
- [13] J.J. Thomson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **20**, 238 (1910).
- [14] J.J. Thomson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **26**, 792 (1913).
- [15] P. Debye e A.J.W. Sommerfeld, Ann. Phys. **346**, 873 (1913).
- [16] O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **23**, 594 (1912).
- [17] S. Katzir, Hist. Stud. Phys. Biol. Sci. **34**, 69 (2003).
- [18] K.R. Popper, *A Lógica da Pesquisa Científica* (Cultrix, São Paulo, 2013), 2 ed.
- [19] N.S. Andrade, A.V. Andrade-Neto, T. Lemaire e J.A. Cruz, Rev. Bras. Ensino Física **35**, 01 (2013).
- [20] O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **23**, 263 (1912).
- [21] O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **24**, 570 (1912).
- [22] O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **24**, 737 (1912).

- [23] R. Hertwig e P.M. Todd, em: *Encyclopedia of the Human Brain*, editado por V.S. Ramachandran (Academic Press, New York, 2002).
- [24] E.T. Whittaker, *A History of the Theories of Aether and Electricity: From the Age of Descartes to the Close of the Nineteenth Century* (Benediction Books, Oxford, 2012).
- [25] W. Wien, Ann. Phys. **294**, 662 (1896).
- [26] M. Planck, Ann. Phys. **309**, 553 (1901).
- [27] O.W. Richardson, Proc. R. Soc. Lond. Ser. Contain. Pap. Math. Phys. Character **94**, 269 (1918).
- [28] R.A. Millikan, Phys. Rev. **7**, 355 (1916).
- [29] R.A. Millikan, *The Electron: its isolation and measurement and the determination of some of its properties* (The University of Chicago Press, Chicago, 1917).
- [30] O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **27**, 476 (1914).
- [31] R. Pohl e R. Pringsheim, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **26**, 1017 (1913).
- [32] J. Kunz, Phys. Rev. Ser. I **29**, 212 (1909).
- [33] J. Kunz, Phys. Rev. Ser. I **33**, 208 (1911).
- [34] D.W. Cornelius, Phys. Rev. **1**, 16 (1913).
- [35] E.R. Ladenburg, Phys. Z. **8**, 590 (1907).
- [36] C.A. Santos, Rev. Bras. Ensino Física **40**, e3602 (2018).
- [37] R.A. Millikan, Phys. Rev. **18**, 236 (1921).
- [38] K.T. Compton, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **23**, 579 (1912).
- [39] THE NOBEL FOUNDATION, *Nobel Lectures in Physics: 1922–1941* (World Scientific Publishing, Singapore, 1998), v. 2.
- [40] A.L. Hughes, *Photo-Electricity* (Cambridge, University Press, 1914).
- [41] A.L. Hughes, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **27**, 473 (1914).
- [42] R.A. Millikan e G. Winchester, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **14**, 188 (1907).
- [43] R.A. Millikan e J.R. Wright, Phys. Rev. **34**, 68 (1912).
- [44] J.R. Wright, Phys. Rev. Ser. I **33**, 43 (1911).
- [45] W.H. Kadesch, Phys. Rev. **3**, 63 (1914).
- [46] W.H. Kadesch, Phys. Rev. **3**, 367 (1914).
- [47] R.A. Millikan, Phys. Rev. **4**, 73 (1914).
- [48] R.A. Millikan e W.H. Souder, Phys. Rev. **4**, 73 (1914).
- [49] A.L. Hughes, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **25**, 683 (1913).
- [50] R.G. Keesing, Eur. J. Phys. **2**, 139 (1981).
- [51] O.W. Richardson, Phys. Rev. **4**, 522 (1914).
- [52] K.T. Compton, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **23**, 579 (1912).
- [53] L. Page, Am. J. Sci. **36**, 501 (1913).
- [54] D.R. Lloyd, Am. J. Phys. **83**, 765 (2015).
- [55] A. Franklin, Eur. Phys. J. H **38**, 573 (2013).
- [56] M. Niaz, *Critical Appraisal of Physical Science as a Human Enterprise* (Springer Netherlands, Dordrecht, 2009), v. 36.
- [57] G. Holton, Phys. Perspect. **1**, 231 (1999).
- [58] H. Chang, Stud. Hist. Philos. Sci. **26**, 121 (1995).
- [59] O.W. Richardson e F.J. Rogers, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **29**, 618 (1915).
- [60] O.W. Richardson, Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci. **31**, 149 (1916).
- [61] D. Halliday, R. Resnick e J. Walker, *Fundamentos de Física: Óptica e Física Moderna* (LTC, Rio de Janeiro, 2016), v. 4, 10 ed.
- [62] D. Allchin, Sci. Educ. **13**, 179 (2004).