



**Universidade Federal da Bahia**

**Universidade Estadual de Feira de Santana**



**Programa de Pós-Graduação em Ensino, Filosofia e História das Ciências**

**Indianara Lima Silva**

**Do Grande Elétron aos Quanta de Luz:**

**Arthur Holly Compton e a Física dos Raios X e  $\gamma$**

**Salvador, 2009**

**Indianara Lima Silva**

**Do Grande Elétron aos Quanta de Luz:  
Arthur Holly Compton e a Física dos Raios X e  $\gamma$**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino, Filosofia e História das Ciências da Universidade Federal da Bahia e da Universidade Estadual de Feira de Santana como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre.

Orientador: Prof. Dr. Olival Freire Junior

Co-orientadora: Profa. Dra. Ana Paula Bispo da Silva

Salvador, 2009

S586 Silva, Indianara Lima

Do grande elétron aos quanta de luz: Arthur Holly Compton e a física dos raios X e  $\gamma$  /  
Indianara Lima Silva. - 2009.

102 f. : il.

Orientador: Prof. Dr. Olival Freire Junior.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal da Bahia. Universidade Estadual de Feira  
de Santana, 2009.

1. Compton, Arthur Holly, 1892-1962. 2. Física - Estudo e Ensino. 3. Física - História.  
I. Freire Junior, Olival. II. Universidade Federal da Bahia. III. Universidade Estadual de Feira  
de Santana IV. Título.

CDU – 537.531

**Indianara Lima Silva**

**Do Grande Elétron aos Quanta de Luz:  
Arthur Holly Compton e a Física dos Raios X e  $\gamma$**

**Comissão Examinadora**

---

Prof. Dr. Nelson Studart Filho  
Doutor em Física, Universidade de São Paulo  
Universidade Federal de São Carlos

---

Prof. Dr. Aurino Ribeiro Filho  
Doutor em Física Teórica, University of Essex  
Universidade Federal da Bahia

---

Prof. Dr. Olival Freire Junior  
Doutor em História Social, Universidade de São Paulo  
Universidade Federal da Bahia

---

Profa. Dra. Ana Paula Bispo da Silva  
Doutora em Ciências, Universidade de Campinas  
Universidade Estadual da Paraíba

Salvador, 2009

*À minha família, sem cujo incentivo esta história ainda  
estaria inacabada.*

*À minha tia, Iracema, in memoriam.*

## **AGRADECIMENTOS**

Aos meus pais, Iraci e Severino, por terem sido importantíssimos na minha formação, e à minha família pela dedicação e apoio naqueles momentos em que a inspiração faltava. A Sandro pelo incentivo dado no decorrer desta jornada.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Olival Freire, por todo o empenho, a sabedoria e a competência demonstrados no desenvolvimento desta dissertação.

À Profa. Dra. Ana Paula Bispo pela orientação e incentivo à pesquisa em História da Ciência.

Aos professores André Mattedi, Aurino Ribeiro e Dionicarlos Vasconcelos pelas sugestões e comentários realizados durante a qualificação.

A todos os professores do Programa de Pós-Graduação em Ensino, Filosofia e História das Ciências, em especial, a Maria Cristina Penido, a Charbel El-Hani, a João Carlos Salles, a José Luís Silva, e a Maria Conceição Oki.

A Mayane pelo incentivo, e pela amizade construída durante esta caminhada.

Aos amigos e colegas que contribuíram para a elaboração deste trabalho através de sugestões, palavras de incentivo e carinho, em especial, aos do LACIC – Laboratório Ciência como Cultura, a Jebson Fábio, a Rafaela Santos, a Alana Xavier, a Karine dos Santos e a Madaya Aguiar.

A Lene e a Marli pelo auxílio nas questões burocráticas.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES-Demanda Social) pela bolsa concedida para a realização desta investigação.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio a essa pesquisa.

## RESUMO

A figura de Arthur Holly Compton geralmente é concebida como um dos pais fundadores da mecânica quântica devido à sua formulação quântica para explicar o processo de interação entre a radiação de alta frequência e a matéria. Todavia, a história de Compton evidencia-nos um personagem que destoa da imagem de um físico interessado no desenvolvimento da teoria quântica. De fato, o seu interesse e a sua motivação, de 1917 a 1922, estavam relacionados com o uso da física clássica para o estudo do espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria. A descoberta do efeito Compton foi o resultado obtido por um físico clássico que relutava em aceitar o *quantum* de radiação. O objetivo desta investigação é, portanto, destacar a imagem de um físico clássico que estava inserido em um programa de pesquisa bem definido, a física dos raios X e  $\gamma$ , a partir do qual ele contribuiu tanto para o desenvolvimento dessa área de pesquisa quanto para a construção da mecânica quântica. Nós discutiremos, neste trabalho, desde a hipótese do grande elétron até a abordagem quântica construída por Compton para explicar o processo de espalhamento da radiação X e  $\gamma$  pela matéria.

**Palavras-chaves:** Arthur Holly Compton, Física Clássica, Espalhamento dos Raios X e  $\gamma$ , Teoria Quântica, História da Física, História da Ciência, Ensino de Física.

## ABSTRACT

Arthur Holly Compton's persona is usually conceived as one of the founder fathers of the quantum mechanics due to his quantum formulation to explain the process of interaction between the high-frequency radiation and matter. Nevertheless, the Compton's history revealed a character that disagrees of the physicist's image interested in the development of the quantum mechanics. In fact, his interest and motivation, from 1917 to 1922, were associated with the use of classical physics to deal with X and  $\gamma$  rays. The discovery of the Compton Effect was the result obtained by a classical physicist who was loath in accepting the *quantum* of radiation. Our objective is therefore emphasizing the image of a classical physicist who was inserted in a research program well definite, X and  $\gamma$  rays physics, from which he contributed both to the development of this research area and to the construction of the quantum mechanics. We discuss in this work from the hypothesis of the large electron to the quantum approach developed by Compton to explain the X and  $\gamma$  radiation scattering processes.

**Keywords:** Arthur Holly Compton, Classical Physics, X and  $\gamma$  Rays Scattering, Quantum Theory, History of Physics, History of Science, Teaching of Physics.

## SUMÁRIO

<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
<b>CAPÍTULO I - ARTHUR HOLLY COMPTON E O SEU ITINERÁRIO CIENTÍFICO PARA EXPLICAR CLASSICAMENTE O ESPALHAMENTO DOS RAIOS X E <math>\Gamma</math> PELA MATÉRIA .....</b>	<b>11</b>
APRESENTAÇÃO.....	11
<b>PARTE I - EIS A SOLUÇÃO PARA OS PROBLEMAS: “O TAMANHO E A FORMA DO ELÉTRON” .....</b>	<b>15</b>
1.0 O grande elétron e o espalhamento da radiação de alta frequência.....	15
1.1 O algoritmo de Compton para o coeficiente de absorção total .....	31
1.2 O grande elétron anelar: o fim de uma hipótese promissora .....	37
1.2.1 O trabalho de Compton no laboratório Cavendish (1919-1920).....	39
1.2.3 Um novo modelo de elétron .....	43
<b>PARTE II - A TRANSIÇÃO: DO CLÁSSICO PARA O SEMI-QUÂNTICO .....</b>	<b>48</b>
2.1 As primeiras observações de Compton .....	48
2.2 O impasse teórico e experimental: Compton versus Gray .....	51
2.3 Compton e a sua abordagem semi-quântica: episódio I .....	54
2.4 Compton e a sua abordagem semi-quântica: episódio II.....	58
2.4.1 Compton duvida do seu modelo do grande elétron.....	58
2.4.2 “O amolecimento dos raios secundários” .....	61
2.5 A natureza da radiação X: ondas ou corpúsculos? .....	65
<b>CONCLUSÃO.....</b>	<b>68</b>
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>71</b>
<b>CAPÍTULO II - A DESCOBERTA DO EFEITO COMPTON .....</b>	<b>75</b>
APRESENTAÇÃO.....	75

3.0 “UMA TEORIA QUÂNTICA DO ESPALHAMENTO DOS RAIOS X POR ELEMENTOS LEVES” .....	76
3.1 Efeito Compton-Debye? .....	86
3.2 A contribuição “esquecida” de Jauncey para a descoberta do efeito Compton.....	87
3.3 A Repercussão .....	90
3.3.1 Nos Estados Unidos: uma controvérsia.....	90
3.3.2 Na Europa: uma explicação semi-clássica do efeito Compton .....	92
EPÍLOGO .....	96
REFERÊNCIAS .....	98

## Introdução

A imagem pública de Arthur Holly Compton (1892-1962) sempre está associada à sua contribuição para o desenvolvimento da velha mecânica quântica devido à sua descoberta do efeito Compton que lhe rendera o Prêmio Nobel de Física de 1927<sup>1</sup>. De fato, tal descoberta foi uma forte evidência experimental acerca da natureza corpuscular da radiação. Não obstante, a reconstrução da biografia intelectual de Compton, mostrou-nos um personagem que destoa da imagem de um físico quântico, um dos “pais fundadores da teoria quântica”. De 1916 a 1922, o interesse e a motivação de Compton referiam-se ao uso da física clássica para tratar o espalhamento da radiação de alta frequência pela matéria. Neste sentido, a cultura científica na qual o nosso personagem estava inserido era o estudo dos raios X e  $\gamma$ , e não aquela da construção da teoria quântica. A ideia de que Compton estava interessado em um campo de investigação diferente daquele destinado à discussão do desenvolvimento da teoria quântica pode ser ilustrada a partir da seguinte frase de Samuel K. Allison (1962, p. 796), “ele [Compton] não se juntou as peregrinações da década de 1920 a Göttingen ou Copenhague, meramente parando nessas cidades incidentalmente em uma turnê européia”. A sua abordagem quântica para explicar o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$  foi fruto de um longo período no qual Compton relutava em aceitar a teoria quântica, enquanto isso, ele utilizava modelos e teorias clássicas para fundamentar as suas conjecturas.

A sua contribuição à física dos raios X e  $\gamma$  foi sendo esquecida face à imagem de um físico quântico. De fato, nas obras dos historiadores da ciência, Sánchez Ron (2007, p. 357), Michel Paty (2003, p. 28 e p. 80) e Helge Kragh (1999, p. 161), Compton não é mencionado como um dos protagonistas nas pesquisas sobre os raios X e  $\gamma$ , sendo incluído apenas quando os autores referem-se à história da construção da teoria quântica. Isso faz-nos pensar que o nosso personagem sempre estivera preocupado com o desenvolvimento da física quântica. Todavia, outros historiadores têm sido mais atentos à especificidade da prática científica de Compton. O historiador J. L. Heilbron (2003), enquanto escrevia o seu verbete sobre os raios X, mencionou a contribuição de Compton para a pesquisa nessa área, e consequentemente, para a teoria quântica. A abordagem do efeito Compton escrita pelos historiadores japoneses, Taketani & Nagasaki (2001), é um exemplo de como esse efeito poderia ser discutido. Os

---

<sup>1</sup> Compton dividiu o Prêmio Nobel com Charles T. R. Wilson (1869-1959). Wilson descobriu um método capaz de fazer com que as trajetórias das partículas carregadas eletricamente se tornassem visíveis a partir da condensação de vapores. Para mais detalhes, ver [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1927/](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1927/).

autores inicialmente mencionam a hipótese do grande elétron proposta por Compton, e em seguida, discutem a sua abordagem quântica. No caso do historiador Stuewer (1975), embora o título do seu livro valorize apenas a contribuição para a teoria quântica, ele analisou, de fato, todo o programa de pesquisa desenvolvido por Compton antes da sua abordagem quântica para o fenômeno do espalhamento.

As principais contribuições de Compton à física dos raios X e  $\gamma$  foram a descoberta da reflexão interna total dos raios X em 1922, o estudo sobre a distribuição dos elétrons nos átomos pelos métodos de difração, e obviamente, o efeito Compton (ALLISON, 1962, p. 795). No início da década de 1930, Compton modificou a sua linha de pesquisa para os raios cósmicos, e a sua contribuição foi estabelecer que a intensidade desses raios dependia da latitude e da altitude (SHANKLAND, 2007, p. 515).

A finalidade desta investigação é, portanto, contribuir para a construção de uma visão mais realista das contribuições de Arthur Compton a partir da análise do seu programa de pesquisa desenvolvido para explicar o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria. A imagem de Compton, que aparecerá, neste trabalho, é a de um físico interessado, de 1916 a 1922, na utilização da física clássica para estudar os raios X e  $\gamma$ , e que eventualmente, colaborou para o desenvolvimento da teoria quântica.

Esse estudo torna-se relevante por duas razões. Uma no que diz respeito à contribuição dessa abordagem histórica para a literatura em língua portuguesa já que existem poucos artigos que contemplem uma sistematização das ideias de Compton, desde as suas acepções clássicas à quântica, a partir de obras originais<sup>2</sup>. A outra razão refere-se à implicação desse episódio para o ensino de física. A história do efeito Compton poderia propiciar condições para que os alunos compreendam “a vasta crônica de ideias e conceitos em mutação e teorias novas e por vezes radicais a que o homem tem de se adaptar repetidamente ao longo da sua história intelectual” (LEWIS, 1976, p. 208), e consequentemente, contribuiria para o melhor entendimento da natureza da ciência uma vez que “a história permite uma compreensão mais profícua do método científico e apresenta os padrões de mudança na metodologia vigente” (MATTHEWS, 1995, p. 7).

---

<sup>2</sup> Após uma revisão bibliográfica, verificamos que, de fato, as revistas da Sociedade Brasileira de História da Ciência, o Caderno Brasileiro de Ensino Física, a revista Ciência & Educação, e a revista Investigações em Ensino de Ciências não publicaram artigos relacionados com as conjecturas desenvolvidas por Compton antes da sua descoberta do efeito Compton. Entretanto, há um artigo publicado na Revista Brasileira de Ensino de Física. Nesse artigo, o autor elaborou uma síntese da história do efeito Compton na qual ele abordou com maior ênfase a abordagem quântica utilizada pelo nosso personagem para explicar o espalhamento da radiação X e  $\gamma$  pela matéria. Os modelos clássicos foram citados, mas, não de maneira aprofundada (BARRANCO, 1988).

Alguns livros didáticos<sup>3</sup>, por exemplo, os quais são comumente utilizados na formação de professores de física e de físicos, abordam o efeito Compton somente como uma mera aplicação das ideias de Einstein sobre o *quantum* de luz e como algo que foi “descoberto” apenas experimentalmente em 1923. Esse reducionismo contido nos livros-textos apenas transcreve o resultado final do conhecimento, não há uma valorização das conjecturas, dos erros e acertos, das limitações das primeiras abordagens clássicas e dos resultados experimentais obtidos por Compton, nem tampouco do gradual desenvolvimento das suas ideias. Além disso, não há indícios históricos que confirmem uma influência direta das ideias de Einstein na formulação quântica proposta por Compton. Realmente, “não existe uma indicação de que, em particular, Compton em algum momento leu o trabalho do quantum de luz de Einstein de 1905. De fato, Compton também não citou o trabalho de Einstein em seu próprio trabalho de 1923, nem mesmo mencionou o nome de Einstein nele” (STUEWER, 2000, p. 986). .

### O mundo-da-vida<sup>4</sup> de Arthur Compton

Desde 1916, o interesse de Compton consistia em estudar a difração e o espalhamento dos raios X pela matéria (SHANKLAND, 2007, p. 511). Nos anos seguintes, ele também estendeu o seu estudo aos raios  $\gamma$ . A partir de 1930, Compton iniciou um programa de investigação destinado aos estudos dos raios cósmicos no qual ele organizou e dirigiu diversas expedições para diferentes lugares. Em 1941, Compton visitou o Brasil, Rio de Janeiro. Parece-nos que o objetivo dessa viagem, além de seu interesse em determinar a intensidade dos raios cósmicos em diferentes latitudes e longitudes, também seria parte de uma iniciativa dos Estados Unidos em estabelecer relações científicas com a América do Sul (GREIFF, 2009).

O advento da II Guerra Mundial modificou a forma pela qual a física desenvolveria-se o que acabou influenciando o programa de pesquisa seguido por Compton. O seu interesse, em meados de 1941, estava agora relacionado ao problema do urânio, e não

<sup>3</sup> NUSSENZVEIG, M. H. **Curso de Física Básica 4: ótica, relatividade e física moderna.** 1<sup>a</sup> Ed. São Paulo: Editora Edgard Blüche LTDA, 1998; TIPLER, P. A.; LLEWELLYN, R. A. **Física Moderna.** 3<sup>a</sup> Ed. Rio de Janeiro: L.T.C., 2006; HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentos de Física 4: óptica e física moderna.** 7<sup>a</sup> Ed. Rio de Janeiro: L.T.C., 2007.

<sup>4</sup> Essa expressão foi retirada de um capítulo de livro publicado por Timothy Lenoir (2003), intitulado “Razão prática e a construção do conhecimento: o mundo-da-vida de Haber-Bosch”. O autor elaborou uma concepção pragmatista da produção do conhecimento a partir da discussão das ideias de três filósofos e cientistas, William James, Felix Klein e Edmund Husserl.

mais aos estudos acerca dos raios cósmicos. Ele tornou-se presidente da comissão do urânio da Academia Nacional de Ciências, e “apresentou um relatório sobre o potencial militar da energia atômica” no qual Compton descreveu “as possibilidades tanto científicas quanto tecnológicas” (SHANKLAND, 2007, p. 515). O trabalho de Compton em conjunto com o de O. Lawrence foi de extrema importância para a elaboração do Projeto Manhattan, nos Estados Unidos, o que conduziu à produção da primeira bomba atômica. Ele também foi essencial para a criação de laboratórios importantes como Palos Park e Clinton Engineer Works, e na implantação do reator de produção de plutônio em Hanford, Washington. Após a II Guerra Mundial, Compton dedicou-se quase exclusivamente à carreira administrativa, o que surpreendeu os seus colegas físicos. Ele tornou-se chanceler da Universidade de Washington em Saint Louis, MO, onde se aposentou. Esse trabalho de Compton trouxe muitas melhorias e grandes avanços à instituição (SHANKLAND, 2007, p. 516).

Todo esse percurso trilhado pelo nosso personagem, como físico teórico-experimental, professor, incentivador das relações científicas com a América Latina, participante ativo do Projeto Manhattan e a sua carreira político-administrativa, pode-nos ajudar a compreender o contexto da física norte-americana na primeira metade do século. Trata-se do período no qual a física nos EUA transitou de uma posição subalterna, face à física européia, para a posição hegemônica que ela adotaria a partir da Segunda Guerra. O historiador John Heilbron desde 1975, enquanto ele escrevia uma resenha acerca do livro do Roger Stuewer – *The Compton Effect: Turning Point in Physics* (1975) e do livro de Robert Shankland – *Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Rays and Other Studies* (1973), apontou para a necessidade de se construir uma biografia intelectual de Arthur Holly Compton. Conforme Heilbron, “uma boa biografia intelectual do terceiro Nobel Americano em física seria muito bem vindas e instrutiva” (p. 711). Até os dias atuais, essa biografia intelectual configura-se como uma lacuna na história da física do século XX<sup>5</sup>.

Em seu livro, Stuewer optou, por exemplo, por escrever uma história conceitual do efeito Compton, isto é, uma história somente de ideias, “não de um homem e de instituições” (HEILBRON, 1975, p. 711). Essa abordagem não incluiu a influência das melhorias dos instrumentos, e a precisão dos aparelhos no desenvolvimento das formulações feitas por

---

<sup>5</sup> Entre a defesa e a entrega da dissertação, eu consultei os *Arthur Holly Compton Personal Papers* depositados na *Washington University* em Saint Louis, MO, e os *Archives for the History of Quantum Physics* (AHQP) depositados no *American Institute of Physics* (AIP) em Washington, DC. No entanto, na tentativa de manter a mesma versão da dissertação submetida à banca, os resultados obtidos através desses estágios de pesquisa serão publicados nos artigos posteriores.

Compton (*ibid.*). Além disso, a sua análise histórica apenas refere-se à primeira fase do programa de pesquisa desenvolvido por Compton, ou seja, aos estudos acerca do espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria, não descrevendo a contribuição de Compton para as pesquisas sobre os raios cósmicos.

### **O *background* do efeito Compton: a física dos raios X e $\gamma$ <sup>6</sup>**

Após ter conhecimento da descoberta dos raios X realizada por Wilhelm Conrad Röntgen (1845-1923)<sup>7</sup>, os físicos a reconheceram como um “tônico de uma ciência estagnada”. Os raios X desafiam a teoria, instigaram experimentos, causaram uma sensação pública, e forneceram aos médicos uma ferramenta de diagnóstico sem precedentes.

Os raios X recusaram-se facilmente a uma classificação dentro das categorias disponíveis. Eles não eram defletidos por campos elétricos ou magnéticos, e logo, não estavam dentre as partículas carregadas. Eles não poderiam ser refletidos ou refratados, falhando no teste para uma forma de luz. Muitos físicos supuseram que a radiação X seria uma forma peculiar de radiação eletromagnética. No entanto, as peculiaridades dos raios X incluíam um comportamento diferente do de uma onda. Conforme mencionado pelo físico inglês, William Henry Bragg (1862-1942), um raio X poderia fornecer a um elétron uma energia quase tão grande quanto tinha recebido na criação do raio. Mas, se fosse onda, o raio deveria propagar-se a partir do seu ponto de origem, difundindo a sua energia.

Então, surgiu o seguinte problema: “Como a energia original total poderia reagrupar-se quando uma pequena seção da frente de onda encontrava o elétron?” Essa dificuldade ficou mais acentuada quando Max von Laue<sup>8</sup>, em 1912, mostrou que um cristal pode refratar raios X, e em 1913, Bragg e o seu filho William Lawrence Bragg<sup>9</sup>, e um estudante em Cambridge, mostraram que um cristal pode refletir raios X. Neste caso, a misteriosa radiação X parecia ter propriedades características de uma onda e de uma partícula.

---

<sup>6</sup> Essa seção foi baseada no verbete, *X-rays*, escrito por J. L. Heilbron (2003). Uma análise história mais minuciosa das discussões sobre os raios X e  $\gamma$  foi feita por Bruce R. Wheaton no seu livro, *The tiger and the shark: empirical roots of wave-particle dualism*, em 1983.

<sup>7</sup> Röntgen recebeu o primeiro Prêmio Nobel de Física, em 1901, pela sua descoberta dos raios X. Para uma descrição mais minuciosa dessa história, ver Wheaton (1983, p. 15-67).

<sup>8</sup> Prêmio Nobel de Física, em 1915, pela descoberta da difração dos raios X (KRAUGH, 1999, p. 434).

<sup>9</sup> Em 1915, W. H. Bragg e W. L. Bragg receberam o Prêmio Nobel de Física pelo estudo da estrutura cristalina (*ibid.*).

Os físicos, inicialmente, não se preocuparam com as propriedades que conflitavam com o modelo ondulatório o qual havia sido confirmado pelos experimentos de difração. A partir do modelo ondulatório tornaram-se possíveis as investigações da estrutura cristalina, cujos precursores foram os Braggs, como também, foi possível determinar as frequências da radiação X característica emitida pelos elementos. Tais raios indicavam o lugar dentro do átomo onde o elétron estava envolvido na emissão de uma dada linha final. O estudo da radiação característica contribuiu para a análise da estrutura atômica. Niels Bohr, por exemplo, utilizou sistematicamente, em 1922, os dados de espectroscopia de raios X para determinar os números quânticos dos elétrons atômicos. Neste ano, o problema da natureza dos raios X ressurgiu com a descoberta de Compton a partir da qual a radiação comportava-se como pequenas partículas, o *quantum* de radiação.

A partir de então, muitas pesquisas foram desenvolvidas, e ao longo do século, a radiação X tem apresentado muitas aplicações em várias áreas do conhecimento, tal como na física nuclear, a partir da análise das transformações nucleares, os raios X também ajudaram na especificação dos baixos níveis de energia, na química, através do uso do espectro da radiação X característica análise de amostras de materiais.

Na medicina, os raios X converteram-se em instrumento de diagnóstico e de terapia, sendo utilizados no tratamento de tumores e de cânceres.

## Metodologia

Nesta investigação, realizamos uma análise histórica conceitual das ideias formuladas por Compton usando os seus artigos originais e a literatura secundária. Deste modo, a narrativa construída foi o resultado de um diálogo entre essas duas fontes, o que contribuiu para o entendimento dos conceitos físicos e da história do empreendimento científico do nosso protagonista. Enfim, tentamos compreender os principais problemas e as soluções propostas por Compton e pelos outros personagens de acordo com a época em estudo, evitando, portanto, o anacronismo. É importante ressaltar que não iremos discutir a história dos instrumentos utilizados no programa de pesquisa desenvolvido por Compton, mas sim, analisar o modo pelo qual ele construía as suas hipóteses, e interpretava os seus resultados experimentais. Também não derivamos as equações subjacentes à sua investigação, mas verificamos a consistência das equações com as teorias e conjecturas envolvidas bem como com os dados numéricos dos resultados experimentais.

Para o desenvolvimento deste estudo, utilizamos os seguintes artigos originais publicados por Compton: *The Size and Shape of the Electron* (1918a, 1918b), *The Size and Shape of the Electron: I. The Scattering of High Frequency Radiation* (1919a), *The Size and Shape of the Electron: II. The Absorption of High Frequency Radiation* (1919b), *The Absorption of Gamma Rays by Magnetized Iron* (1921a), *The Wave-Length of Hard Gamma Rays* (1921b), *The Magnetic Electron* (1921c), *The Elementary Particle of Positive Electricity* (1921d), *Classical Electrodynamics and the Dissipation of X-Ray Energy* (1921e), *Secondary High Frequency Radiation* (1921f), *The Softening of Secondary X-rays* (1921g), *The Spectrum of Secondary X-Rays* (1922a), *Secondary radiations produced by X-rays, and some of their applications to physical problems* (1922b), *The Polarization of Secondary X-Rays* (1921) com C. F. Hagenow, *A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements* (1923). Além disso, utilizamos o artigo original escrito por N. Bohr, H. A. Kramers e J. C. Slater, intitulado *The quantum theory of radiation* (1924).

A obra de referência na literatura secundária quando se trata da história do efeito Compton é o livro publicado por Roger H. Stuewer, um renomado historiador da ciência e da física. Atualmente, ele é professor emérito da Universidade de Minnesota, a sua atual linha de pesquisa é estudar a história da física moderna, especialmente, a história da física nuclear e a evolução dos modelos nucleares entre a primeira e a segunda guerra mundial dentro do seu contexto institucional, político e social. Stuewer também é o editor chefe da influente revista histórica e cultural *Physics in Perspective*. Em seu livro, publicado em 1975, o autor analisou em detalhe todo o programa de pesquisa desenvolvido por Compton para estudar o espalhamento dos raios X pela matéria desde as suas abordagens clássicas até a sua explicação quântica para esse fenômeno. Trata-se de uma obra internalista da ciência. O livro de Stuewer é de uma excelente qualidade historiográfica por ele ter utilizado os “notebooks” de pesquisa de Compton, as obras originais dele e de outros autores, e as correspondências.

Outro livro importante utilizado neste estudo foi o editado por Robert S. Shankland em 1973, *Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Rays and Other Studies*, no qual ele selecionou os principais artigos publicados por Compton sobre os raios X e  $\gamma$ . Esse livro tornou-se uma fonte de pesquisa “a partir da qual se pode aprender não apenas física, mas como fazer física” (HEILBRON, 1973, p. 511). Stuewer fez todo o seu estudo a partir dos artigos originais contidos neste livro. A introdução do livro também foi escrita por Shankland na qual ele destacou alguns dados biográficos sobre Compton e a sua família, assim como, os seus interesses e motivações. Também foi utilizada a versão publicada em português do

Dicionário de Biografias Científicas (2007) no qual Shankland escreveu um verbete sobre Arthur Compton.

Além dessas fontes secundárias, utilizamos os seguintes livros os quais também elaboraram uma história interna do efeito Compton: *The conceptual development of quantum mechanics* (Max Jammer, 1966); *Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century* (Helge Kragh, 1999); *The tiger and the shark. Empirical roots of wave-particle dualism* (Bruce R. Wheaton, 1983); *The historical development of quantum theory* (Jagdish Mehra e Helmut Rechenberg, 1982, vol. I). Também foram usados os artigos, *The Compton Effect: Transition to quantum mechanics* (2000) e *Historical Surprises* (2006), publicados por Roger Stuewer; o artigo, *G. E. M. Jauncey and the Compton Effect* (2002), escrito por J. Jenkin; e o trabalho, *Quantum Theory and Structure Atomic 1900-1927* (2003), publicado por Olivier Darrigol. Também se utilizou como fonte de pesquisa o livro-texto, *X-Rays in Theory and Experiment* (1935), escrito por A. H. Compton e S. K. Allison.

## Descrição dos capítulos

O capítulo I foi dividido em duas partes. Na parte I, discutimos a primeira abordagem clássica, a hipótese do grande elétron, desenvolvida por Compton para explicar o espalhamento e a absorção da radiação de alta frequência. Em seguida, destacamos as limitações dessa hipótese como compreendidas à época pelo próprio Compton, e as críticas enfrentadas pelo seu modelo de grande elétron. A parte II foi destinada à análise do seu compromisso semi-quântico no qual Compton desenvolveu novas conjecturas, tal como a ideia de um novo tipo de radiação fluorescente, e sugeriu uma formulação semi-quântica para explicar o processo de interação da radiação com a matéria. Nesta seção, também discutimos as reflexões de Compton acerca da natureza da radiação.

Neste capítulo, empregamos duas caracterizações distintas para a radiação de alta frequência – *raios X moles ou duros*, e *raios X curtos ou longos*. Quando os raios X foram descobertos a sua natureza era totalmente desconhecida, o único aspecto conhecido era que eles se diferenciavam pelo poder de penetração. Então, aquela radiação que possuía um pequeno poder de penetração foi denominada de raios X moles, e raios X duros aquele feixe que, ao contrário, possuía um grande poder de penetração. No entanto, com o estabelecimento da natureza ondulatória dos raios X, a partir dos trabalhos de von Laue em 1912, outra adjetivação surgiu para a radiação: raios X curtos ou longos, sendo que o raio X curto é o

feixe que possui um pequeno comprimento de onda, logo uma frequência elevada, uma energia maior e um poder de penetração também maior, o equivalente, portanto, dos raios X duros, enquanto o raio X longo possui um grande comprimento de onda, e assim por diante. Neste trabalho, resolvemos preservar essas duas especificações já que o próprio Compton o faz em seus artigos.

No capítulo II, analisamos a abordagem quântica construída por Compton para explicar o fenômeno do espalhamento, e ressaltamos a contribuição do seu colega de departamento, G. Jauncey, nessa formulação. Além disso, discutimos a recepção da descoberta do efeito Compton na comunidade científica norte-americana, que culminou na controvérsia Compton-Duane, e na europeia onde emergiu uma nova abordagem para explicar o efeito Compton de forma semi-clássica, e o papel proeminente do experimento realizado por Bothe e Geiger. O capítulo é finalizado com um epílogo sobre a fortuna na história da física no século XX da noção de corpúsculo de radiação eletromagnética.

## Referências

- ALLISON, S. K. Arthur Holly Compton, Research Physicist. **Science**, vol. 138, p. 794-797, 1962.
- BARRANCO, A. V. Alguns aspectos históricos do efeito Compton. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, vol. 10, 1988, pp. 116-129.
- GREIFF, Alexis de. **The technical and scientific activities of the Office of Inter American Affairs (1940-1946)**, 23rd International Congress of History of Science, Budapest, 28 July – 2nd August, 2009.
- HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentos de Física 4: óptica e física moderna**. 7<sup>a</sup> Ed. Rio de Janeiro: L.T.C., 2007.
- HEILBRON, J. L. Book Reviews: Arthur Holly Compton's work. **Science**, vol. 189, p. 711, 1975.
- \_\_\_\_\_. X Rays. In: \_\_\_\_\_. (Ed.) **The Oxford Companion to the History of Modern Science**. New York: Oxford University Press, p. 835-836, 2003.

- KRAGH, H. Quantum Jumps. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century**. Princeton: Princeton University Press, p. 153-173, 1999.
- \_\_\_\_\_. Nobel Physics. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century**. Princeton: Princeton University Press, p. 427-439, 1999.
- LENOIR, T. Razão prática e a construção do conhecimento: o mundo-da-vida de Haber-Boch. In: **Instituindo a ciência: a produção cultural das disciplinas científicas**. Ed. Unisinos, 2003, p. 256-298.
- LEWIS, J. L. História da Ciência e seu lugar num curso de Física. In: \_\_\_\_\_. **O ensino da Física escolar I**. Tradução: Eduardo Saló. São Paulo: Livraria Martins Fontes, p. 201-222, 1976.
- MATTHEWS, Michael R. História, filosofia e ensino de ciências: a tendência atual de reaproximação. **Caderno Catarinense de Ensino de Física**, Vol. 12, nº 3, p. 164-214, 1995.
- NUSSENZVEIG, M. H. **Curso de Física Básica 4: ótica, relatividade e física moderna**. 1<sup>a</sup> Ed. São Paulo: Editora Edgard Blüche LTDA, 1998.
- PATY, M. 2003. **La physique du XXe siècle**. Paris: EDP Sciences. Trad. em português pela Editora Ideias e Letras, São Paulo, 2008.
- RON, J. M. S. **El poder de la ciencia – Historia social, política y económica de La ciencia (siglos XIX y XX)**, Barcelona: Crítica, 2007.
- SHANKLAND, R. S. **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Rays and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, 1973.
- \_\_\_\_\_. **Arthur Compton**. In: COULSTON, C. (org.). Tradução: Carlos Almeida Pereira et al. Rio de Janeiro: Contraponto, p. 510-516, 2007.
- STUEWER, R. H. The Compton Effect: Transition to quantum mechanics. **Annalen der Physik (Leipzig)**, n. 9, p. 975-989, 2000.
- \_\_\_\_\_. **The Compton Effect: Turning point in physics**. New York: Science History Publications, 1975.
- TAKETANI, M.; NAGASAKI, M. **The Formation and Logic of Quantum Mechanics: Vol. II. The Way to Quantum Mechanics**. New Jersey: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2001.
- TIPLER, P. A.; LLEWELLYN, R. A. **Física Moderna**. 3<sup>a</sup> Ed. Rio de Janeiro: L.T.C., 2006.

## CAPÍTULO I

### Arthur Holly Compton e o seu itinerário científico para explicar classicamente o espalhamento dos raios X e $\gamma$ pela matéria

#### Apresentação

O fato de que Compton recebera, em 1927, o prêmio Nobel de Física devido à sua explicação quântica para o processo de espalhamento dos raios X pela matéria, faz-nos pensar que ele sempre estivera interessado nos problemas subjacentes à velha mecânica quântica. Essa descoberta, entretanto, foi o resultado de seis anos de muita investigação teórico-experimental sob o alicerce da teoria clássica. Neste capítulo, pretende-se evidenciar um personagem, que destoa da imagem pública de Compton como um físico quântico, dedicado aos estudos clássicos acerca dos raios X e  $\gamma$ , e não à construção da mecânica quântica.

Para alcançar tal finalidade, destaca-se a cultura científica na qual Compton estava inserido a partir da análise, mais detalhada, de uma das abordagens clássicas desenvolvidas por ele para explicar o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria: a hipótese do grande elétron. Na seção 1, discute-se, portanto, o modo pelo qual “o tamanho e a forma do elétron” parecia resolver a discrepância observada entre as explicações baseadas na física clássica de Thomson e os dados de observação, e em seguida, destaca-se as razões pelas quais Compton abandonou a hipótese do grande elétron. Na seção 2, analisa-se a fase de transição do programa de pesquisa desenvolvido por Compton na qual ele adotou novas conjecturas e explicações semi-clássicas para descrever o processo de espalhamento da radiação X e  $\gamma$  pela matéria.

O interesse de Compton pelas pesquisas sobre a radiação X e  $\gamma$  e a teoria clássica que se iniciara em Princeton, Estados Unidos, “continuou durante todos os anos de sua investigação (SHANKLAND, 1973, p. xxvii). De fato, o título da palestra proferida por ele ao receber o Prêmio Nobel evidencia a cultura científica na qual ele estava inserido: *X-Rays as a Branch of Optics*. Os seus trabalhos sobre a reflexão, a refração, a difração de raios X, e a polarização também podem demonstrar o seu contínuo interesse pela natureza ondulatória dos raios X (*ibid.*).

Além disso, no livro *Scientific Papers of Arthur Holly Compton X-Rays and Other Studies*, publicado por Robert S. Shankland, dentre os 89 artigos publicados por Compton, entre 1913 a 1961, 52 têm o nome raios X no título. Essa contagem, todavia, está subestimada, já que há outros artigos referentes aos raios X, mas que não tem a especificação do nome no título. Compton também publicou dois livros sobre a física dos raios X. O primeiro publicado em 1926, *X-Rays and Electrons*, e o segundo foi escrito, a partir da necessidade de revisão do primeiro, em parceria com Samuel K. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment*, no ano de 1935. Esse livro tornou-se “um livro-texto padrão e trabalho de referência sobre os raios X” (SHANKLAND, 1973, p. xxvii)

Esses argumentos, enfim, corroboram a tese de que Compton era um físico norte-americano cujo campo de pesquisa estava concentrado nas discussões, baseadas na física clássica, relacionadas ao tratamento do espalhamento da radiação de alta frequência pela matéria, e não aos problemas com os quais a teoria quântica defrontava-se. Compton era, portanto, um homem dedicado aos estudos sobre os raios X e  $\gamma$  utilizando abordagens da física clássica, em particular, da eletrodinâmica para fundamentar as suas hipóteses.

### **Compton e a teoria clássica**

O interesse de Compton pela teoria clássica teve influência do seu irmão Karl Compton e do físico britânico prêmio Nobel Owen W. Richardson. Ademais, as suas atividades de pesquisa e as discussões ocorridas em Princeton também contribuíram para a “completa confiança na validade universal da eletrodinâmica clássica” adquirida por Compton (STUEWER, 1975, p. 97). Essa confiança na teoria clássica ficou mais acentuada, em 1914, quando Compton soubera da descoberta realizada por Max von Laue (1879-1960) (*ibid.*).

Laue recebeu, no mesmo ano, o Prêmio Nobel de Física “pela descoberta da difração dos raios X pela rede cristalina”<sup>10</sup>.

Conforme Wheaton (1983, p. 200), Laue pensava que um feixe de raios X talvez mostrasse efeitos de interferência se “um dispositivo adequado de difração pudesse ser encontrado”, e sugeriu que o efeito de interferência poderia ser observado a partir de uma “matriz regular de pontos”. O ensaio experimental foi realizado por Walther Friedrich e Paul Knipping no Instituto Sommerfeld para Física Teórica em Munique, Alemanha. As fotografias encontradas confirmaram a conjectura inicial de Laue, e tais resultados foram publicados em 1912. Inicialmente, a descoberta da interferência dos raios X não foi totalmente aceita pela comunidade científica em virtude das incertezas relacionadas à interpretação original de Laue. Todavia, em 1913, quase todos os físicos acreditavam que a difração de raios X por cristal havia evidenciado que os raios X e a luz ordinária eram equivalentes. Ou seja, os raios X consistiam de oscilações periódicas eletromagnéticas, tal como, a luz (WHEATON, 1983, p. 200). Um aspecto interessante, apontado por Wheaton (*ibid.*, p. 201), é que as pesquisas sobre os raios X aumentaram por um fator de três de 1911 a 1913.

Após ter conhecimento da recente descoberta de Laue, Compton (1914, p. 4 apud STUEWER, 1975, p. 97) ressaltou que ainda existiam outras hipóteses, tal como aquela defendida por W. H. Bragg que considerava os raios X como constituídos de corpúsculos, cada um contendo um par de partículas carregadas às quais se moviam com a velocidade da luz. Com essa hipótese, Bragg tentou explicar a dissimetria entre a radiação espalhada<sup>11</sup> incidente e aquela espalhada emergente quando um feixe de raios X atravessava a matéria. Compton destacou, no entanto, que Richardson havia mostrado que esse fenômeno era coerente com a teoria ondulatória dos raios X (COMPTON, 1914, p. 4 apud STUEWER, 1975, p. 98).

De fato, a descoberta da interferência dos raios X conduziu ao quase abandono da hipótese do *quantum* de luz. Até mesmo A. Einstein, nos anos seguintes, mostrara-se mais cauteloso ao trabalhar os problemas quânticos, não se referindo diretamente aos quanta de luz (MEHRA & RECHENBERG, 1982, vol. 1.2, pp. 514-115).

---

<sup>10</sup> Maiores detalhes, ver [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1914/laue-bio.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1914/laue-bio.html).

<sup>11</sup> “A radiação “espalhada” significava a radiação emitida pelos elétrons na matéria [...] devido às acelerações para as quais eles foram diretamente sujeitos pelos raios primários” (COMPTON, 1922b, p. 1 [331]).

No entanto, a explicação de Einstein para a variação do calor específico dos sólidos, a partir da hipótese do *quantum* de luz, parecia ser uma forte evidência a favor dessa hipótese (COMPTON, 1915, p. 377 [18]<sup>12</sup>). Mas, para Compton (1915, p. 377 [18]), seria necessário verificar se não havia outra explicação satisfatória para o problema do calor específico “que não envolvesse a concepção dos quanta”. Ele derivou, portanto, uma equação para o calor específico que dependia de uma temperatura crítica, e era independente da constante de M. Planck (STUEWER, 1975, p. 98).

No ano seguinte, Compton (1916, p. 341 [31]) realizou um estudo sobre a condutividade térmica dos sólidos no qual, mais uma vez, pode-se verificar o seu ceticismo diante da hipótese quântica. Após a sua análise, ele (*ibid.*, p. 348 [38]) concluiu que “para obter uma fórmula satisfatória para a condutividade térmica sob a base das hipóteses quânticas” seria necessário inserir determinadas “suposições improváveis”. Por fim, Compton (*ibid.*) declarou que o seu estudo era uma “evidência contra as hipóteses quânticas”.

Tais trabalhos realizados por Compton revelam-nos a sua forte incredulidade na teoria quântica, e consequentemente, a sua forte convicção na potencialidade da eletrodinâmica clássica. Essa hostilidade à mecânica quântica “não foi modificada nem com a visita de Rutherford a Princeton em torno de 1915, nem com o resultado das pesquisas de Compton na Universidade de Minnesota durante 1916-1917” (STUEWER, 1975, p. 98). De fato, Compton não dedicaria atenção à teoria quântica até o ano de 1921 (*ibid.*, p. 99).

---

<sup>12</sup> A paginação entre colchetes corresponde àquela do livro *Scientific Papers of Arthur Holly Compton* no qual Robert Shankland sistematizou, nessa obra, os artigos originais dedicados à física dos raios X e  $\gamma$  publicados por Compton entre 1913 a 1961.

## PARTE I

### **Eis a solução para os problemas: “O tamanho e a forma do elétron”**

Em 1918, Compton publicou, no *Journal of the Washington Academy of Science*, as suas primeiras considerações sobre *The Size and Shape of the Electron*. Esse trabalho preliminar foi estendido, e no ano seguinte, Compton publicou dois artigos, intitulados *The Size and Shape of the Electron: I. The Scattering of High Frequency Radiation* e *The Size and Shape of the Electron: II. The Absorption of High Frequency Radiation*, na *Physical Review*, nos quais ele realizou uma análise mais minuciosa dos problemas relacionados com a teoria clássica, e, sobretudo, das suas limitações perante os resultados experimentais, destacando como a hipótese do grande elétron poderia solucionar aqueles problemas.

No período em que Compton publicou esses dois artigos, 1919, ele exercia a função de engenheiro pesquisador na *Lamp Division of the Westinghouse Electric and Manufacturing Company* na Pensilvânia, Estados Unidos. A seguir, apresenta-se as principais características subjacentes à hipótese do grande elétron.

#### **1.0 O grande elétron e o espalhamento da radiação de alta frequência**

A teoria comumente empregada para explicar o espalhamento da radiação X pela matéria era aquela desenvolvida por J. J. Thomson (1856-1940). Para a teoria do espalhamento de Thomson, o elétron era uma partícula pontual de carga elétrica elementar negativa em interação com os campos elétricos e magnéticos da radiação. Neste período, no entanto, surgiram dois resultados experimentais os quais pareciam inconciliáveis com a teoria do espalhamento de Thomson.

O primeiro problema estava relacionado com o valor experimental obtido para o coeficiente de absorção<sup>13</sup> da radiação de alta frequência. Segundo a teoria clássica, o valor teórico desse coeficiente nunca deveria ultrapassar um valor inferior a 0.118 para o caso do alumínio. No entanto, os experimentos com raios X duros<sup>14</sup> realizados por C. G. Barkla (1877-1944) e aqueles com raios  $\gamma$  duros feitos por M. Ishino encontraram, de fato, um valor de 0.045 para o coeficiente de absorção do alumínio (COMPTON, 1918a, p. 330).

O segundo problema referia-se a dissimetria observada entre a intensidade do feixe incidente espalhado e a do emergente<sup>15</sup> quando um feixe de raios X atravessava uma fina placa. Todavia, “a radiação espalhada por raios muito duros deveria, pela teoria clássica, ser igualmente intensa sobre as faces incidente e emergente de uma placa através da qual os raios atravessam” (*ibid.*).

### ***Primeiro problema: explicação de Compton***

A partir da conjectura de que o elétron pode ser concebido como uma carga elétrica pontual, a teoria de Thomson propõe que a relação entre a energia da radiação

---

<sup>13</sup> Os raios X são muito mais fortemente absorvidos por algumas substâncias do que por outras (COMPTON & ALLISON, 1935, p. 9). Para mensurar o quanto uma substância absorve energia do feixe incidente, é necessário definir o coeficiente de absorção. Suponha que a fração  $dI/I$  da intensidade  $I$  de um feixe de raios X é absorvida quando atravessa uma fina camada de matéria de espessura  $dx$ , então,  $\frac{dI}{I} = -\mu dx$ , onde  $\mu$  é um fator de proporcionalidade, e o sinal negativo representa um decréscimo na intensidade. O fator  $\mu$  é uma constante, isto é, independe de  $x$ , mas isso é válido apenas para alguns casos especiais. Resolvendo a integral, obtém-se  $I = I_0 e^{-\mu x}$ , sendo que  $I_0$  representa a intensidade dos raios quando  $x$  é igual a zero, e  $I$ , a intensidade dos raios após atravessarem a matéria de espessura  $x$  (*ibid.*). O fator  $\mu_l = -dI/I dx$  refere-se ao coeficiente de absorção, ou seja, a quantidade de energia perdida por unidade de percurso para o meio absorvente. Caso se deseje conhecer a quantidade de energia absorvida por unidade de massa da substância, então, utiliza-se o coeficiente de absorção de massa, dado por  $\mu_m = \mu/\rho$ , em que  $\rho$  é a densidade do material. Esse coeficiente fornece-nos a característica da substância absorvente (*ibid.*, p. 10). Também se pode comparar a quantidade de energia absorvida por cada átomo de um material, neste caso, tem-se o coeficiente de absorção atômico,  $\mu_a = \mu_l/n$ , onde  $n$  é o número de átomos por  $cm$  (*ibid.*). O coeficiente de absorção depende de dois fatores: o potencial aplicado ao tubo de raios X e o número atômico do anteparo absorvente (*ibid.*, p. 11). Mais detalhes, ver *Encyclopaedic Dictionary of Physics* (1962, pp. 785-789).

<sup>14</sup> Raio X duro é um termo qualitativo utilizado, quando ainda não se conhecia a natureza dos raios X, para especificar o mais penetrante tipo de radiação X, enquanto que raio X mole é usado para descrever o menos penetrante.

<sup>15</sup> Em uma placa, a sua parte da frente representa a face incidente, e a de trás, a face emergente. Logo, quando os raios X atravessam uma placa, os raios espalhados para trás são os espalhados na face incidente, e aqueles espalhados para frente são os raios espalhados na face emergente.

eletromagnética espalhada por um elétron isolado e a energia incidente sobre ele é descrita por (COMPTON, 1919a, p. 21 [140]):

$$\frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 C^4},$$

onde  $e$  representa a carga do elétron e  $m$  a sua massa, e  $C$  a velocidade da luz<sup>16</sup>. Ao considerar que os elétrons em qualquer substância atuam independentemente uns dos outros, o coeficiente de espalhamento será dado por:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2 C^4}, \quad (1)$$

em que  $\sigma$  é a razão entre a energia espalhada e a incidente por unidade de volume do material,  $\rho$  é a sua densidade, e  $N$  é o número de elétrons por unidade de massa da substância.

Compton (1919a, p. 21-22 [140-141]) afirmou que se “essa energia espalhada é perdida do feixe primário, a quantidade  $\sigma/\rho$  também representa a parte do coeficiente de absorção de massa que é devido ao espalhamento”. A absorção poderá acontecer devido a outras causas, por exemplo, por meio da produção do beta secundário ou dos raios catódicos, porém, essa absorção devido ao espalhamento deve sempre estar presente (BARKLA & WHITE, 1917 apud COMPTON, 1919a, p. 21 [140]).

O primeiro problema poderia ser explicado através de três formas distintas. Uma explicação para o baixo valor encontrado para o coeficiente de espalhamento seria considerar que *nem* todos os elétrons participariam do processo de espalhamento, logo, ao invés de assumir o valor inteiro  $N$ , ter-se-ia, por exemplo,  $(1/2) N$ . O que ocasionaria em uma redução no valor do coeficiente expressado pela equação (1) proposta por Thomson (STUEWER, 1975, p. 97). Contudo, os resultados experimentais obtidos por Ishino e aqueles por W. M. Soddy & A. S. Russel mostravam que, para o caso dos raios  $\gamma$  muito curtos<sup>17</sup>, a quantidade de energia espalhada pelos átomos era proporcional ao seu número atômico, “isto significa que *todos os elétrons* fora do núcleo são efetivos na produção da absorção quando raios  $\gamma$  duros

---

<sup>16</sup> Em seus artigos, Compton utilizou a letra  $c$  maiúscula para representar a velocidade da luz no vácuo. Neste trabalho, para a velocidade da luz, segue-se a nomenclatura utilizada por ele.

<sup>17</sup> A descoberta de Laue, em 1912, pôde confirmar a natureza ondulatória da radiação X. Então, surgiu essa outra adjetivação para os raios X que representa a radiação com pequeno comprimento de onda, e consequentemente, de frequência elevada. Atualmente, o termo raios X duro é mais usualmente empregado, embora os dois termos sejam correlatos. Compton utilizou esses dois termos nos seus artigos.

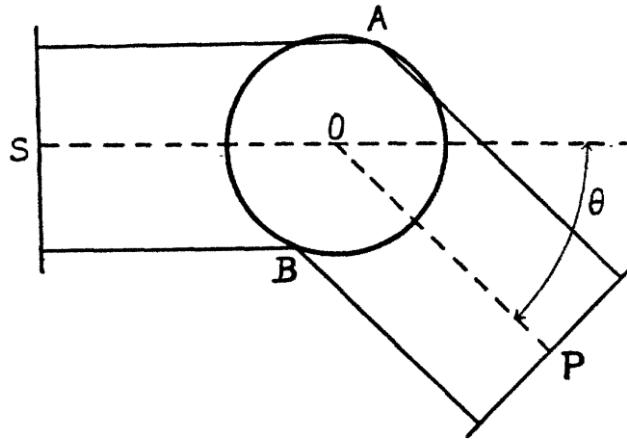
são utilizados” (COMPTON, 1919a, p. 22 [141], *grifo nosso*). Logo, considerar apenas uma fração de  $N$  não possuía sustentação experimental.

A segunda possibilidade seria assumir que os raios incidentes espalhados pelos diferentes elétrons no átomo poderiam interferir uns com os outros, produzindo um “excesso de espalhamento” (*ibid.*). Barkla e Ishino haviam sugerido que o decréscimo no valor do coeficiente de absorção talvez pudesse ser explicado dessa maneira (STUEWER, 1975, p. 97). No entanto, os dados de observação obtidos por Ishino evidenciavam, para a radiação de alta frequência, que o coeficiente de absorção de massa decrescia tão baixo quanto um quarto do valor teórico fornecido pela teoria de Thomson (COMPTON, 1919a, p. 23 [142]).

Por fim, a última tentativa de explicação da teoria clássica de Thomson consistia em considerar a existência de uma forte força eletrônica de ligação a qual poderia ser encontrada nos átomos (STUEWER, 1975, p. 97).

Neste caso, qual seria a solução para tal problema? Eis a solução proposta por Compton: um grande elétron. Segundo ele, a única maneira de explicar aquele baixo valor encontrado para o coeficiente de absorção seria partindo do pressuposto de que o elétron possui um diâmetro comparável com o comprimento de onda do feixe incidente (COMPTON, 1919a p. 23 [142]). Assim, “uma explicação qualitativa do fenômeno de baixo espalhamento para comprimentos de onda curtos é óbvia” (*ibid.*).

Imagine a seguinte situação (*ibid.*): uma onda de frente S incide sobre um elétron relativamente grande, conforme a Fig. 1, os dois pontos A e B representam a radiação espalhada pela parte do elétron em A, e a outra pela parte do elétron em B. Se o diâmetro do elétron é comparável em tamanho com o comprimento de onda da radiação incidente, então, o caminho percorrido pela radiação espalhada em A é maior do que aquela espalhada em B, e consequentemente, têm-se uma diferença de fase entre esses dois caminhos. Essa diferença de caminho pode resultar em uma interferência destrutiva (STUEWER, 1975, p. 99), já que as ondas superpostas não possuem a mesma fase. A intensidade dos raios espalhados em P, portanto, teria um valor reduzido. “A suposição de um elétron relativamente grande é, assim, capaz de explicar qualitativamente o decréscimo observado no espalhamento da radiação eletromagnética quando o comprimento de onda torna-se muito curto” (COMPTON, 1919a, p. 23 [142]).



**Fig. 1: Modelo utilizado por Compton para representar o espalhamento entre a radiação incidente e o grande elétron. Fonte: Compton, 1919a, p. 23 [142].**

Após Compton ter explicado o porquê daquele baixo valor encontrado para o espalhamento, ele determinou o valor teórico do coeficiente de absorção para diferentes comprimentos de onda a partir de três diferentes modelos para o hipotético grande elétron: (I) uma casca esférica rígida de eletricidade, incapaz de rotação; (II) uma carga esférica flexível de eletricidade; (III) um fino anel flexível de eletricidade (COMPTON, 1919a, p. 20 [139]). De acordo com Compton, “A maneira exata na qual o espalhamento decrescerá com comprimentos de onda curtos dependerá, de fato, da forma do elétron considerado” (*ibid.*, p. 23 [142]).

Para o modelo de *elétron tipo casca esférica rígida*, ele encontrou o seguinte valor para o coeficiente de absorção<sup>18</sup>:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4 N}{m^2 C^4} \frac{\sin^4(2\pi a/\lambda)}{(2\pi a/\lambda)^4}, \quad (2)$$

em que  $a$  é o raio da casca esférica e  $\lambda$  é o comprimento de onda do feixe incidente. Se considerarmos  $a = 10^{-13} \text{ cm}$ , a expressão (2) recai na equação (1), a qual havia sido proposta por Thomson, mesmo para a radiação de comprimento de onda mais curto conhecido. Compton determinou os valores para o coeficiente de espalhamento de acordo com a equação (2) para diferentes valores de  $\lambda/a$ , e esboçou um gráfico, curva I, Fig. 2, reproduzida mais adiante. Nesse gráfico, o valor  $\sigma/\sigma_0 = 1$  representa a intensidade do coeficiente de massa se o

<sup>18</sup> A segunda parte do seu artigo (1919a) é destinada a demonstração das equações referentes ao coeficiente de espalhamento conforme cada tipo de elétron considerado.

elétron fosse considerado uma carga pontual de eletricidade (COMPTON, 1919a, pp. 23-24 [142-143]).

Quanto ao *elétron tipo esfera flexível*, Compton (1919a, p. 24 [143]) supôs que o elétron sofreria movimentos de translação como também de rotação à medida que era atravessado por um raio  $\gamma$ . Segundo ele, o cálculo do coeficiente de espalhamento para esse modelo era bastante complicado, mas seria possível obter uma expressão aproximada desde que o elétron fosse considerado perfeitamente flexível, ou seja, o elétron poderia deformar-se, não de modo elástico, e as suas partes poderiam mover-se independentemente uma das outras. Compton (*ibid.*) calculou a intensidade da radiação espalhada por um elétron em um ângulo  $\theta$  com um feixe despolarizado de raios  $\gamma$ , a qual era descrita por:

$$I_\theta = I \frac{e^4 (I + \cos^2 \theta)}{2L^2 m^2 C^4} \left\{ \sin^2 \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right) \middle/ \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \right\} \quad (3)$$

Em que  $I$  representa a intensidade do feixe incidente,  $L$  a distância na qual a intensidade do feixe espalhado foi calculada. O coeficiente de absorção devido ao espalhamento por esse modelo de elétron seria:

$$\frac{\sigma}{\rho} = 2\pi N L^2 \int_0^\pi \frac{I_0}{I} \sin \theta d\theta \quad (4)$$

A integral da equação (4) pode ser obtida graficamente ou por expansão em série. Os valores calculados para  $\sigma/\sigma_0$  estão esboçados na curva II, na mesma Fig. 2, adiante.

Em 1918, Compton já havia apontado a dificuldade subjacente a esse modelo de elétron. Ele reconheceu que “de acordo com a teoria clássica, é óbvio que a massa do elétron não pode ser explicada sob a base de uma distribuição uniforme de eletricidade sobre a superfície de uma esfera do tamanho aqui considerado [o raio da esfera seria de aproximadamente  $2.3 \times 10^{-10} \text{ cm}$ ]. Ou seja, considerando que a massa do elétron fosse exclusivamente de origem magnética<sup>19</sup>, e ao igualar a energia da casca esférica que é dada por

<sup>19</sup> Essa ideia ficou conhecida como “visão eletromagnética do mundo”. O seu surgimento foi em meados de 1900, e perdurou por aproximadamente uma década. O seu foco central era obter a redução da mecânica ao eletromagnetismo, “uma nova física na qual a matéria tinha desaparecido como substância e sido substituída pelos efeitos dos campos magnéticos – elétrons” (KRAGH, 1999, p. 105). De acordo com Kragh (1999, p. 106), “o trabalho de Wien de 1900 tinha sido visto como o primeiro claro pronunciamento da visão eletromagnética do mundo” uma vez que “Wien assumiu que toda a massa era de natureza eletromagnética”. Conforme Wien, a matéria era constituída de elétrons, e os elétrons eram partículas de eletricidade, e não esferas finas através das quais a eletricidade residia (*ibid.*). Além disso, Wien afirmava que as leis de Newton deveriam ser

$e^2/2a$ , em que  $a = 2.3 \times 10^{-10} \text{ cm}$ , com  $mc^2$ , encontrava-se um elétron cuja massa era 2.000 vezes menor do que a conhecida massa do elétron (STUEWER, 1975, pp. 107-108).

Diante dessa dificuldade, Compton precisava de um modelo de elétron consistente com a teoria eletromagnética. Então, ele adotou a concepção de um elétron como sendo um anel de eletricidade de diâmetro relativamente grande, que foi inspirada no *magnéton* proposto, em 1915, pelo químico americano A. L. Parson, visto que os trabalhos de C. J. Davisson e D. L. Webster revelaram que esse modelo de elétron era coerente com os pressupostos da física clássica da massa do elétron (COMPTON, 1919a, pp. 24-25 [143-144]).

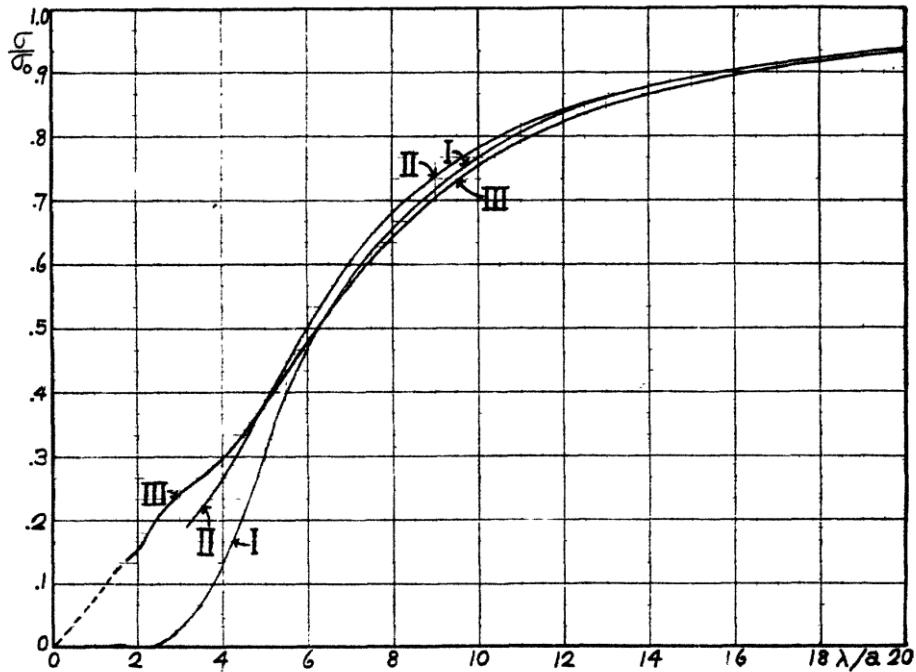
O cálculo para o espalhamento produzido por um elétron na forma de um fino anel de eletricidade também era bastante complicado (COMPTON, 1919a, p. 25 [144]). E com o intuito de tornar o problema tratável, Compton (*ibid.*) inseriu estas hipóteses: a massa de um elemento de arco seria a mesma em qualquer direção; e a velocidade da eletricidade no anel seria menor do que a velocidade da luz. Assim, o coeficiente de espalhamento seria dado por:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2 C^4} \left\{ I - a \left( \frac{a}{\lambda} \right)^2 + b \left( \frac{a}{\lambda} \right)^4 - c \left( \frac{a}{\lambda} \right)^6 + \dots \right\}, \quad (5)$$

em que os coeficientes  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , ... são constantes. Os valores do espalhamento são mostrados na curva III, Fig. 2.

---

compreendidas eletromagneticamente e, se essa correspondência não pudesse ser feita, “a teoria do elétron era a teoria mais profunda e fundamental das duas”. A partir de então, o mais proeminente problema a ser discutido na física foi descrito por M. Abraham: “a inércia dos elétrons poderia ser *completamente* explicada pela *ação dinâmica dos seus campos* utilizando a ajuda da massa que era independente da carga elétrica?” (*ibid.*, grifo nosso). Para Abraham, a resposta seria afirmativa. Surgem, então, várias discussões relacionadas à “visão eletromagnética do mundo” cuja finalidade era responder àquela indagação (ver Kragh, 1999, pp. 105-119). Compton, portanto, compartilhava da ideia de que a massa do elétron era totalmente de origem eletromagnética. Essa “crença”, contudo, era contrária à teoria da relatividade a partir da qual o elétron teria uma massa de repouso.



**Fig. 2:** Gráfico traçado por Compton para descrever o coeficiente de absorção *versus* a relação entre o comprimento de onda da radiação incidente e o raio do elétron para os três diferentes modelos de elétrons. Fonte: Compton, 1919a, p. 25 [144].

Observa-se que quando  $\lambda/a \rightarrow \infty$ , todos os modelos de elétron convergem para o valor predito pela teoria de Thomson, em que  $\sigma/\sigma_0 \rightarrow 1.0$ , e para o caso de comprimentos de onda muito curtos, todos se aproximavam de zero (STUEWER, 1975, p. 114). Em relação aos raios X moles, grandes comprimentos de onda, a questão já estava resolvida, visto que todas as três formas de elétron forneciam o valor teórico descrito pela teoria clássica. Não obstante, para os raios X duros, pequenos comprimentos de onda, ter-se-iam três modelos de elétrons com previsões distintas. Então, qual modelo poderia representar melhor a realidade experimental? Essa indagação, naquele momento, ficara em aberto para Compton devido à falta de experimentos que pudesse definir, de fato, o modelo de elétron que poderia corresponder aos resultados experimentais. Nas palavras de Compton, “Infelizmente os dados experimentais são demasiadamente escassos para submeter essas fórmulas exatas a um teste quantitativo” (COMPTON, 1919a, p. 25 [144]).

Compton (1919a, p. 26 [145]) deixou claro que existiam três pontos sobre a curva que foram estabelecidos com cautela. Os resultados experimentais obtidos por Barkla e J. G. Dunlop confirmavam a curva que foi traçada de acordo com a equação (1) apenas quando  $\lambda/a$

é grande, isto é, para raios X moles. A partir dos resultados obtidos por A. W. Hull e M. Rice para raios X e  $\gamma$  com comprimentos de onda em torno de  $0.15 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ , sendo  $\sigma/\rho = 0.12$  para o alumínio, e considerando que o número de elétrons do alumínio é 13, algo que corresponde a um espalhamento de 0.64, Compton determinou o raio do elétron para os três modelos de elétrons: a curva I daria um raio de  $1.9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ ; a curva II de  $2.0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ ; e a curva III,  $1.9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ .

Já Ishino encontrou um valor de aproximadamente 0.045 para o coeficiente de absorção do alumínio, utilizando raios  $\gamma$  duros, o que fornecia um espalhamento relativo de 0.24. O comprimento de onda dos raios  $\gamma$  utilizados por Ishino era de aproximadamente  $0.08 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ , isso daria um raio a partir da curva I de  $1.7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ , da curva II,  $2.1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ , e da curva III,  $2.7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$  (*ibid.*). É interessante destacar que todos esses valores que determinavam o raio do elétron possuíam a mesma ordem de grandeza. Esse é o ponto forte na argumentação de Compton, já que se houvesse uma enorme disparidade entre os valores, algo estaria claramente errôneo.

Modelo do elétron	Expressão teórica	Raio do elétron
Uma casca esférica rígida de eletricidade (incapaz de rotação)	$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4 N}{m^2 C^4} \sin^4 \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right) / \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4$	$a_1 = 1.9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ $a_2 = 1.7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$
Uma casca esférica flexível de eletricidade	$\frac{\sigma}{\rho} = 2\pi N L^2 \int_0^\pi \frac{I_0}{I} \sin \theta d\theta, \text{ em que}$ $I_\theta = I \frac{e^4 (I + \cos^2 \theta)}{2L^2 m^2 C^4} \left\{ \sin^2 \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right) / \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \right\}$	$a_1 = 2.0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ $a_2 = 2.1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$
Um fino anel flexível de eletricidade	$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2 C^4} \left\{ I - a \left( \frac{a}{\lambda} \right)^2 + b \left( \frac{a}{\lambda} \right)^4 - c \left( \frac{a}{\lambda} \right)^6 + \dots \right\}$	$a_1 = 1.9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ $a_2 = 2.7 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$

**Tabela 1: Síntese dos resultados obtidos por Compton em 1919.**

Nessas expressões,  $\sigma$  é a razão entre a energia espalhada e a incidente por unidade de volume do material,  $\rho$  é a sua densidade, então,  $\sigma/\rho$  é o coeficiente de espalhamento,  $N$  é o número de elétrons em unidade de massa da substância,  $e$  e  $m$  são respectivamente a carga e a massa do elétron,  $C$  é a velocidade da luz,  $\lambda$  é o comprimento de onda do feixe incidente,  $a_1$  é o raio do elétron determinado a partir dos resultados experimentais de Ishino para o alumínio,  $a_2$  é o raio do elétron encontrado a partir dos experimentos de Hull e Rice para o alumínio,  $I_\theta$  é a intensidade do feixe espalhado pelo elétron em um ângulo  $\theta$ ,  $I$  é a intensidade do feixe incidente.

Compton (1919a, p. 27 [146]) fez algumas ponderações a respeito desses resultados experimentais utilizados no seu artigo: o valor obtido por Hull e Rice para o coeficiente de absorção era uma média de um intervalo de comprimentos de onda grandes; Barkla enfatizou que a intensidade do espalhamento dos raios  $\gamma$  obtido por Ishino consistia de um erro no que diz respeito à alta estimativa da verdadeira absorção. Compton (1919a, p. 27 [146]) concluiu, portanto, que com base nos dados experimentais, o raio do elétron poderia ser representado pela curva II, um elétron tipo esfera flexível. Contudo, ele afirmou que os experimentos não eram suficientes para distinguir entre as três hipóteses, e concluiu:

O importante a destacar é que se o elétron tem uma dimensão comparável com  $10^{-13}$  cm, como assumido comumente, o espalhamento deveria ser representado pela linha superior da Fig. 2 em que  $\sigma/\sigma_0 = 1.0$ . O fato de que o experimento dá consistentemente os mais baixos valores quando comprimentos de onda curtos são utilizados é prova suficiente que o elétron não é uma carga pontual de eletricidade (*ibid.*).

Compton estava, portanto, defendendo um elétron 1.000 vezes maior do que o modelo antigo proposto por Thomson, cujo raio deveria ser  $1 \times 10^{-13}$  cm, ou  $10^{-5}$  Å (STUEWER, 1975, p. 99). Fazendo uma analogia entre o raio do grande elétron e o raio do átomo de hidrogênio, conhecido desde 1913 a partir do modelo atômico de Niels Bohr (1885-1962), nota-se que um grande elétron de raio 0.02 Å, como o estimado por Compton, possuía um valor cerca de cem vezes menor do que o átomo de hidrogênio que era estimado ser da ordem de 1 Å. Tratava-se de um grande elétron, sim, mas ainda menor que o próprio átomo.

Por outro lado, conforme notado por Helge Kragh<sup>20</sup>, um elétron desse tamanho colocava problemas para a física do núcleo, pois, nessa época, admitia-se um núcleo composto de prótons e elétrons. Afinal, o nêutron somente foi descoberto em 1932 pelo físico britânico James Chadwick<sup>21</sup>. Kragh pergunta, então, “Compton refletiu sobre essa questão?” Até onde examinamos a obra científica de Compton, parece-nos que o mesmo não se dedicou à análise deste problema. Talvez a resposta para essa indagação esteja contida no livro *Quantum Generations* (1999) do próprio Kragh.

Logo após a aceitação do modelo nuclear da estrutura atômica, diversos físicos começaram a especular sobre a “estrutura do minúsculo núcleo atômico” (KRAGH, 1999, p. 174). A conjectural inicial foi aquela proposta por Rutherford, segundo a qual, o núcleo era composto por elétrons e partículas unitárias positivas. Neste caso, parecia coerente supor a existência de um núcleo constituído por elétrons já que as partículas positivas precisariam de alguma eletricidade negativa para prevenir a explosão do núcleo (*ibid.*). Além do mais, desde 1913, era sabido que elétrons-β tinham sua origem no núcleo, e não nas camadas exteriores dos elétrons. Segundo Kragh (1999, p. 174), “*nenhum físico particular* parece ter duvidado da hipótese do elétron nuclear [...] que toda matéria consistia de elétrons e prótons” (*grifo nosso*). Se Compton estava defendendo um elétron cujo tamanho era maior do que o núcleo atômico, pressupõe-se que ele era uma exceção. Kragh (*ibid.*) continuou, “dada a quase total ausência de evidências experimentais, foi uma tarefa difícil construir confiança nos modelos de núcleo das décadas de 1910 e 1920”. Deste modo, a nossa conjectura é a de que Compton não estava tão preocupado com a física do núcleo devido à falta de modelos corroborados experimentalmente.

### ***Segundo problema: explicação de Compton***

Conforme Compton (1919a, p. 27 [146]), a teoria de Thomson afirmava que a intensidade dos raios espalhados sobre a face incidente e emergente de uma placa, quando atravessavam uma fina placa, seria a mesma. Tal explicação apenas poderia ser aplicada quando se utilizava raios X moles, e algumas substâncias com baixo peso atômico, algo que

---

<sup>20</sup> “I guess Compton as well as understood the atomic nucleus to be a composite of electrons and protons. It was known at the time that the dimension of atomic nucleus is much much smaller. About one thousand time smaller. So how could be these big electrons be part of this small nucleus? Did he [Compton] reflect on that question?”. Helge Kragh, comentário ao autor, 30 de julho de 2009, *XXIII International Congress of History of Science and Technology*, Budapeste.

<sup>21</sup> Para uma descrição mais detalhada da evolução dos modelos atômicos, ver Kragh (1999, p. 174-177).

foi verificado por Barkla e T. Ayres. Todavia, ao se utilizar raios X e  $\gamma$  duros, os resultados experimentais evidenciavam que a radiação espalhada sobre a face emergente de uma placa era mais intensa do que aquela espalhada sobre o lado incidente.

A teoria clássica de Thomson tentou explicar essa dissimetria entre a radiação espalhada nas faces incidente e emergente através do fenômeno de “excesso de espalhamento”. Em relação aos átomos pesados e as ondas longas, essa diferença era acompanhada por um acréscimo na energia total espalhada. Neste caso, o espalhamento seria a resultante do espalhamento por elétrons independentes, e considerando-os como uma carga pontual de eletricidade, eles estariam tão intimamente agrupados que os raios espalhados pelos diferentes elétrons possuiriam a mesma fase, portanto, ter-se-ia uma interferência construtiva, algo que culminaria em um acréscimo no espalhamento total (*ibid.*, pp. 27-28 [146-147]).

Compton (1919a, p. 28 [147]) mencionou que tal explicação não poderia ser estendida para a dissimetria no espalhamento de raios de comprimento de onda muito curtos pelas seguintes razões:

*i.* quando raios X moles atravessavam um átomo de peso atômico médio, acontecia o excesso de espalhamento descrito acima; mas, quando os comprimentos de onda tornavam-se muito curtos, a fórmula de Thomson descrevia que os elétrons sempre deveriam ser espalhados independentemente. “Logo, vemos que a dissimetria no espalhamento que reaparece quando comprimentos de onda tornam-se muito curtos não poderia ser explicada pela ação mútua dos elétrons separados” (*ibid.*).

*ii.* a diferença crucial entre o espalhamento assimétrico<sup>22</sup> e o excesso de espalhamento residia no fato de que, nesse último, a dissimetria era acompanhada por um acréscimo no espalhamento total, enquanto que no primeiro, tinha-se um decréscimo. Como os resultados experimentais mostravam um decréscimo no espalhamento para comprimentos de onda curtos, assim, a dissimetria não ocorreria devido à ação mútua dos elétrons, visto que isso ocasionaria em um aumento no espalhamento. Compton (1919a, p. 28 [147]) concluiu, portanto, que o espalhamento assimétrico das ondas eletromagnéticas muito curtas “não é devido a grupos de elétrons nos átomos, mas a alguma propriedade dos elétrons individuais”.

---

<sup>22</sup> Compton utilizou o termo “assimétrico” para se referir a ideia de que a intensidade da radiação espalhada para frente, e aquela espalhada para trás não seria a mesma, ou seja, seriam quantidades assimétricas.

Compton esclareceu o fenômeno da dissimetria tendo como base o grande elétron, como segue:

Referindo-se novamente a Fig. I, é óbvio que se o diâmetro do elétron é comparável com o comprimento de onda da radiação, haverá uma apreciável diferença de fase entre os raios espalhados nas diferentes partes do elétron. *Essa diferença de fase é maior para os raios espalhados em grandes ângulos do que para aqueles em pequenos, a intensidade da radiação incidente será no caso precedente mais fortemente reduzida.* Para explicar esse fenômeno não é suficiente, contudo, meramente assumir que o elétron é relativamente grande. Por exemplo, a hipótese do elétron como uma casca esférica rígida, incapaz de rotação, embora resulte em uma redução do espalhamento total, daria origem ao espalhamento simétrico sobre as faces incidente e emergente de uma placa. Para explicar a dissimetria observada, deve ser feita a suposição de que a onda eletromagnética incidente é capaz de movimentar as diferentes partes do elétron relativamente umas às outras (COMPTON, 1919a, pp. 28-29 [147-148], *grifo nosso*).

Isto é, quando um feixe de radiação incide em uma placa, a diferença de fase dos raios espalhados em grandes ângulos era maior do que para aqueles em pequenos ângulos. Deste modo, a intensidade da radiação espalhada na face incidente, em grandes ângulos, seria reduzida uma vez que haveria uma interferência destrutiva entre os feixes espalhados na face incidente da placa (*ibid.*, 28-29 [147-148]). Foi, assim, que Compton explicou a diferença entre a teoria clássica e os dados de observação.

### ***O modelo de elétron esférico vis-à-vis ao modelo de elétron anelar***

Considerando o elétron como sendo uma carga elétrica pontual, a intensidade do feixe espalhado por um elétron em um ângulo  $\theta$  com o feixe incidente é descrita por (*ibid.*, p. 29 [148]):

$$I_\theta = I \frac{e^4 (1 + \cos^2 \theta)}{2L^2 m^2 C^4}. \quad (6)$$

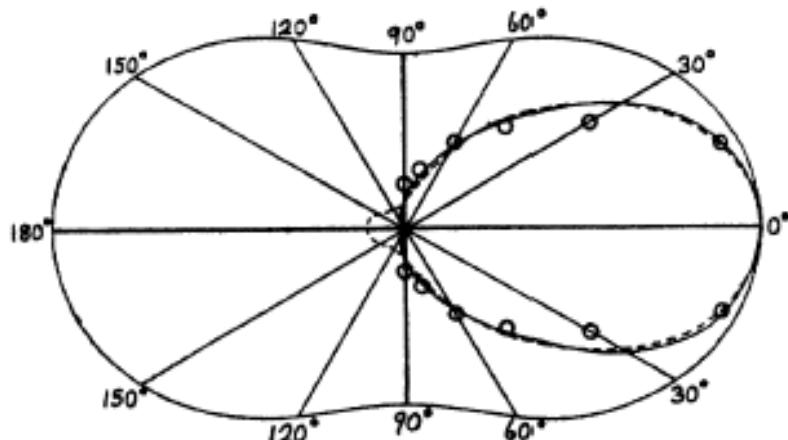
Para o caso de um elétron na forma de uma casca esférica flexível, vimos que a intensidade da radiação espalhada seria:

$$I_\theta = I \frac{e^4 (I + \cos^2 \theta)}{2L^2 m^2 C^4} \left\{ \sin^2 \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right) \middle/ \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \right\} \quad (3)$$

E para um elétron tipo anel, obtém-se:

$$I_\theta = I \frac{e^4 (I + \cos^2 \theta)}{2L^2 m^2 C^4} \left\{ 1 - \alpha \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 + \beta \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^4 - \dots \right\} \quad (7)$$

Compton (*ibid.*) traçou o gráfico a seguir através dos dados experimentais obtidos por D. C. H. Florance para a intensidade da radiação espalhada para diferentes ângulos, quando raios  $\gamma$  duros de brometo de rádio atravessavam uma placa de ferro. Tais resultados estão expressos na Fig. 3 através de círculos.



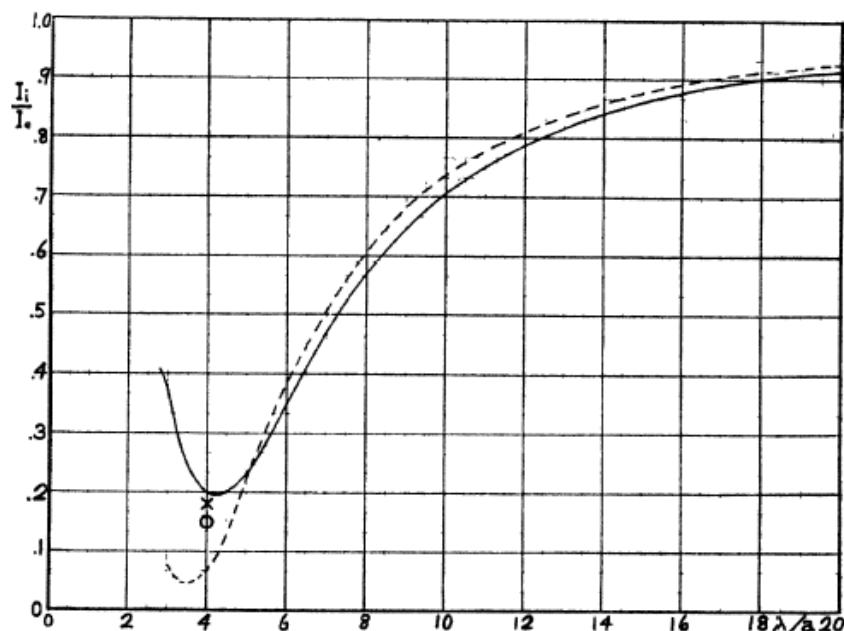
**Fig. 3: Gráfico esboçado por Compton de  $I(\theta, \lambda/a)$  versus  $\theta$  para as três formas de elétron.**  
**Fonte:** Compton, 1919a, p. 29 [148].

Na Fig. 3, a curva sólida externa representa a intensidade da radiação espalhada em diferentes ângulos de acordo com a teoria de Thomson, a curva sólida interna refere-se ao espalhamento devido a um elétron tipo casca esférica, e por fim, a curva pontilhada, um elétron em forma de anel. Florance havia utilizado raios  $\gamma$  heterogêneos, e como os raios moles eram espalhados mais fortemente em grandes ângulos, a concordância com os valores experimentais com as curvas internas era notável. Pode-se verificar que para grandes ângulos, a curva pontilhada e a sólida interna tornavam-se quase similares (COMPTON, 1919a, p. 29 [148]).

Então, face à semelhança entre os resultados experimentais e aqueles previstos pelos dois modelos, uma maneira de comparar qual o modelo de elétron, anelar ou esférico flexível, aproximava-se mais dos dados de observação seria através de um teste quantitativo a partir qual seria calculada a razão entre a radiação total espalhada sobre a face incidente de uma placa e a da face emergente (COMPTON, 1919a, p. 30 [149]). O valor teórico dessa proporção, determinado por Compton, seria dado por:

$$\frac{I_i}{I_e} = \int_{\pi/2}^{\pi} I_\theta \sin \theta d\theta / \int_0^{\pi/2} I_\theta \sin \theta d\theta. \quad (8)$$

A figura a seguir fornece os valores dessa razão para diferentes valores de  $\lambda/a$ , a linha pontilhada representa a hipótese de um elétron tipo esfera flexível, e a linha sólida, o elétron em forma de anel. Compton (*ibid.*) destacou que “essas curvas explicam, pelo menos em parte, a observação de Florance de que os raios “incidentes” espalhados são mais suaves do que os “emergentes” e os raios primários, pois mostram que a quantidade relativa de raios espalhados para trás é muito maior para raios  $\gamma$  moles ou comprimentos de onda longos do que para a radiação mais dura”. Ou seja, os raios X espalhados na face incidente tinham uma intensidade menor, e consequentemente, comprimento de onda maior do que aqueles espalhados na face emergente e o feixe incidente.



**Fig. 4: Gráfico traçado por Compton de  $I_i/I_e$  versus  $\lambda/a$  para o elétron anelar e o esférico flexível.**  
**Fonte:** Compton, 1919a, p. 30 [149].

No gráfico precedente, Compton (1919a, p. 31 [150]) comparou os dois modelos de elétron com os resultados experimentais obtidos por J. P. V. Madsen e por Ishino. O valor determinado por Ishino para a relação entre a radiação incidente e a emergente está representado pelo *círculo*, e o por Madsen, pela letra *x*. A partir da Fig. 4, verifica-se que o modelo de elétron anelar aproxima-se mais dos dados observados do que o elétron tipo esfera flexível. Compton (*ibid.*) afirmou que “o fato de que os valores preditos são da mesma ordem de magnitude é uma forte evidência de que a dissimetria no espalhamento de raios  $\gamma$  pela matéria é devido à interferência dos raios que incidem nas diferentes partes do elétron. Logo, o elétron não deve somente ter um tamanho comparável com o comprimento de onda dos raios  $\gamma$ , mas também deve estar sujeito a rotações ou ser suficientemente flexível para que os raios  $\gamma$  movimentem as suas diferentes partes relativamente uma às outras”.

A hipótese do elétron anelar também poderia explicar os dados experimentais obtidos por A. H. Forman. Em 1916, Forman havia observado que o coeficiente de absorção do ferro era maior quando ele era magnetizado paralelo com o feixe transmitido do que magnetizado perpendicular ao feixe de raios X (COMPTON, 1918b, p. 9). Compton (*ibid.*, p. 10) mencionou que para explicar o efeito Forman de acordo com o modelo de elétron anelar seria necessário assumir que os elétrons eram capazes de se orientarem pelo campo magnético<sup>23</sup>. Consequentemente, a interação entre o campo magnético externo e o momento magnético do elétron faz com que o seu plano orbital esteja perpendicular a direção de propagação dos raios X (STUEWER, 1975, p. 110). Compton (1918, p. 10) descreveu que esse efeito havia sido explicado por Forman através da orientação das moléculas de ferro, no entanto, os resultados experimentais obtidos por ele e O. Rognley haviam mostrado que qualquer efeito na orientação das moléculas era muito pequeno. Logo, ele (*ibid.*) concluiu que “a explicação de Forman de seu efeito era inadequada”.

Após toda a sua argumentação a favor de um “grande elétron”, Compton (1919a, p. 31-32 [150-151]) chega às suas conclusões:

*i.* de fato, a teoria clássica, desenvolvida por Thomson, não era capaz de explicar o porquê daquele valor experimental encontrado,  $\sigma/\rho = 0.045$ , para o coeficiente de absorção, devido ao modelo do elétron empregado – carga elétrica pontual; *ii.* “a menos que a teoria de

<sup>23</sup> Em 1930, a hipótese de Compton foi confirmada a partir dos resultados experimentais obtidos por J. C. Stearns. Stearns utilizou um espectrômetro de raios X de cristal duplo, e concluiu que a intensidade dos raios X difratados por magnetita e aço silício, magnetizado e não magnetizado, não dependiam dos movimentos orbitais dos elétrons nos cristais. Portanto, o ferromagnetismo decorre da orientação magnética do elétron devido ao *spin* (SHANKLAND, 2007, p. 511).

que os raios X e os raios  $\gamma$  consistem de ondas ou pulsos seja abandonada" (*ibid.*), a dissimetria entre a intensidade do feixe emergente e a do incidente somente poderia ser explicada através da hipótese de que “*o diâmetro do elétron é comparável em magnitude ao comprimento de onda dos raios  $\gamma$  mais curtos*. De acordo com os melhores valores disponíveis para o comprimento de onda, e para o espalhamento de raios X curtos e raios  $\gamma$  pela matéria, *o raio do elétron é aproximadamente  $2 \times 10^{-10}$  cm*” (COMPTON, 1919a, p. 31 [150], *italico do autor*). Além disso, seria necessário assumir que “*o elétron está sujeito a rotações como também a translações*” (*ibid.*, p. 32 [151], *italico do autor*).

### 1.1 O algoritmo de Compton para o coeficiente de absorção total

Tais considerações pareciam, para Compton, essenciais para explicar o espalhamento da radiação de alta frequência. Deste modo, ele percebeu que, tendo uma vez as adotado, também seria necessário modificar a lei de absorção de modo que o tamanho e a forma do elétron pudessem ser considerados. Isso é o que será discutido nesta seção.

O coeficiente total de absorção é representado por meio de duas quantidades,  $\tau$  que representa o coeficiente de absorção fluorescente, e  $\sigma$  o coeficiente de absorção devido ao espalhamento<sup>24</sup>, portanto (COMPTON, 1919b, p. 248 [178]):

$$\mu = \tau + \sigma$$

Esse coeficiente total de absorção pode ser descrito através da quantidade de energia absorvida por cada átomo do material absorvente. Neste caso, essa quantidade é denominada de coeficiente de absorção atômico, o qual é representado por  $\mu/v$ , sendo  $v$  o número de

<sup>24</sup> À medida que os raios X atravessam alguns materiais, os quais são utilizados como irradiadores, têm origem dois tipos distintos de radiações X secundárias. Uma conhecida como raios espalhados, cujo coeficiente de absorção ou comprimento de onda é quase similar ao do feixe primário. A outra, denominada de raios fluorescentes, são raios menos penetrantes, ou de comprimento de onda maior, do que os raios X primários (COMPTON & ALLISON, 1935, pp. 12-13). Como distingui-los? Os raios fluorescentes estão associados às características do irradiador, e independem do comprimento de onda da radiação incidente. Já os raios espalhados, dependem do comprimento de onda da radiação incidente, e quase não dependem do irradiador (*ibid.*, p. 13). Os raios espalhados originar-se-iam do fato de que quando uma onda eletromagnética atravessa a matéria, os elétrons seriam acelerados pelo campo elétrico da onda, o que faria com que os elétrons emitissem, segundo a teoria clássica, uma radiação devido às oscilações forçadas proporcionadas pelo feixe incidente. Essas oscilações possuiriam a mesma frequência da onda incidente, e os raios produzidos pelos osciladores também deveriam ter uma frequência similar (*ibid.*). Quanto aos raios fluorescentes, quando raios X atravessam a matéria, uma parcela dessa energia seria gasta tentando retirar raios  $\beta$ , ou elétrons, de determinados átomos. Logo, os átomos tornar-se-iam ionizados, e ao retornarem ao seu estado fundamental, emitiriam uma radiação na forma de raios X fluorescentes, cuja frequência é proporcional à energia radiada (*ibid.*, p. 12).

átomos por unidade de volume da substância. Logo, a expressão precedente tornar-se-ia (COMPTON, 1919b, p. 248 [178]):

$$\frac{\mu}{v} = \frac{\tau}{v} + \frac{\sigma}{v}$$

Os resultados experimentais obtidos por E. A. Owen mostravam que o coeficiente de absorção fluorescente seguia a lei experimental (*ibid.*):

$$\frac{\tau}{v} = KN^4 \lambda^3, \quad (9)$$

sendo  $K$  uma constante para determinados valores que muda expressivamente quando  $\lambda$  passa a ser o comprimento de onda crítico para excitar uma radiação característica no absorvedor;  $N$ , o número atômico do absorvedor, e  $\lambda$ , o comprimento de onda da radiação incidente.

Quanto ao coeficiente de absorção devido ao espalhamento, esse valor foi determinado experimentalmente por Barkla e Dunlop, a partir da fórmula de Thomson, e apenas poderia ser aplicada aos elementos leves, átomos de baixo peso atômico, e aos raios X moderadamente duros cuja magnitude era dada por:

$$\frac{\sigma_0}{\mu} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4 N}{m^2 C^4}. \quad (10)$$

Portanto, o coeficiente de absorção atômico descrito anteriormente obedecia à seguinte lei experimental para o caso de elementos leves e de raios X moderadamente duros:

$$\frac{\mu}{v} = KN^4 \lambda^3 + \frac{\sigma_0}{v} \quad (11)$$

A equação (9) referia-se a quantidade de energia incidente transformada em radiação fluorescente<sup>25</sup> de comprimentos de onda longos (COMPTON, 1919b, p. 248 [178]).

Compton (*ibid.*, pp. 248-249 [178-179]) mencionou que, naquela época, não existia nenhuma explicação satisfatória para o coeficiente de absorção fluorescente, e aquela fornecida pela teoria de Thomson possuía alguns problemas. A expressão de Thomson para o coeficiente de absorção fluorescente seria descrita por:

$$\frac{\tau}{v} = K_1 N^4 \lambda^3, \quad (12)$$

---

<sup>25</sup> “A radiação “fluorescente” corresponde à radiação da energia absorvida do feixe primário, e armazenada temporariamente na forma de energia cinética e potencial dos elétrons” (COMPTON, 1922b, p. 1 [331]).

essa expressão teórica encontrada por Thomson era similar à lei experimental fornecida pela equação (9).

Apesar de tal concordância, Compton (*ibid.*, pp. 249-250 [179-180]) afirmou que essa solução possuía as seguintes incompletudes:

*i.* A equação (12) apenas seria válida para o caso em que o comprimento de onda da radiação incidente fosse menor do que o comprimento de onda da radiação  $K^{26}$  característica do material absorvente; *ii.* O valor da constante  $K_1$  era maior por um fator de 10 em relação ao valor encontrado experimentalmente. *iii.* A ideia de que os raios X consistiam de pulsos muito curtos era inconsistente com o fato de que nenhuma radiação poderia assumir uma frequência maior do que  $hv = eV$  (*ibid.*, p. 250 [180]).

Além disso, a equação (10) também possuía algumas limitações. Ela fornecia o coeficiente de espalhamento apenas para o caso em que o comprimento de onda da radiação incidente fosse muito grande de maneira que os elétrons atuassem como cargas elétricas pontuais, e para o caso em que os elétrons estivessem bastante afastados, e assim, pudessem ser espalhados independentemente. Barkla e Dunlop haviam apontando que tais condições apenas aconteciam quando se utilizava raios X de moderada dureza, e elementos de baixo peso atômico. No caso de elementos pesados, eles evidenciaram que o valor teórico para o coeficiente era maior do que aquele encontrado (*ibid.*).

Diante dessas dificuldades, Compton propôs duas modificações na expressão para o coeficiente total de absorção de forma que ela fosse válida para os raios X duros.

A primeira modificação referia-se ao coeficiente de espalhamento. Segundo Compton, esse coeficiente não deveria ser uma constante, assim como predizia a teoria clássica, mas sim, uma expressão que diminui à medida que o comprimento de onda da radiação incidente tornava-se comparável com o diâmetro do elétron. Neste sentido, o coeficiente de espalhamento não seria descrito pela equação (10), mas pela expressão

---

<sup>26</sup> Dois tipos importantes de raios X fluorescentes, conhecidos como as radiações características K e L, podem ser excitados em muitos elementos. A primeira, a radiação K, é o tipo de radiação fluorescente mais penetrante que o elemento é capaz de radiar, e é, portanto, presumidamente provocada quando um elétron é ejetado a partir da posição mais estável do átomo. A radiação L é bem menos penetrante, e acontece quando os elétrons são ejetados a partir da próxima posição mais estável. É importante ressaltar que radiações características fluorescentes similares são emitidas de todos os elementos, as quais diferem pelas graduações regulares no poder de penetração ou comprimento de onda que se modifica de um elemento para outro (COMPTON & ALISSON, 1935, p. 14). Uma tabela dos espectros dos raios X fluorescentes, da época, pode ser encontrada nesse mesmo livro no Apêndice V, tabela II, pp. 784-785.

calculada por ele no seu trabalho anterior, a equação (5), a qual foi obtida ao assumir um elétron tipo anel flexível (*ibid.*, p. 251 [181]).

A outra modificação seria no algoritmo que representava o coeficiente de absorção. Na formulação de Thomson, ele considerou que a energia absorvida pelo elétron do feixe incidente era proporcional ao quadrado da aceleração à qual o elétron estava sujeito. “A aceleração de um elétron relativamente grande será menor que aquela de um elétron menor de mesma massa [...]” (*ibid.*). Portanto, a absorção devido a um grande elétron será menor do que o valor  $KN^4\lambda^3$  pelo fator,

$$\varphi = \left\{ \frac{\text{aceleração do grande elétron}}{\text{aceleração do pequeno elétron}} \right\}^2.$$

Compton (*ibid.*, pp. 251-252 [181-182]) determinou a aceleração do grande elétron quando atravessado por uma onda eletromagnética, considerando-o ter a forma de um anel, ele obteve:

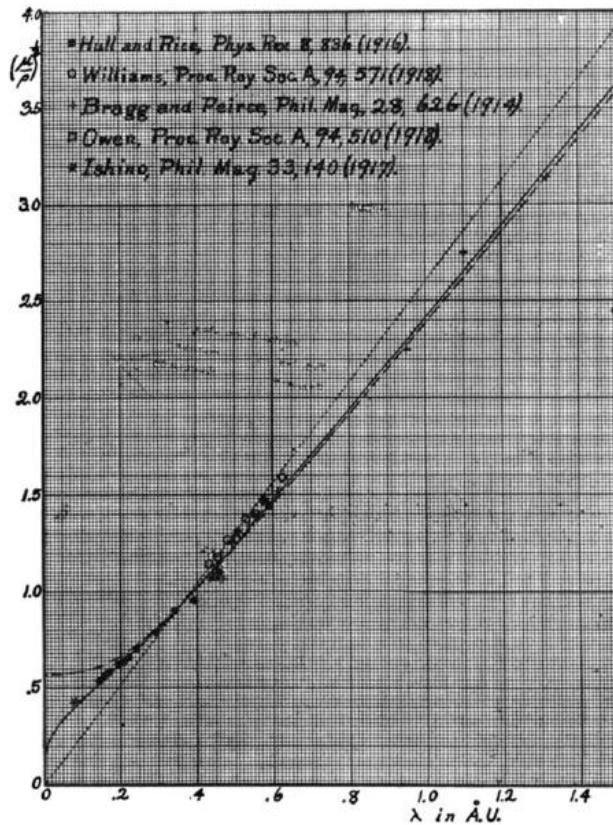
$$\varphi = 1 - n \frac{a^2}{\lambda^2} + o \frac{a^4}{\lambda^4} - p \frac{a^6}{\lambda^6} + \dots \quad (13)$$

Nessa expressão  $n$ ,  $o$  e  $p$  eram constantes conhecidas. Por conseguinte, a expressão de Compton para o coeficiente total de absorção da radiação de alta frequência por elementos leves seria dada por:

$$\frac{\mu}{\nu} = K\varphi N^4 \lambda^3 + \frac{\sigma}{\nu}, \quad (14)$$

neste caso, o valor desse coeficiente dependeria do raio do elétron. A única maneira de confirmar ou não a validade da equação (14) seria por meio dos coeficientes de absorção de massa do alumínio obtidos experimentalmente (COMPTON, 1919b, p. 254 [184]).

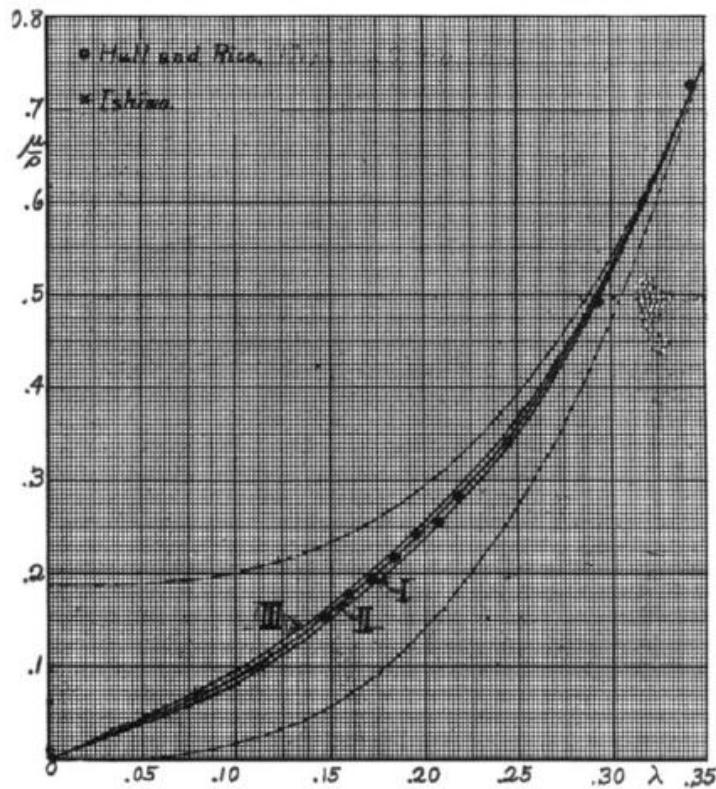
A figura a seguir foi esboçada por Compton com o intuito de comparar as três fórmulas para o coeficiente de absorção com os dados da observação. Ele obteve as três linhas a partir dos valores de  $\mu/\nu$  para o alumínio através dos algoritmos (9), (11) e (14), fazendo  $\nu$  ser  $6.06 \cdot 10^{22}$ , e  $\rho$  ser  $2.7 \times 10^{22}$  (*ibid.*, p. 255 [185]).



**Fig. 5: Gráfico traçado por Compton para comparar o coeficiente total de absorção definido pelas três equações com os resultados experimentais. Fonte: Compton, 1919b, p. 255 [185].**

No gráfico acima, a linha pontilhada refere-se à absorção fluorescente descrita pela equação (9), a qual negligencia a absorção devido ao espalhamento; já a linha quebrada representa os resultados obtidos pela expressão (11), que considera o efeito do espalhamento, porém, o elétron foi considerado como uma carga elétrica pontual. Por fim, tem-se a linha sólida a qual foi obtida através do algoritmo (14), assumindo um elétron tipo anel flexível, e o efeito do espalhamento (COMPTON, 1919b, p. 255 [185]). A partir do gráfico, nota-se que quando  $\lambda \rightarrow \infty$ , as três fórmulas divergem um pouco, mas as variações experimentais não são significantes. Todavia, quando  $\lambda \rightarrow 0$ , as discrepâncias entre as três hipóteses tornam-se perceptíveis, as linhas pontilhada e tracejada divergem expressivamente dos valores experimentais; já a linha sólida apresenta uma util concordância (*ibid.*, p. 256 [186]).

A seguir, tem-se outro gráfico traçado por Compton, desta vez em larga escala, para os coeficientes de absorção do alumínio para comprimentos de onda menores do que 0.35 Å, cujo objetivo era evidenciar mais claramente a diferença entre as três fórmulas e os resultados experimentais (*ibid.*).



**Fig. 6: Gráfico traçado por Compton de  $\mu/\rho$  versus  $\lambda$  para mostrar a forma da curva teórica ao modificar o valor assumido para o raio do elétron. Fonte: Compton, 1919b, p. 256 [186].**

Na Fig. 6, a curva pontilhada representa a fórmula (9), e a curva tracejada, a equação (11), ambas mostrava-se inaplicáveis aos raios X duros. Compton (1919b, p. 256 [186]) ressaltou que o coeficiente de absorção total caía abaixo dos valores de  $\sigma_0/\rho$ , e isto sugere que a hipótese de um elétron pontual de eletricidade não seja aplicável ao coeficiente de absorção dos raios X de alta frequência, visto que, de acordo com a teoria clássica, esse valor seria uma constante (*ibid.*).

Compton (1919b, p. 258 [188]) destacou que ao fazer cálculos similares para o cobre e o chumbo, obtinha-se resultados satisfatórios apenas para comprimentos de onda longos. No entanto, para ondas muito curtas, cujos coeficientes de absorção tinham sido mostrados por Hull e Rice, os valores determinados também eram baixos. Conforme apontado por Barkla e Dunlop, tal dissonância seria devido ao excesso de espalhamento que acontece nesses metais quando atravessados pelos raios X, enquanto que isto não ocorre para o caso do alumínio (*ibid.*, pp. 258-259 [188-189]). Portanto, não seria possível testar a validação da equação (14) para as medições do cobre e do chumbo (*ibid.*, p. 259 [189]).

Compton (*ibid.*) concluiu que a concordância da sua fórmula (14) com os resultados experimentais, apenas para o caso em que havia resultados experimentais disponíveis para fazer um teste experimental (o alumínio), era uma forte evidência de que o elétron possuía um tamanho comparável com o comprimento da radiação incidente dos raios X duros, já que a hipótese de um elétron pontual não conseguia explicar os baixos valores observados para o coeficiente de absorção dos raios X muito curtos.

Além disso, os resultados experimentais corroboraram, em parte, a fórmula (14) desde que não aconteça o excesso de espalhamento. Considerando a validade dessa fórmula, a exatidão das medições de Hull e Rice, e um elétron tipo anel flexível, o raio do elétron calculado seria  $(1.85 \pm 0.05) \times 10^{-10} \text{ cm}$  (COMPTON, 1919b, p. 259 [189]).

## 1.2 O grande elétron anelar: o fim de uma hipótese promissora

O advento da hipótese de um grande elétron em forma de anel, por Compton, parecia resolver indubitavelmente o problema do espalhamento e da absorção da radiação de alta frequência. Todavia, tal hipótese possuía alguns aspectos suscetíveis a críticas.

As expressões de Compton para a velocidade do grande elétron,  $\varphi$ , e o coeficiente de absorção,  $\sigma/\rho$ , dependiam tanto do comprimento de onda  $\lambda$  quanto do valor atribuído ao raio do elétron. Mas, para obter-se o raio do elétron seria necessário conhecer o comprimento de onda da radiação incidente. No entanto, essa quantidade para os raios  $\gamma$  era incerta em 1919 (STUEWER, 1975, p. 124). A primeira estimativa de obtenção do comprimento de onda dos raios  $\gamma$  de RaC<sup>27</sup> foi realizada por E. Rutherford e E. N. C. Andrade, em 1914. Eles encontraram que esses raios emitiam uma linha forte em 0.099 Å e uma linha fraca em 0.071 Å. Após três anos, Rutherford revisou as suas medições, e concluiu que o comprimento de onda dos raios  $\gamma$  de RaC estaria aproximadamente entre 0.02 Å e 0.007 Å (RUTHERFORD, 1917, p. 160 apud STUEWER, 1975, p. 124).

Essa grande diferença entre as duas medições feitas por Rutherford, e o fato de que Compton escolhera a primeira estimativa para aplicar ao seu modelo de grande elétron anelar suscitou várias críticas. O próprio H. S. Allen, que era o mais crédulo defensor do modelo de

---

<sup>27</sup> É a abreviação do termo *Radium C*, nome histórico de um dos produtos de decaimento do rádio. Hoje, esse produto é conhecido como o isótopo 214 do bismuto.

elétron anelar, fez apreciações acerca da estimativa do tamanho do raio do elétron proposto por Compton. Segundo ele (ALLEN, 1918, p. 143 apud STUEWER, 1975, p. 124), enquanto Compton considerava um elétron na forma de anel, cujo raio fora estimado ser  $2.3 \times 10^{-10} \text{ cm}$ , as medições recentes de Rutherford haviam mostrado que esse valor deveria ser reduzido para aproximadamente 1/10 daquele valor indicado. Ou seja, o raio do elétron de Compton era muitas vezes maior do que o último valor estimado para o comprimento de onda da radiação X e  $\gamma$  incidente.

Compton respondeu a crítica feita por Allen. O comprimento de onda dos raios X era estimado conforme a equação  $\lambda = hC/eV$ , em que  $h$  é a constante de Planck,  $C$ , a velocidade da luz,  $e$ , a carga do elétron, e  $V$ , a voltagem sobre o tubo de raios X (COMPTON, 1919b, p. 257 [187]). Compton (*ibid.*) afirmou que o fato de Rutherford ter utilizado a voltagem máxima sobre o tubo de Coolidge havia influenciado nas suas últimas estimativas acerca do comprimento de onda dos raios X incidentes. A partir da equação acima, observa-se que  $\lambda$  e  $V$  são grandezas inversamente proporcionais. Logo, como Rutherford havia utilizado a voltagem máxima, o comprimento de onda efetivo encontrado por ele era menor do que o valor verdadeiro. Compton (*ibid.*) também destacou que o método de filtragem que era utilizado para se obter os raios X de comprimentos de onda muito curtos era impreciso.

Compton (1919b, p. 258 [188]) descreveu que após esses comentários, “o professor Rutherford ainda acreditava na precisão das suas últimas medições” mesmo sabendo da dificuldade relacionada ao método de filtragem. Entretanto, Rutherford também destacou a necessidade de se fazer mais medições refinadas da absorção dos raios X com o intuito de tentar resolver a questão da disparidade entre as duas estimativas encontradas para o comprimento de onda da radiação de alta frequência (*ibid.*).

A crítica de Allen não fizera com que Compton abandonasse o seu modelo de elétron, e nem mesmo, as ponderações feitas por Owen o qual havia acompanhado o trabalho de Allen (STUEWER, 1975, p. 125).

Em Agosto de 1919, Compton deixou a *Westinghouse* para trabalhar no Laboratório Cavendish, em Cambridge, na Inglaterra. Ele havia recebido uma bolsa de pesquisa da *National Research Council Fellowship* (STUEWER, 1975, pp. 126-127), e continuou a sua linha de pesquisa, estudando o espalhamento de raios X e  $\gamma$  pela matéria (MEHRA & RECHENBERG, 1982, vol. 1.2, pp. 520-521).

### 1.2.1 O trabalho de Compton no laboratório Cavendish (1919-1920)

Trabalhar no laboratório Cavendish, em contato com Rutherford, tornou-se essencial para que Compton pudesse engajar-se, de fato, em um programa de pesquisa mais experimental, proporcionando-lhe uma “carreira como um investigador em física básica [...]” (COMPTON, 1965 apud STUEWER, 1975, p. 128). Os recursos disponíveis no laboratório Cavendish lhe proporcionaram desenvolver e refletir acerca dos seus últimos argumentos a favor de um grande elétron anelar.

Compton chegara ao laboratório de Cavendish com a ideia de que era possível supor que o elétron poderia ter a forma de um anel, e considerando essa hipótese, ele havia desenvolvido uma teoria para o processo de espalhamento dos raios X pela matéria. Neste laboratório, ele realizou uma série de experimentos com raios  $\gamma$  (STUEWER, 1975, p. 146).

Um dos primeiros experimentos realizados por ele foi similar aos experimentos com raios  $\gamma$  feitos por Forman (*ibid.*). O objetivo de Compton era mostrar que o efeito da magnetização sobre o coeficiente de absorção dos raios  $\gamma$  no ferro de modo que fosse possível detectar “um efeito devido à orientação de um campo magnético anisotrópico” (COMPTON, 1921a, p. 38 [220]). A sua hipótese era a de que um elétron anelar absorveria mais energia quando o seu eixo estivesse paralelo com um feixe incidente de raios  $\gamma$ . Portanto, a parte da absorção devida à transferência de energia para esse elétron seria aumentada (*ibid.*).

Compton (1921a, p. 39 [221]) havia observado que caso houvesse o espalhamento “verdadeiro”<sup>28</sup> dos raios  $\gamma$ , então, somente uma pequena fração da energia dissipada transformava-se em um tipo de “radiação fluorescente”. Essa observação era contrária às especulações de Florance, Ishino e outros. Além disso, os experimentos mostravam que “a parte principal da radiação fluorescente produzida é de um tipo que não é uma característica particular do elemento absorvente, logo, difere da radiação fluorescente excitada por raios X de ordinária dureza” (*ibid.*). Ele (1921a, p. 39 [221]) retornou à sua ideia de que a absorção dos raios X devido ao espalhamento e à fluorescência seria “provavelmente por causa da energia transferida ao movimento do elétron como um todo”. Neste caso, poderia ser considerado que, para o caso dos raios  $\gamma$  muito curtos, uma parcela da absorção seria devida à transferência de energia para “as oscilações rotacionais e elásticas do próprio elétron” (*ibid.*).

---

<sup>28</sup> O “espalhamento verdadeiro”, para Compton, era aquele em que os raios espalhados possuían o mesmo comprimento de onda do feixe primário (COMPTON, 1922b, p. 1 [331]).

Após a realização do experimento, Compton (1921a, p. 40 [222]) obteve os seguintes resultados: à medida que o ferro era *magnetizado paralelamente* com o feixe incidente de raios  $\gamma$ , o acréscimo observado no seu coeficiente de absorção era de 0.004 por cento (margem de erro,  $\pm 0.019$ ); enquanto que para a magnetização perpendicular ao feixe incidente, o coeficiente de absorção aumentava 0.023 por cento (margem de erro,  $\pm 0.018$ ). Ele (*ibid.*) reforçou o significado desses valores, afirmando que “para a magnetização paralela, o efeito sob o coeficiente de absorção era provavelmente menor do que 1 parte em 5,000, e para a magnetização perpendicular, o efeito era provavelmente menor do que 1 parte em 3,000”. Ao interpretar tais resultados, Compton (*ibid.*) concluiu que esse tipo de absorção, que era devido à energia transmitida ao movimento do elétron como um todo, não constitui em uma parte importante na absorção total dos raios  $\gamma$ .

Ao considerar o elétron como sendo o magnéton elementar, e que os dois tipos de absorção (por meio do espalhamento e da absorção) constituíam uma fração da absorção total dos raios  $\gamma$ , portanto, a magnetização do ferro deveria proporcionar um efeito apreciável no coeficiente de absorção. Isso, porém, *não* foi identificado no experimento feito por Compton (COMPTON, 1921a, p. 40 [222]).

Compton (*ibid.*, pp. 40-41 [222-223]) ressaltou que ao assumir a ocorrência de um alinhamento entre o campo do magnéton elementar e o campo magnético externo, duas conclusões seriam possíveis: “(1) a última partícula magnética *não* é o elétron anelar, ou (2) a energia transmitida ao movimento do elétron como um todo *não* é responsável por nenhuma parte da absorção total de raios gama” (*grifo nosso*). Ele justificou do porquê que a segunda possibilidade não poderia ser desconsiderada, destacando que:

Se apenas um elétron anelar em cada átomo é orientado pelo campo magnético, um efeito de uma parte em 5,000 deveria ter sido produzida sob a magnetização paralela se, pelo menos, 1 por cento da absorção total é devido ao espalhamento. Contudo, os experimentos mostram que a grande parte da absorção é devido à fluorescência, o fato que para o espalhamento dos raios X muito duros é ainda proeminente faz parecer improvável que o espalhamento seria tão sem importância quanto este resultado implicaria. Portanto, enquanto não é possível retirar qualquer conclusão definitiva destes experimentos até que mais informações estejam disponíveis com respeito ao mecanismo de absorção de raios gama, *a evidência parece opor-se à hipótese de que o elétron anelar é a última partícula magnética* (COMPTON, 1921a, p. 41 [223], *grifo nosso*).

Contrário às observações de Compton, Forman havia observado um acréscimo no valor do coeficiente de absorção quando o ferro era magnetizado paralelamente com os raios de comprimentos de onda muito curtos, e nenhum efeito fora observado para o caso em que o ferro era magnetizado perpendicularmente (1921a, p. 41 [223]). Compton (*ibid.*) mencionou que já, em 1918, ele havia explicado o efeito observado por Forman desde que assumisse o elétron como sendo um anel de eletricidade capaz de ser orientado pelo campo magnético. Por fim, ele (*ibid.*) enfatizou que essa “evidência aparentemente conflitante” não o faria “retirar quaisquer conclusões sobre a forma do elétron a partir desses experimentos”.

### **1.2.2 *O problema do comprimento de onda dos raios $\gamma$***

Compton (1921b, p. 770 [286]) realizou outro experimento que lhe proporcionou novas e proeminentes reflexões cuja finalidade consistia em determinar o comprimento de onda da radiação de alta frequência através de um método baseado na difração de átomos.

Os últimos resultados experimentais obtidos por Rutherford e Andrade revelaram que “a absorção de raios X de alta frequência tem indicado que a radiação, cujo comprimento de onda era aproximadamente 0.08 Å, possuía um coeficiente de absorção do chumbo que era muito maior do que aquela dos raios gama de rádio” (COMPTON, 1921b, p. 770 [286]). Deste modo, as medições da reflexão por cristais mostravam que “o rádio liberava raios gama de comprimentos de onda de 0.07 Å e mais longos, [e que] a radiação muito penetrante que era emitida teria provavelmente um comprimento de onda muito mais curto” (*ibid.*).

Teoricamente, a relação quântica,  $h\nu = eV$ , poderia fornecer o comprimento de onda limite para a radiação de alta frequência. Neste sentido, o comprimento de onda limite encontrado, para o caso em que a radiação X era produzida pelos elétrons mais lentos, foi de aproximadamente 0.03 Å, já para aquela em que os elétrons eram mais rápidos, o valor era tão curto quanto 0.007 Å (*ibid.*).

Por outro lado, a partir do valor experimental obtido para o coeficiente de absorção dos raios  $\gamma$  duros, Compton calculou o comprimento de onda desses raios que foi encontrado ser de aproximadamente 0.04 Å. Além disso, conhecendo aproximadamente o comprimento de onda da radiação  $\gamma$  incidente, é possível calcular o comprimento de onda da radiação secundária emergente através da ‘hipótese de que a diferença no comprimento de onda era um efeito Doppler devido ao movimento das partículas que emitiam a radiação secundária, o comprimento de onda dos raios gama primários poderiam ser estimados desde que o

coeficiente de absorção da radiação secundária primária e a emergente fosse quase o mesmo” (COMPTON, 1921b, p. 771 [287]). Esse método forneceu um valor entre 0.02 Å e 0.03 Å para o comprimento dos raios  $\gamma$  duros de rádio (*ibid.*).

Diferente do método de reflexão por um cristal de sal de rocha, mineral extraído das minas subterrâneas, utilizado Rutherford e Andrade para determinar o comprimento de onda dos raios  $\gamma$ , Compton (*ibid.*, p. 771 [287]) propôs um novo método a partir do qual poderia se observar a difração padrão devido aos átomos individuais. De modo análogo, se na reflexão de raios X por um cristal, comparava-lhe com o espectro de uma rede de difração, tal método corresponderia ao estudo de um padrão de difração devido a um grande número de linhas paralelas riscadas em distâncias aleatórias (COMPTON, 1921b, p. 771 [287]). A vantagem deste outro método era a de que seria possível medir a difração de átomos em pequenos ângulos, em torno de 10 graus. Para utilizar o método quantitativamente, segundo Compton, seria preciso conhecer o diâmetro efetivo do átomo o que era possível através das medições de raios X com comprimentos de onda conhecidos (*ibid.*).

Compton (1921b, p. 777 [293]) verificou que o comprimento efetivo dos raios  $\gamma$  era menor do que 0.037 Å. Das estimativas anteriores, verifica-se que há uma consonância entre o valor teórico, o encontrado por Compton, e aquele por Rutherford e Andrade para o comprimento de onda da radiação  $\gamma$ . Desse modo, aquela crítica de Allen ao grande elétron de Compton tornava-se mais consistente já que essa medição do comprimento de onda dos raios  $\gamma$  discordava da sua primeira estimativa.

Após a análise dos resultados experimentais, Compton (*ibid.*) destacou que existiam três pontos de incerteza nas suas observações: “(1) o comprimento de onda 0.2 Å em 90º era um valor extrapolado, (2) um possível erro nos experimentos, e (3) a falta de uma evidência positiva de que a radiação medida, nestes experimentos, contém uma apreciável fração dos raios espalhados verdadeiramente”. Apesar disso, ele (*ibid.*) afirmou que o novo método utilizado para determinar o comprimento de onda dos raios  $\gamma$  duros era “talvez o mais direto”, e além do mais, como os seus resultados experimentais estavam em concordância com os valores preditos, esses resultados poderiam ser considerados como apoio às “bases teóricas dessas previsões”.

### 1.2.3 Um novo modelo de elétron

Diante do ceticismo subjacente à realidade física do elétron anelar decorrente das discussões e do trabalho no Laboratório Cavendish, Compton tentou estudar um novo modelo de elétron: o elétron esférico sólido (STUEWER, 1975, pp. 152-153). No final de 1920, ele (1921c, p. 147-148 [296-297]) utilizou a ideia de Parson de que o elétron era um *magnéton* de relativamente grande tamanho, mas, contrário ao modelo de elétron proposto por Parson que considerava um elétron anelar, ele adicionou a hipótese de J. W. Nicholson de que o elétron teria uma forma isotrópica sobre a qual se teria “uma forte concentração de carga elétrica próxima ao centro, e uma diminuição da densidade elétrica à medida que o raio aumentava”.

Conforme Stuewer (1975, p. 153), Compton desconsiderou, anteriormente, o elétron tipo casca esférica e outros modelos simetricamente esféricos a favor do modelo de elétron anelar devido à questão da inércia do elétron. Esse retorno a um modelo de elétron esférico, agora uma esfera sólida e não mais uma casca esférica, poderia ser justificado, segundo Stuewer (*ibid.*), a partir deste argumento escrito por Compton: “Com a introdução do princípio da relatividade<sup>29</sup> tornava-se claro que a variação da massa com a velocidade não era uma característica atribuída à inércia do elétron”, e que não havia nenhuma evidência de que “a inércia do elétron negativo era totalmente de origem eletromagnética” (COMPTON, 1921d, p. 828 [264]). Além disso, Compton (*ibid.*) enfatizou que os trabalhos realizados por M. Abraham, Webster, e outros mostravam que deveria haver alguma outra massa presente, além daquela devida ao campo elétrico do elétron. Neste caso, a sua objeção inicial ao modelo de elétron esférico parecia ter sido injustificada (STUEWER, 1975, p. 154).

No seu trabalho, *Classical Electrodynamics and the Dissipation of X-Ray Energy*, o objetivo de Compton consistia em “descobrir se era possível explicar o bem conhecido fenômeno da absorção e do espalhamento dos raios X sob a base da eletrodinâmica clássica” (COMPTON, 1921e, p. 93 [224]). Para isso, Compton considerou dois modelos de elétron, o anelar e o esférico sólido, na tentativa de explicar tais fenômenos.

#### “O espalhamento dos raios X por elétrons individuais”<sup>30</sup>

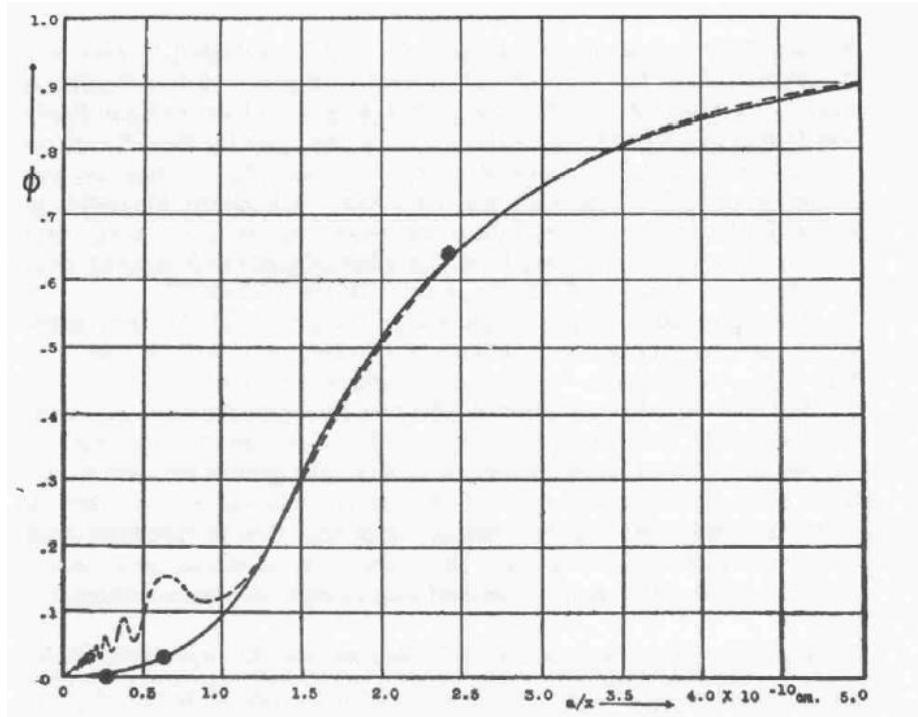
<sup>29</sup> Descrição mais detalhada sobre o Princípio da Relatividade em Helge Kragh (1999, pp. 87-98).

<sup>30</sup> Utilizou-se o mesmo título da seção do artigo original de Compton.

Compton (1921e, p. 100 [231]) mencionou, mais uma vez, que a intensidade da radiação espalhada dependeria do modelo de elétron considerado e destacou qual era o problema do modelo de elétron anelar. Segundo ele, no seu primeiro cálculo para o espalhamento da radiação X por um elétron anelar, “um pequeno erro foi introduzido por um método falho de ponderar o espalhamento em diferentes orientações do elétron” (COMPTON, 1921e, p. 100 [231]).

Ele (1921e, p. 101 [232]) também adicionou que, nesse cálculo, foi deixado incerto se a massa de um elemento de um elétron anelar era a mesma à medida que ele era acelerado perpendicular ou tangente ao anel. No entanto, Webster havia enfatizado que o princípio da relatividade requeria que a massa fosse a mesma ao longo de todo o eixo. Compton também considerou, tal como em 1919, que o elétron era flexível já que as forças de posição, restauradoras, sob qualquer elemento dele eram pequenas comparadas com as forças devido à radiação incidente. Por essa razão, o elétron podia deformar-se (COMPTON, 1921e, p. 102 [233]).

Compton (1921e) elaborou uma fórmula para a intensidade da radiação espalhada para um elétron anelar e outra para o elétron esférico. Em seguida, ele traçou um gráfico no qual foi possível comparar essas fórmulas com os resultados experimentais. No gráfico a seguir, encontram-se os valores experimentais de  $\Phi$ , um fator associado ao modelo e à dimensão do elétron, os quais foram traçados em função de  $a/x$ . A linha tracejada representa o valor de  $\Phi$  quando calculado para um elétron anelar cujo raio foi assumido ser  $a = 2.6 \times 10^{-10} \text{ cm}$ , já a linha sólida foi calculada para um elétron esférico sobre o qual foi considerado um raio de  $a = 5 \times 10^{-10} \text{ cm}$  (COMPTON, 1921e, p. 114 [244]).



**Fig. 7: Gráfico traçado por Compton, em 1921, comparando o modelo de elétron anelar (linha tracejada) com o modelo de elétron esférico (linha sólida). Fonte: Compton, 1921e, p. 114 [245].**

Ao analisá-lo, Compton (1921e, pp. 114-115 [244-245]) concluiu que era “claramente impossível explicar os valores muito baixos do espalhamento de raios  $\gamma$  sob a base de um elétron anelar flexível. Por outro lado, a hipótese de um elétron esférico fornecia uma explicação satisfatória dos poucos dados que estavam disponíveis”. Após um “tempo de vida” de três anos, o modelo de elétron anelar de Compton estava “morto” (STUEWER, 1975, p. 156).

Por fim, Compton (1921e, p. 114 [245]) destacou que a comparação entre a teoria proposta e os experimentos confirmava à “aplicabilidade da eletrodinâmica clássica para o cálculo do espalhamento da radiação de alta frequência”.

#### ***“Absorção da radiação de alta frequência”***

Compton revisou a sua fórmula, proposta em 1919, para a absorção total. Ele (1921e, p. 120 [251]) destacou dois aspectos importantes a serem considerados. Inicialmente, o coeficiente de espalhamento não seria descrito pela equação escrita por Thomson, e segundo, qualquer tipo de absorção fluorescente dependeria da energia transferida ao elétron à medida

que a radiação o atravessa. Deste modo, considerando que a energia absorvida resultava no movimento do elétron como um todo, “a quantidade de energia transferida seria proporcional ao quadrado da aceleração máxima que o elétron estava sujeito quando atravessado por radiação” (COMPTON, 1921e, p. 120 [251]). Neste artigo, ele calculou, como fizera em 1919, o valor do fator  $\varphi^{31}$  tanto para o modelo de elétron anelar, visto que anteriormente ele havia introduzido um erro referente ao método de ponderação, quanto para o modelo de elétron esférico.

Para explicar a absorção dos raios X e  $\gamma$ , de acordo com a eletrodinâmica clássica, seria necessário introduzir outro termo na expressão para a absorção total. “Isto decorre do fato de que a radiação incidente consiste de trens de onda de comprimento finito que presumivelmente começam, de fato, abruptamente” (COMPTON, 1921e, p. 116 [247]). À medida que essa série singular atravessava um elétron, ele realizaria uma oscilação forçada devido à junção da vibração da frequência da onda incidente superposta com a vibração da oscilação dos elétrons livres (*ibid.*). Compton definiu os dois tipos de oscilação que o elétron estava sujeito, como segue:

O primeiro tipo de oscilação era aquele que resultava do espalhamento, e persistia apenas enquanto o elétron continuasse a ser excitado pela onda incidente. O segundo tipo de oscilação representava a transformação da energia do feixe primário em outra forma que provavelmente reapareceria como radiação fluorescente característica do elétron atravessado (COMPTON, 1921e, p. 116 [247]).

Compton acrescentou, portanto, um novo termo a sua fórmula para o coeficiente de absorção total. Ela, agora, deveria ser descrita por<sup>32</sup>:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{a}{\rho}, \quad (15)$$

---

<sup>31</sup> Esse fator foi assumido ser a razão entre a aceleração do modelo de elétron considerado e a aceleração do pequeno elétron (COMPTON, 1921e, p. 121 [252]).

<sup>32</sup> Utilizou-se a equação condensada descrita por Stuewer (1975, p. 157).

em que  $a/\rho$  representava o novo termo, o coeficiente de transformação,  $\tau/\rho$ , o coeficiente de absorção “fluorescente”, e  $\sigma/\rho$ , o coeficiente de espalhamento.

O coeficiente de transformação,  $a/\rho$ , era da mesma ordem de magnitude do coeficiente de espalhamento,  $\sigma_0/\rho$  que era calculado de acordo com a teoria de Thomson. Esse coeficiente também deveria ser aplicável à radiação de comprimento de onda muito curto em que a absorção fluorescente ordinária tornava-se pequena (COMPTON, 1921e, p. 118 [249]). De acordo com Stuewer (1975, p. 157), o fato de que esse novo coeficiente era da mesma magnitude do coeficiente de espalhamento, e o de que ele era “aproximadamente independente do comprimento de onda”, dificultou a sua verificação experimental.

Compton (1921e, p. 118-119 [249-250]) destacou que o valor do coeficiente de transformação dependia da forma do trem de onda primário. Ele (1921e, p. 120 [251] também mencionou que uma forma de testar a existência desta absorção, devido à transformação da energia do feixe primário em vibração natural do elétron, seria através do estudo das “medidas da absorção do mesmo comprimento de onda antes e após a reflexão por um cristal”.

Após estudar os seus dados experimentais, Compton (1921e, p. 126 [257]) afirmou que utilizar o termo, que representava a radiação “transformada”, para explicar a magnitude da absorção dos raios  $\gamma$  pelos diferentes elementos era “uma justificativa parcial da sua introdução”.

Fisicamente, contudo, *não* parece que essa explicação da absorção de raio gama seja *adequada*. Experimentos indicam que uma grande parte da energia do raio X transforma-se em energia cinética de raios beta de alta velocidade; e é difícil entender como qualquer grande parte da energia “transformada”, que pela hipótese é distribuída quase igualmente dentre todos os elétrons atravessados, pode mostrar-se na forma de grande quantidades de energia sob um número comparativamente pequeno de partículas beta. *Por essa razão, eu estou inclinado a duvidar se o novo tipo de absorção, aqui introduzido, representa qualquer considerável parte na absorção de raios gama* (COMPTON, 1921e, p. 126-127 [257-258], grifo nosso).

## PARTE II

### A transição: do clássico para o semi-quântico

No final do verão de 1920, Compton deixou o laboratório Cavendish, apesar do ambiente estimulante proporcionado por Thomson, Rutherford e os seus colegas, para assumir o seu cargo de professor *Wayman Crow* e a chefia do departamento de física da Universidade de Washington em Saint Louis, Estados Unidos. O pensamento de Compton continuava repleto de indagações ainda sem respostas as quais poderiam ser obtidas, segundo ele, através de estudos em seu próprio laboratório. A atmosfera de seu próprio laboratório poderia lhe proporcionar uma liberdade em manipular e adaptar os equipamentos a favor dos seus objetivos de pesquisa (STUEWER, 1975, p. 158). Para dar prosseguimento ao seu programa de investigação, Compton teve a ajuda de G. E. M. Jauncey. (*ibid.*, p. 160).

#### 2.1 As primeiras observações de Compton

Compton realizou os seus primeiros experimentos, na Universidade de Washington, no início de 1921. Ele chegou ao seu novo ambiente de pesquisa com um espectrômetro de Bragg. Ele inicialmente utilizou esse equipamento não como um espectrômetro, mas sim, como um “seletor de comprimentos de onda” a partir do qual era produzido um feixe de raios X monocromático (STUEWER, 1975, p. 163). Isso seria possível através da equação de Bragg,  $n\lambda = 2d \sin\varphi$ , em que  $n$  é a ordem,  $d$  representa a distância entre os planos de reflexão, e  $\varphi$ , o ângulo que o feixe incidente faz com os planos de reflexão. Sabendo-se dos valores de  $n$  e  $d$ , e fixando o ângulo  $\varphi$  em algum ângulo  $\varphi_0$ , podia-se selecionar um comprimento de onda particular  $\lambda = \lambda_0$  (*ibid.*).

Os seus resultados foram publicados, em abril, daquele mesmo ano (*ibid.*). No início de seu artigo, *Secondary High Frequency Radiation*, Compton (1921f, p. 96 [305]) afirmou que os experimentos feitos por Florance e Ishino sobre o espalhamento dos raios  $\gamma$  mostravam “uma diferença considerável na dureza entre a radiação primária e a secundária, um efeito difícil de explicar se a radiação secundária era espalhada verdadeiramente”. Ele (*ibid.*) propôs,

então, um método experimental capaz de distinguir entre a radiação espalhada verdadeiramente e a fluorescente, no qual seria inserido um anteparo absorvente no caminho do feixe primário e do secundário. Desse modo, “qualquer radiação espalhada verdadeiramente deveria permanecer com a mesma intensidade para as duas posições do anteparo absorvente, enquanto que os raios fluorescentes, sendo, em geral, mais moles do que os raios primários que os excitam, seriam mais fortemente absorvidos quando o anteparo estava no caminho da radiação secundária” (COMPTON, 1921f, p. 96 [305]).

Com o espectrômetro de Bragg, Compton selecionou dois diferentes comprimentos de onda,  $\lambda = 0.12 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 0.50 \text{ \AA}$ , e observou a intensidade da radiação espalhada em diferentes ângulos. Para  $\lambda = 0.12 \text{ \AA}$ , ele verificou que os raios espalhados formam aproximadamente 15 %, em  $90^\circ$ , com o feixe primário, e 70 % da radiação total em  $30^\circ$ . Quanto ao  $\lambda = 0.50 \text{ \AA}$ , o espalhamento era mais importante, mas, a radiação fluorescente era uma grande parte da radiação total (*ibid.*).

Compton (1921f, p. 96 [305]) concluiu que “os experimentos indicavam, portanto, a existência de um tipo de radiação de alta frequência fluorescente cujo comprimento de onda era independente da substância particular usada como radiador, dependendo somente da frequência da excitação dos raios primários”.

Ao contrário das medições feitas por Barkla, J. A. Crowther e outros, Compton (1921f, p. 96 [305]) considerou que apenas uma parte da radiação secundária “representava os raios verdadeiramente espalhados”. Para pequenos ângulos, o valor do espalhamento aproximava-se daquele predito pela teoria de Thomson. Entretanto, em grandes ângulos, o espalhamento era muito menor do que o valor descrito por Thomson, em especial, para a radiação de comprimentos de onda muito curtos (*ibid.*, p. 96-97 [305-306]). Compton (*ibid.*, p. 97 [306]) mencionou que essa redução poderia ser explicada através da “hipótese de que o elétron era de tamanho suficiente (aproximadamente  $3 \times 10^{-10} \text{ cm}$ )” para proporcionar efeitos de interferência entre os raios espalhados e as suas diferentes partes. Ele não forneceu qualquer justificativa por ter modificado a sua estimativa para o valor do raio do elétron (STUEWER, 1975, p. 164).

Compton e C. F. Hagenow (1921, p. 97 [306]) ressaltaram que a radiação fluorescente geral poderia ser interpretada como sendo os raios X que eram excitados pelo impacto dos raios catódicos secundários liberados no radiador devido à passagem da radiação primária. Algumas medidas quantitativas evidenciavam que 50 % da energia do feixe

primário apareciam na forma da radiação fluorescente geral. Para os autores (1921, p. 97 [306]), “a eficiência da produção dos raios X pelos raios catódicos era menor do que 1 %, [então] não parecia que isto poderia ser a real origem dos raios secundários<sup>33</sup>”.

Barkla havia encontrado, através de medidas da polarização dos raios X secundários, que 80% dos raios foram polarizados em um ângulo de 90°. Os 20% restantes representavam uma parte do erro experimental, e outra, como enfatizado por Barkla, provavelmente ocasionada por uma “falta de polarização devido a forças atuando sob os elétrons no espalhamento” (COMPTON & HAGENOW, 1921, p. 97 [306]). Compton e Hanegow (*ibid.*) utilizaram “métodos muito mais sensitivos de medidas” do que aqueles usados por Barkla. Foi inserido um primeiro radiador a aproximadamente 12.5 cm diretamente abaixo do segundo radiador que estava localizado sobre a mesa de cristal do espectrômetro de Bragg. O grau de polarização, portanto, poderia ser medido a partir do registro do espalhamento no segundo radiador paralelo e, em ângulos retos com o feixe primário (COMPTON & HAGENOW, 1921, p. 97 [306]).

Compton e Hagenow (1921, p. 98 [307]) encontraram, nas suas condições experimentais, que aproximadamente 70 % da radiação secundária total, em 90°, era do “tipo fluorescente geral”. Isto significava que “tanto os raios fluorescentes quanto os raios espalhados eram completamente polarizados”. Não obstante, os experimentos feitos por Barkla mostravam que quando os raios catódicos eram bruscamente freados em uma placa de metal, eles produziam raios X *particularmente* polarizados, e não *completamente* polarizados (STUEWER, 1975, 166, *grifo do autor*). Neste caso, era difícil defender a ideia de que a radiação geral fluorescente era produzida similarmente aos raios X primários (COMPTON & HAGENOW, 1921g, p. 97 [306]). Ou seja, tanto os raios X fluorescentes de Compton quanto o feixe primário de raios X eram emitidos pelo rápido movimento de partículas β secundárias. A interpretação de Compton acerca da origem dos raios X fluorescentes precisava ser modificada (STUEWER, 1975, p. 166). Compton e Hagenow (1921, p. 98 [307]), então, escreveram que “a hipótese de que essa radiação [a fluorescente] era emitida no instante de liberação dos raios catódicos secundários dos átomos parecia oferecer uma possível explicação tanto dos graus de polarização como da eficiência de produção destes raios fluorescentes”.

---

<sup>33</sup> “Pelo termo raios X “secundários” era entendido qualquer radiação do tipo X excitado pela passagem através da matéria dos raios X primários” (COMPTON, 1922b, p. 1 [331]).

Segundo Stuewer (1975, p. 167), a conjectura de Compton era a de que qualquer efeito diferente da polarização completa poderia ser atribuído aos efeitos de espalhamentos múltiplos do elétron secundário. Ao considerar, então, que a radiação fluorescente era emitida no “instante de liberação” do elétron fazia com que tais efeitos pudessem ser reduzidos a zero, e a radiação fluorescente deveria ser completamente polarizada (*ibid.*). Quanto à produção dos raios fluorescentes, a baixa eficiência dos tubos de raios X poderia ser devido à energia cinética do elétron que estava sendo transformada em calor perdido quando os elétrons moviam-se dentro de uma placa. Ao assumir, portanto, que a radiação fluorescente geral era produzida no “instante de liberação” do elétron, o valor do calor perdido deveria ser bastante reduzido, e muito mais eficiências seriam esperadas (*ibid.*).

## 2.2 *O impasse teórico e experimental: Compton versus Gray*

Durante o verão de 1921, Compton foi professor visitante da Universidade de Califórnia, em Berkeley. No outono, ele retornou à Universidade de Washington, e sistematizou os seus resultados de pesquisa. Devido às críticas referentes à sua interpretação da radiação fluorescente, Compton percebeu que seria necessário elaborar uma argumentação mais convincente para respondê-las (STUEWER, 1975, p. 168). Desse modo, para compreender quais eram as críticas, e, sobretudo, as respostas de Compton a elas, Stuewer (*ibid.*) propôs uma análise de alguns experimentos feitos por J. A. Gray da Universidade de McGill.

Já era sabido para Gray, a partir de seu próprio trabalho e daquele de Florance, que existia um tipo de diferença entre os raios espalhados e aqueles raios primários, e que a característica dos raios, ou seja, o coeficiente de absorção dependia do ângulo de espalhamento (GRAY, 1920 apud STUEWER, 1975, p. 168). Ao reproduzir alguns de seus primeiros experimentos, Gray verificou o coeficiente de absorção dos raios  $\gamma$  secundários<sup>34</sup> espalhados por vários tipos de substâncias (STUEWER, 1975, p. 168) e chegou ao resultado de que aquele efeito observado não seria devido à produção de radiações características no radiador já que o coeficiente de absorção com o ângulo de espalhamento era independente da natureza do radiador (GRAY, 1920, p. 642 apud STUEWER, 1975, p. 168). Gray concluiu, então, que “em algum momento um feixe ordinário de raios  $\gamma$  era modificado em qualidade

---

<sup>34</sup> “Pelo termo raios [X ou  $\gamma$ ] “secundários” era entendido qualquer radiação do tipo X excitado pela passagem através da matéria dos raios X primários” (COMPTON, 1922b, p. 1 [331]).

[coeficiente de absorção] quando espalhado [e, essa] mudança dependeria do ângulo de espalhamento” (*ibid.*).

Gray também mencionou que a comparação dos coeficientes de absorção da radiação primária com os dos raios secundários seria possível através de seus espectros (STUEWER, 1975, p. 169). Essa foi a mesma conclusão geral chegada por Compton cinco meses depois (*ibid.*). O método experimental utilizado por Gray e aquele por Compton era similar, exceto o aspecto de que Compton já utilizava a reflexão dos raios X por cristais, enquanto Gray usava as linhas características do estanho para produzir um feixe homogêneo (STUEWER, 1975, p. 169).

Porém, o fator mais divergente entre eles era a interpretação das observações. Compton sempre se mostrava cuidadoso com a distinção dos termos “espalhados verdadeiramente” e radiações secundárias “fluorescentes”. Gray, por outro lado, nunca fez tal diferenciação. Gray sempre se referia ao feixe secundário como o feixe “espalhado” já que a sua hipótese, formulada desde 1913, era a de que a mudança no coeficiente de absorção seria devido ao processo de espalhamento. Para explicar essa mudança, Gray “ressuscitou” a teoria de pulso dos raios X (STUEWER, 1975, p. 171). A sua conjectura era a de que um pulso único incidente colidiria com um elétron singular, e consequentemente, as superposições dos pulsos dariam origem ao efeito de interferência (*ibid.*).

Compton mostrou-se crítico da interpretação da teoria de pulso de Gray, e acabou rejeitando-a. De um lado, ele conhecia a descoberta de Laue sobre a difração dos raios X por cristais que era antagônica à teoria de pulso. Por outro lado, Compton também conhecia o trabalho de Webster no qual ele havia descrito que a teoria de pulso era inconsistente com a lei de Duane-Hunt (STUEWER, 1975, p. 171).

Todavia, em setembro de 1921, um artigo publicado por S. J. Plimpton<sup>35</sup>, intitulado *On the scattering of Rays in X-ray Diffraction*, chamou a atenção de Compton. Ele passou, então, a dar uma maior atenção à teoria de Gray (*ibid.*, pp. 171-172).

A opinião de Plimpton, tal como a de Gray, era a de que se os raios espalhados fossem estritamente monocromáticos, logo, não haveria nenhuma diferença na medida da absorção “quando a tela [absorvente] era modificada do feixe incidente para o espalhado” (PLIMPTON, 1921, pp. 302-303 apud STUEWER, 1975, p. 172). Já para os raios primários

---

<sup>35</sup> Neste período, Plimpton estava trabalhando no laboratório de William H. Bragg na Universidade de Londres, Inglaterra.

não homogêneos, o feixe secundário poderia aparecer mais mole, isto é, esse feixe possuiria um comprimento de onda maior do que o primário. Diferentemente da hipótese de Gray, Plimpton parecia acreditar que existia uma evidência de que até mesmo os raios primários monocromáticos poderiam sofrer uma mudança no seu coeficiente de absorção, mas ele considerou essa conjectura como provavelmente falsa (STUEWER, 1975, p. 172). Plimpton (1921, pp. 302-303 apud STUEWER, 1975, p. 172) escreveu, portanto, que “possivelmente o mecanismo de espalhamento não era tão simples como suposto, mas, envolvia um processo mais indireto tal como a absorção, e subsequente, a re-emissão de energia”. Ele prosseguiu afirmando que a melhor maneira de se obter os raios monocromáticos era através da reflexão por cristal, “mas [...] tem sido, até o momento, impraticável realizar medidas precisas da radiação espalhada produzidas por esses fracos feixes refletidos” (*ibid.*).

A reação de Compton à conclusão de Plimpton foi publicada na revista *Nature* (STUEWER, 1975, pp. 172-173). Inicialmente, Compton (1921g, p. 366 [311]) enfatizou que um número de resultados experimentais evidenciava que os raios X e  $\gamma$  secundários eram menos penetrantes do que os raios primários quando um feixe de radiação atravessava qualquer substância, e que Gray havia afirmado que isso seria devido a “uma real mudança na qualidade da radiação”. Todavia, Compton (*ibid.*) declarou que a sua hipótese era a de que “essa transformação consistia na excitação de alguns raios fluorescentes de comprimento de onda ligeiramente maior do que aquela dos raios primários”. Ou seja, a mudança no comprimento de onda dos raios X primários, para Compton, não seria proporcionada pelo processo de espalhamento, mas sim, pelo fato de que o feixe primário era capaz de excitar a emissão de um novo tipo de radiação fluorescente, cujo comprimento de onda era maior do que o da radiação incidente.

Ao contrário de Compton, a mudança no comprimento de onda dos raios X foi explicada por Gray a partir da ideia de que os raios primários consistiam em pulsos finos que eram espalhados por átomos ou elétrons de dimensões comparáveis com a espessura do pulso. Essa “espessura do pulso espalhado seria maior do que aquele do pulso incidente”. Logo, ele estava sugerindo que “o amolecimento observado dos raios secundários poderia ser devido ao processo de espalhamento” (COMPTON, 1921g, p. 366 [311]).

Compton (1921g, p. 366 [311]) destacou que “se os raios X são produzidos para vir como ondas longas, como pela reflexão a partir de um cristal, no processo de espalhamento nenhum efeito poderia modificar o comprimento de onda”. De acordo com Gray, se os raios X refletidos por cristais atravessassem um irradiador, logo, os raios incidentes e os excitados

possuiriam o mesmo comprimento de onda e o mesmo coeficiente de absorção (COMPTON, 1921g, p. 366 [311]). Não obstante, para Compton (*ibid.*), desde que fosse considerado que o amolecimento era proveniente da excitação de raios fluorescentes, tanto os raios X refletidos quanto os não refletidos teriam os seus raios X secundários mais suaves do que os primários.

Compton (*ibid.*) resolveu, então, realizar um “teste crucial” capaz de resolver essa discrepância de opiniões entre ele e Gray, o que seria possível a partir da análise do coeficiente de absorção dos raios X refletidos antes e após o espalhamento. Isto é, primeiro, o feixe de raios X era refletido por um cristal, e em seguida, espalhado por uma substância. Logo, ter-se-ia a radiação refletiva antes de atravessar o material, e a radiação refletida e espalhada. Inicialmente, Compton utilizou linhas K de tungstênio refletidas por um cristal de cloreto de sódio, e determinou o coeficiente de absorção dos raios secundários após terem sido espalhados por parafina. Ele encontrou que o coeficiente de absorção da radiação secundária era consideravelmente maior, aproximadamente 52% em 90° e 22% em 30°, do que aquele do feixe incidente sobre a parafina. Com o intuito de comparar os seus resultados com aqueles obtidos por Plimpton, Compton (*ibid.*, pp. 366-367 [311-312]) substituiu o feixe de tungstênio pelo de molibdênio, e novamente observou um acréscimo no coeficiente de absorção dos raios secundários.

Após tais resultados, Compton (*ibid.*, p. 367 [312]) concluiu que o amolecimento observado quando os raios X foram espalhados era “substancialmente o mesmo daquele encontrado quando os raios, não refletidos de mesma dureza, eram empregados”. Portanto, “o amolecimento dos raios X secundários era devido não ao processo de espalhamento, mas à excitação de uma radiação fluorescente no irradiador” (*ibid.*). Compton (*ibid.*) afirmou que os experimentos realizados por Plimpton não foram realizados em condições favoráveis de comprimento de onda e de ângulo de espalhamento. Isso fizera com que os resultados encontrados por Compton e Plimpton fossem diferentes.

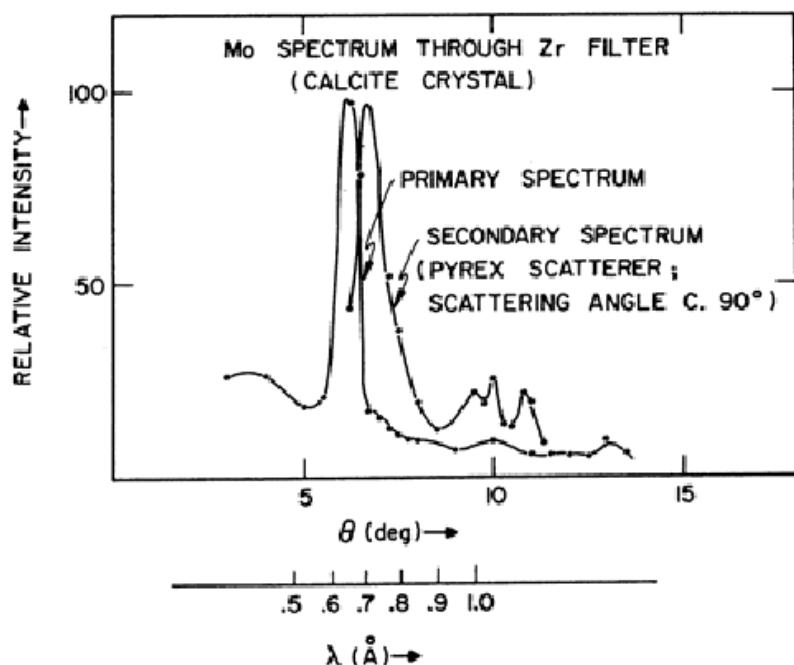
### **2.3 Compton e a sua abordagem semi-quântica: episódio I**

Compton realizou, em 1921, outro experimento cujo objetivo era “obter mais informações definitivas sobre as características da radiação X secundária” através da análise do espectro dos raios secundários obtidos quando um feixe de raios X de molibdênio atravessava um espalhador de alumínio ou celulóide que estaria inserido na primeira fenda do espetrômetro. Desse modo, Compton observou o espectro da radiação secundária em um

ângulo de espalhamento de aproximadamente 90° (COMPTON, 1922a, p. 267 [318]). Para Stuewer (1975, p. 185), tal experimento representou a mais importante modificação no itinerário de pesquisa desenvolvido por Compton desde que ele havia retornado aos experimentos de raios X e  $\gamma$ . Compton utilizaria, agora, o espectrômetro de Bragg como, de fato, espectrômetro, e não como um “seletor de comprimento de onda”, de modo que ele pudesse comparar o espectro do feixe primário com o do secundário (STUEWER, 2000, p. 982).

Compton (1922a, pp. 297-298 [318-319]) observou que o espectro possuía linhas idênticas em comprimento de onda com o feixe primário de molibdênio, logo, ele concluiu que uma parte da radiação secundária era verdadeiramente espalhada e que o seu comprimento de onda permanecia inalterado. Ele (*ibid.*) também havia verificado a existência de uma radiação fluorescente que possuía um comprimento de onda de 0.95 Å, o qual era 35% maior do que o comprimento de onda do raio incidente.

Compton não publicou o seu espectro. No entanto, Stuewer (1975, p. 188) consultou os cadernos originais de laboratório de Compton e esboçou dois gráficos que foram traçados a partir dos resultados experimentais obtidos por Compton. Um dos gráficos, ver Fig. 8, foi esboçado para o espalhador Pyrex. Compton havia afirmado que o máximo da radiação fluorescente era de aproximadamente 0.95 Å o que nos sugere, conforme Stuewer (*ibid.*), que Compton ignorou completamente a pequena diferença no pico da linha K $\alpha$  de molibdênio, restringindo-se apenas aos pequenos picos ao redor de 9.5°. Uma análise a partir dos conhecimentos atuais sobre o assunto, portanto anacrônica, permite-nos verificar que esses picos representam a segunda ordem do espectro dos raios espalhados, mas Compton não percebeu isso. Para Compton, tanto o comprimento de onda da radiação incidente quanto o da radiação espalhada verdadeiramente era de 0.708 Å, e o comprimento de onda da radiação fluorescente secundária era de 0.95 Å (STUEWER, 1975, p. 188).



**Fig. 8:** Gráfico traçado por Stuewer para representar os dados de observação obtidos por Compton em 1922. Fonte: Stuewer, 2000, p. 983.

Compton (1922a, p. 298 [319]) afirmou que os raios fluorescentes podem contribuir com uma parcela maior da energia espalhada do que aquela dos raios espalhados verdadeiramente quando se utilizava raios X de comprimento de onda muito curto. Isso poderia ser explicado se “supusermos que o feixe de raios X incidente ejeta os elétrons que se movem para frente com uma energia cinética de  $hc/\lambda$ , nessa expressão  $\lambda$  é o comprimento de onda do raio excitado, [...]”, isso faria com que os elétrons oscilassem em uma frequência na direção do movimento, o que pelo efeito Doppler ocasionaria em um aumento no comprimento de onda da radiação fluorescente. Portanto, Compton defendia, em 1922, que o feixe incidente e o espalhado possuíam o mesmo comprimento de onda após o processo de espalhamento. Contudo, haveria uma diferença significativa entre o comprimento de onda do feixe incidente e o da radiação fluorescente.

É importante destacar dois pontos na argumentação precedente de Compton. Primeiro, Compton sugeriu que cada elétron era ejetado com uma energia cinética de  $hc/\lambda$  pelo feixe incidente, ele não afirmou que cada *quantum* singular transfere a sua energia para

cada elétron, utilizando a teoria quântica para explicar a radiação fluorescente (STUEWER, 1975, p. 189). A partir da conservação da energia<sup>36</sup>, tem-se que:

$$\frac{hc}{\lambda} = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) - 1 = \left( \frac{1}{2} \right) mv^2, \quad (16)$$

nessa expressão  $v$  é a velocidade, e  $m$  a massa de repouso, do elétron ejetado.

Segundo, Compton também argumentou que os elétrons estariam oscilando, logo, seria necessário considerar o efeito Doppler. A expressão relativística do efeito Doppler é descrita por:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{1 - (v/c) \cos \theta_1}{1 - (v/c) \cos \theta_2}, \quad (17)$$

sendo que  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  representam os comprimentos de onda observados nas direções  $\theta_1$  e  $\theta_2$ , respectivamente (STUEWER, 1975, p. 190). No seu experimento, Compton adotou  $\theta_1 = 0^\circ$  e  $\theta_2 = \pi/2$ , logo, a equação (16) torna-se:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 1 - \frac{v}{c}. \quad (18)$$

Substituindo o valor de  $v$  da equação (16) na expressão (18) uma vez que  $\lambda = \lambda_1$ , obtém-se:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 1 - \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2hc}{m\lambda_1}} = 1 - \sqrt{\frac{2hc/\lambda_1}{mc^2}}. \quad (19)$$

Fazendo  $\lambda_1 = 0.71\text{\AA}$  e  $mc^2 = 0.51\text{ MeV}$ , encontra-se:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 1 - \sqrt{\frac{2(0.017\text{ MeV})}{0.51\text{ MeV}}} = 1 - 0.26 = 0.74. \quad (\text{Resultado Teórico})$$

Compton havia observado que  $\lambda_1/\lambda_2 = 0.71\text{\AA}/0.95\text{\AA} = 0.75$ . Conforme Stuewer, em uma fascinante reflexão sobre a natureza da ciência, “Quem perguntaria por melhor concordância entre a teoria e o experimento? Eu cito isto como um lindo exemplo histórico de uma falsa teoria sendo confirmada por falsos resultados experimentais” (STUEWER, 2000, pp. 982-983).

---

<sup>36</sup> As demonstrações matemáticas a seguir foram extraídas do livro, *The Compton Effect*, publicado por Roger H. Stuewer (1975).

## 2.4 Compton e a sua abordagem semi-quântica: episódio II

Em Outubro de 1922, Compton publicou um artigo, intitulado *Secondary Radiation Produced by X-Rays, and some of their Applications to Physical Problems*, com a finalidade de realizar uma revisão crítica da literatura sobre os raios secundários produzidos por raios X (STUEWER, 1975, p. 193).

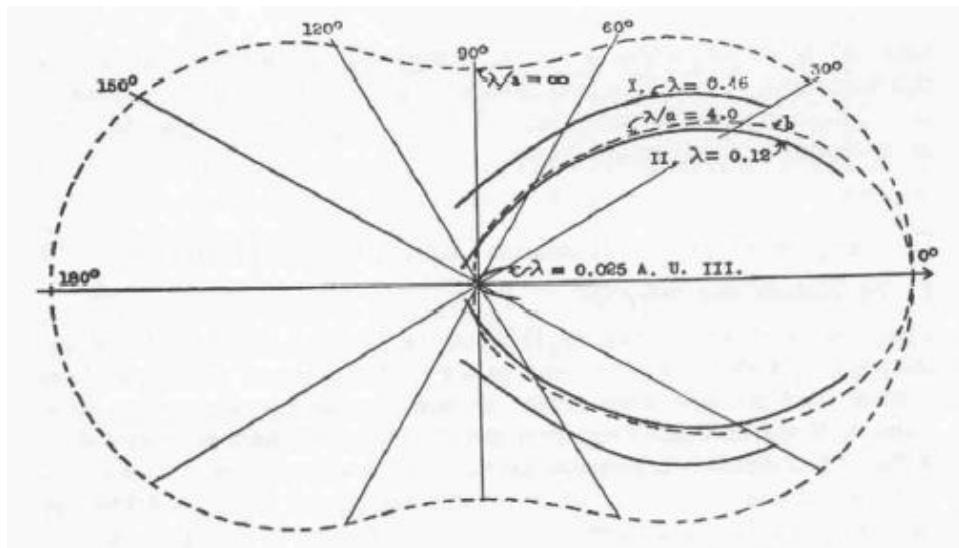
Compton (1922b, pp. 2-3 [322-323]) mencionou que para compreender o “significado físico da radiação secundária” era necessário saber qual parte da radiação era espalhada e qual era a fluorescente. Dois métodos poderiam ser utilizados para fazer essa distinção. O primeiro dependia da lei de Stokes, segundo a qual, a radiação fluorescente deveria ter um comprimento de onda maior do que aquele do feixe primário que a excita. Contudo, os raios espalhados “verdadeiramente” eram aqueles de *mesmo* comprimento de onda do feixe primário, e aqueles raios menos penetrantes *não* eram espalhados “verdadeiramente”.

O segundo método era mais direto, e consistia em comparar o espectro dos raios X secundários com aquele do feixe primário. Considerando que o feixe primário era homogêneo e que os elétrons atravessados estavam em repouso “de modo que se não ocorresse o efeito Doppler, o feixe espalhado seria homogêneo e de mesmo comprimento de onda; enquanto os raios fluorescentes difeririam em comprimento de onda do primário” (COMPTON, 1922b, p. 3 [323]).

### 2.4.1 Compton duvida do seu modelo de grande elétron

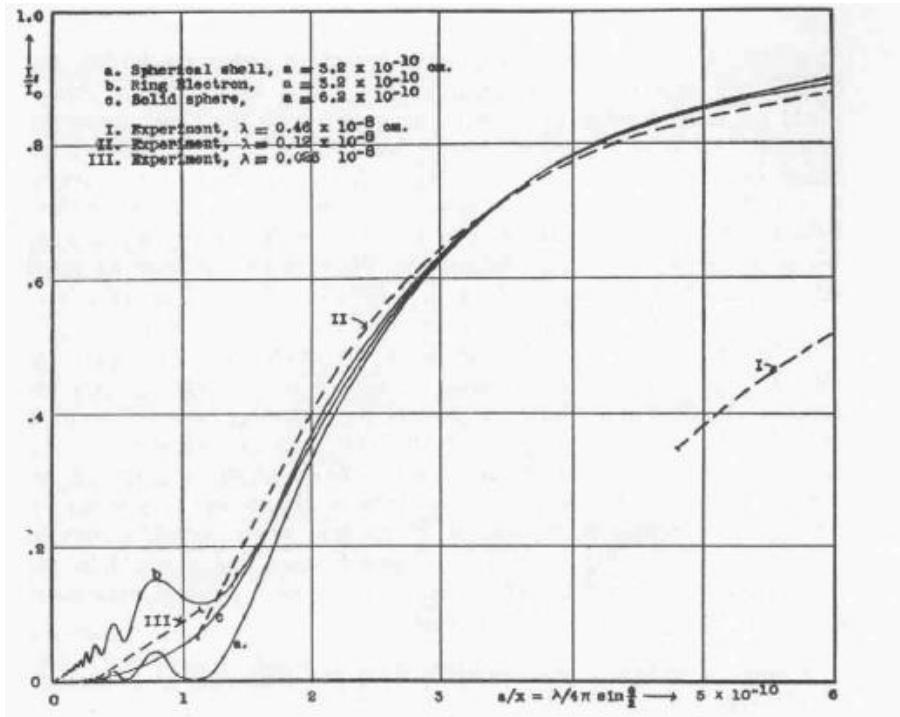
Com o intuito de fazer uma comparação entre o seu modelo de grande elétron com os dados de observação, Compton traçou um gráfico, similar aos que ele fizera anteriormente, da distribuição angular  $I(\lambda/a, \theta)$  versus o ângulo de espalhamento  $\theta$  (STUEWER, 1975, p. 194). Neste gráfico, as linhas sólidas representam os dados experimentais obtidos por Compton, as curvas I e II são referentes aos experimentos feitos com raios X na Universidade de Washington, e a curva III refere-se aos dados observados para os raios  $\gamma$  no laboratório Cavendish (*ibid.*). As linhas tracejadas referem-se aos valores teóricos do espalhamento, a externa para um elétron tipo carga pontual, e a interna para um grande elétron na forma de uma casca esférica flexível (COMPTON, 1922b, p. 8 [328]).

Com base na figura a seguir, verifica-se que para pequenos ângulos com o feixe primário, o espalhamento dos raios X duros por átomos leves aproximava-se daquela fornecida pela expressão de Thomson. Contudo, para grandes ângulos, a intensidade da radiação espalhada era muito menor do que o valor teórico predito por Thomson (COMPTON, 1922b, p. 8 [328]).



**Fig. 9: Gráfico traçado por Compton, em 1922, para representar o espalhamento verdadeiro dos raios X e  $\gamma$  duros por parafina. Fonte: Compton, 1922b, p. 8 [328].**

Percebe-se que os resultados experimentais referentes aos raios X, curva I e II, aproximavam-se razoavelmente dos valores teóricos, enquanto que aqueles associados aos raios  $\gamma$ , curva III, mostravam-se completamente destoante das curvas teóricas (STUEWER, 1975, p. 194). Compton, então, resolveu traçar outro gráfico, mais cuidadoso, com os mesmos resultados experimentais. Na figura a seguir, as curvas sólidas foram traçadas para três modelos de elétron, (a) um elétron tipo casca esférica, (b) um elétron anelar, e (c) um elétron esférico sólido, e as curvas tracejadas referem-se aos mesmos resultados experimentais da Fig. 9 (*ibid.*, pp. 194-195).



**Fig. 10: Gráfico traçado para os valores da intensidade dos raios espalhados em um ângulo  $\theta$  em função de  $a/x$ . Fonte: Compton, 1922b, p. 10 [330].**

Após analisar a Fig. 10, Compton (1922b, p. 10 [330]) enfatizou que “a concordância [entre os dados experimentais e os valores teóricos] não era perfeita”. Isso poderia ser devido ao fato de que o espalhamento relativo,  $I/I_0$ , não seria uma função de  $x$ . Logo, o elétron não seria flexível (STUEWER, 1975, p. 195). Compton (1922b, p. 10 [330]) afirmou que “isto era um tema importante para mais investigações teóricas e experimentais, [e] se essa discrepância fosse real, não pareceria possível reconciliar os resultados com a eletrodinâmica clássica”.

Na figura acima, a linha superior, em que  $I/I_0 = 1$ , representa os valores teóricos descritos pela teoria clássica a partir da qual o elétron era concebido como uma carga elétrica pontual de dimensão comparável com  $10^{-13}$ . Neste caso, verificava-se que a teoria de Thomson discordava completamente dos resultados experimentais. Diante disso, Compton (1922b, p. 11 [331]) concluiu que:

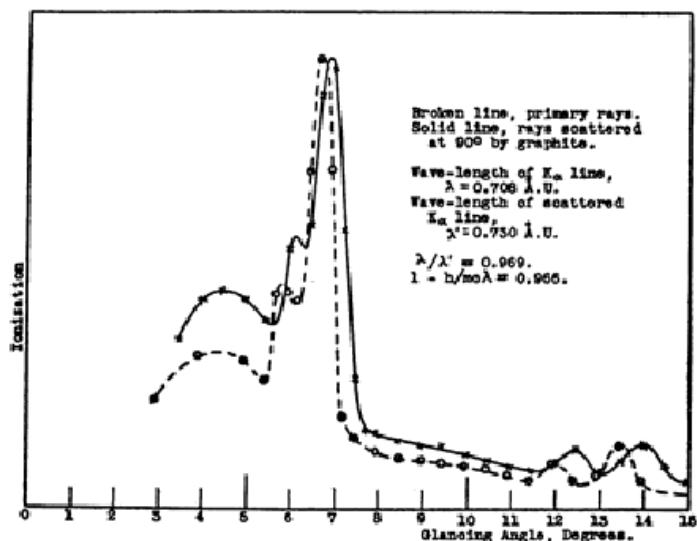
O fato de que os experimentos forneciam consistentemente valores baixos, quando comprimentos de onda curtos eram empregados, indicava que o

elétron não era sensivelmente uma carga pontual de eletricidade. Nós encontramos, de fato, que essa redução no espalhamento para valores pequenos de  $a/x$  poderia ser explicada pela interferência dos raios pelas diferentes partes do elétron, se o raio fosse da ordem de  $4 \times 10^{-10}$  cm.

Segundo Stuewer (1975, p. 196), os gráficos traçados por Compton evidenciavam o primeiro indício de que *nenhum* modelo de grande elétron conseguia explicar *todos* os resultados experimentais. Deste modo, “a concordância entre a teoria e o experimento para todos os comprimentos de onda [significaria que] o tamanho do elétron teria que, de alguma maneira, aumentar com o aumento do comprimento de onda”. Compton sabia, por outro lado, que seria muito difícil defender tal conjectura através de um mecanismo físico (*ibid.*). Afinal, como poderia o tamanho do elétron depender do comprimento de onda da radiação incidente?

#### 2.4.2 “O amolecimento dos raios secundários”<sup>37</sup>

Neste artigo, Compton publicou o seu primeiro espectro de raios de molibdênio após serem espalhados, em 90°, por grafita. Ele afirmou que as recentes medições espectroscópicas mostravam uma distinta diferença no comprimento de onda dos raios secundários (curva sólida, Fig. 11) em relação ao dos raios primários (COMPTON, 1922b, p. 16 [336]).



**Fig. 11: Primeiro gráfico traçado por Compton para o espectro dos raios X espalhados. Fonte: Stuewer, 2000, p. 984.**

<sup>37</sup> “The softening of Secondary X-rays” (COMPTON, 1922b, p. 15 [335]).

Compton afirmou que esse espectro parecia confirmar as medições de absorção ao mostrar que, para o caso de raios X secundários de grandes comprimentos de onda, não se verificava uma mudança no seu comprimento de onda. Além disso, também era indubitável o aspecto de que “uma grande parte dos raios X secundários tinham sofrido uma real mudança no comprimento de onda” (COMPTON, 1922b, p. 17 [337]). Compton observou que o comprimento de onda dos raios X secundários era 0.03 Å maior do que o comprimento de onda dos raios primários (*ibid.*).

Na tentativa de explicar o porquê dessa mudança no comprimento de onda dos raios X secundários, Compton chegou a uma conclusão que difere completamente da sua postura diante da teoria clássica. Ele afirmou que “a teoria clássica mostrava-se irreconciliável com o fato de que parte dos raios secundários, que são de comprimento de onda maior do que o feixe primário, são verdadeiramente espalhados”, já que essa teoria defendia a ideia de que *todos* os elétrons participavam efetivamente do processo de espalhamento (COMPTON, 1922b, p. 18 [338]).

Foi, então, que Compton propôs uma hipótese completamente diferente das antecedentes que não estava fundamentada completamente na teoria clássica, mas apoiada também, na teoria quântica. Ele supôs que:

“[...] cada elétron quando espalha recebe dos raios X todo um *quantum* de energia e re-irradia todo o *quantum* em uma direção definida. O momentum que o elétron espalhado recebe da radiação será, então,  $h\nu/c$ , em que  $h$  é a constante de Planck,  $\nu$  a frequência e  $c$  a velocidade da luz. Isto resultará em uma velocidade para frente que produzirá um efeito Doppler quando os raios espalhados são observados em diferentes direções. Além disso, como os elétrons irradiam um *quantum* de energia na direção do observador, o princípio de conservação do momentum demanda que os elétrons recuariam com um momentum  $h\nu'/c$ , em que  $\nu'$  é a frequência média da radiação espalhada. Para os casos em que a velocidade resultante do elétron é menor comparada com a rapidez da luz, pode ser mostrado sob essa base que a relação entre a frequência média dos raios espalhados em 90° e os raios incidentes deveria ser  $1 - h/mc\lambda$ . No caso da linha de molibdênio K $\alpha$  ( $\lambda = 0.708\text{\AA}$ ), essa relação é 0.966, enquanto que o valor obtido dos experimentos mostrado na [Fig. 11] é 0.969. Essa concordância numérica sugere que deveríamos considerar o espalhamento como um fenômeno quântico ao invés de obedecer as leis clássicas de eletricidade [...]” (COMPTON, 1922b, pp. 18-19).

Analisemos tal hipótese semi-quântica proposta por Compton<sup>38</sup>. Para explicar o porquê da modificação no comprimento de onda da radiação secundária, Compton sugeriu que cada elétron recebia do feixe de raios X todo um *quantum* de energia que transferiria para o elétron um *momentum*  $h\nu/c$  (STUEWER, 1975, p. 205). Isso causaria um movimento do elétron na direção da radiação incidente, logo, a partir da conservação do *momentum*:

$$\frac{h\nu}{c} = mv, \text{ ou } v = \frac{h\nu}{mc} = \frac{h}{m\lambda} \quad (20)$$

Em seguida, Compton considerou que a radiação secundária era proveniente dos elétrons os quais se moviam em alta velocidade (COMPTON, 1922b, p. 19 [339]), assim sendo, o efeito Doppler poderia ser utilizado para determinar a sua frequência ou o seu comprimento de onda (STUEWER, 1975, p. 205). De acordo com a fórmula do efeito Doppler escrita por Compton, tem-se que:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2}, \quad (21)$$

Nessa expressão  $\beta = v/c$ . Novamente, considerando estes dados experimentais  $\theta_1 = 0^\circ$  e  $\theta_2 = \pi/2$ , a equação (21) reduz-se a:

$$\frac{v_{\pi/2}}{v_0} = 1 - \frac{v}{c} \quad (22)$$

Substituindo o valor da velocidade da expressão (20) no algoritmo (22), obtém-se:

$$\frac{v_{\pi/2}}{v_0} = 1 - \frac{h}{mc\lambda} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\pi/2}}, \quad (23)$$

a qual representa a equação mencionada por Compton tanto na citação anterior quanto no lado direito da Fig. 11.

No seu trabalho anterior, Compton havia utilizado a conservação da energia para determinar a velocidade do elétron, e encontrou um aumento de 35 % no comprimento de onda dos raios secundários em relação aos incidentes. Neste artigo, Compton determinou a velocidade do elétron a partir da conservação do *momentum*, e obteve:

$$\lambda_0/\lambda_{\pi/2} = 1 - h/mc\lambda = 1 - 0.034 = 0.966$$

---

<sup>38</sup> Essa análise foi realizada a partir da demonstração matemática feita por Stuewer (1975, pp. 205-206).

O valor dessa razão observado experimentalmente por Compton foi de  $\lambda_0/\lambda_{\pi/2} = 0.708\text{\AA}/0.703\text{\AA} = 0.969$ . Essa forte concordância entre o resultado experimental e o teórico levou Compton a concluir que “a modificação no comprimento de onda dos raios quando eles são transformados de raios X primários para secundários parece estar mais de acordo com os princípios quânticos” (COMPTON, 1922b, p. 20 [340]). Compton também destacou que um estudo relacionado ao modo pelo qual tanto a teoria clássica quanto os princípios quânticos explicavam esse fenômeno mostrava-se “um campo mais proveitoso para estudar a conexão entre esses dois pontos de vista” (*ibid.*). Talvez, essa percepção de Compton acerca da necessidade de mais estudos que pudessem realizar uma comparação do poder explicativo da teoria clássica *vis-à-vis* a teoria quântica fez com que ele re-analisasse os seus estudos, chegando, assim, a sua abordagem quântica.

Esse estágio do programa de pesquisa de Compton foi designado, por Stuewer (1975, p. 205), de um “compromisso clássico-quântico” visto que Compton não utilizou a conservação da energia e a do *momentum* juntos, restringindo-se apenas a aplicação da conservação do *momentum*. Compton também não tinha considerado o fenômeno como um processo de colisão tipo bola de bilhar, ao invés disso, ele descreveu um processo em que o elétron primeiro absorve um *momentum*  $h\nu/c$ , e depois, re-irradia um *quantum* de radiação em uma direção definida (*ibid.*, p. 206).

Compton mencionou duas evidências a favor da sua hipótese. Ele afirmou que havia observado que quando se utilizava raios  $\gamma$  duros de RaC, os raios secundários, em  $135^\circ$  com o feixe primário, possuía um comprimento de onda de 0.08 Å, já os raios que formavam ângulos menores do que  $20^\circ$  eram muito mais moles do que os raios incidentes. O valor do comprimento de onda dos raios  $\gamma$  de RaC primários era de 0.025 Å, e o comprimento de onda encontrado para os raios secundários em  $20^\circ$  era de aproximadamente 0.03 Å. Compton destacou que ao considerar o ângulo de  $20^\circ$  e o de  $135^\circ$ , obtinha-se um valor para a velocidade da fonte de 52% da velocidade da luz, e se fosse assumido, assim como fizera Rutherford, que os raios  $\beta$  secundários eram ejetados inicialmente para frente, isso explicaria o fato de que a energia radiante era maior para frente do que para trás uma vez que o movimento do radiador era muito rápido (COMPTON, 1922b, p. 19 [339]). Essa estimativa de Compton para o valor de  $\beta$  concordava tanto com as observações da dissimetria dos raios  $\gamma$  secundários quanto com as observações realizadas por Eve, o qual havia enfatizado que a velocidade dos raios  $\beta$  secundários, quando excitados por raios  $\gamma$  duros, era maior do que metade da velocidade da luz (*ibid.*, pp. 19-20 [339-340]).

A outra evidência referia-se à confirmação experimental do amolecimento dos raios secundários. Compton (1922b, p. 20 [340]) afirmou que a ideia de que os raios secundários eram efetivamente espalhados poderia ser corroborada através de estudos sobre polarização. Em estudos anteriores, Compton e Hagenow haviam encontrado que 70% da radiação secundária total em 90° era um tipo geral de fluorescente, isso significava que tanto os raios fluorescentes quanto os espalhados eram completamente polarizados (COMPTON & HAGENOW, 1921, p. 98). Ou seja, os raios X secundários não eram fluorescentes, mas sim, raios X espalhados (STUEWER, 1975, p. 206).

Surgem alguns argumentos contrários a explicação proposta por Compton para o espalhamento da radiação pela matéria. J. A. Gray afirmou que alguns experimentos mostravam que a intensidade dos raios X não era capaz de determinar o número de partículas  $\beta$  que eram liberadas. Logo, a mudança observada na frequência, e consequentemente, no amolecimento dos raios X secundários não seria devido à formação desses raios  $\beta$  secundários. Outro aspecto suscetível a crítica era o fato de que as medições espectroscópicas de Compton pareciam ser “inconclusivas”, já que a margem de erro subjacente a cada medida era tão grande quanto à mudança no comprimento de onda (0.03 Å) (STUEWER, 1975, p. 207). Stuewer (1975, p. 207) também destacou que o fato de que Compton havia identificado uma pequena mudança no comprimento de onda não quer dizer que ele havia utilizado a correta teoria quântica para o processo de espalhamento. Foi, neste sentido, que Compton recebera críticas de W. Duane.

## 2.5 A natureza da radiação X: ondas ou corpúsculos?

Nesse período, o universo clássico de Compton já não era mais o mesmo. As suas conjecturas estavam mescladas com ideias clássicas e quânticas. A sua explicação para o processo de espalhamento estava na interface entre “o velho e o novo” (STUEWER, 1975, p. 208). A teoria clássica, para ele, já não era o bastante para explicar tal fenômeno. O final do seu artigo foi dedicado à discussão de uma indagação que há tempos fazia parte dos estudos relativos aos raios X – *qual era mesmo a natureza da radiação?* Discutiremos a maneira pela qual Compton tentara responder a esse questionamento que, na concepção de Stuewer (1975, p. 209), “constitui uma das mais fascinantes discussões na literatura da física”.

Compton já havia identificado a dificuldade subjacente à teoria quântica. Ele (1922b, p. 53 [374]) mencionou que considerar que cada elétron absorve e emite uma radiação de

forma quantizada faz com que tanto o efeito de interferência quanto o da reflexão de raios X em cristais tornem-se inexplicáveis sob a base teórica dos princípios quânticos. Logo, apesar de a teoria quântica conseguir explicar o processo de espalhamento, “o fenômeno de interferência ocorrendo no espalhamento e na reflexão dos raios X são inconsistentes com a ideia de que um elétron sempre emite radiação espalhada em quanta” (*ibid.*).

De um lado, portanto, tinha-se o fenômeno de interferência que conduzia a conclusão de que em certas condições a radiação não poderia ocorrer em uma direção definida e nem na forma de quanta definido. E os experimentos referentes à interferência e à reflexão em cristais “confirmavam a ideia de que a radiação consistia em ondas” (*ibid.*, p. 54) em conformidade com a teoria clássica. De outro lado, todavia, experimentos evidenciavam que o comprimento de onda dos raios X espalhados era maior do que aquele do feixe incidente. Isso acarretou, como vimos, em sérios problemas para a teoria clássica. Mas, uma explicação seria possível sob o alicerce da teoria quântica. Compton (1922b, p. 55 [376]) não estava totalmente convicto da aplicabilidade da teoria quântica para a explicação do processo de espalhamento já que “o argumento baseado no fenômeno da interferência é tão grande que me [Compton] parece questionável se a interpretação quântica deste experimento é a correta”.

Compton (1922b, p. 55 [376]) afirmou que se em determinadas condições a radiação comportava-se como frações infinitesimais de um *quantum*, e se a absorção era um processo contínuo, neste caso, seria interessante questionar se “a [teoria] quântica teria um real significado para a física”. Para responder a essa indagação, Compton inicialmente apontou alguns resultados experimentais. Ele destacou que os resultados experimentais obtidos por M. de Broglie e aqueles obtidos por Ellis mostraram-se favoráveis à ideia de que cada fotoelétron modifica o seu estado fundamental no átomo com uma energia cinética de  $hv$ , em que  $v$  refere-se à frequência do raio incidente. Já os experimentos feitos por Duane e Hunt evidenciavam que se toda a energia cinética de um raio catódico era transformada em radiação, logo,  $E_{\text{cinética}} = hv$ . Compton (*ibid.*) também afirmou que uma relação similar a essa expressava o valor da frequência dos raios emitidos quando um elétron passa de um nível de energia para outro dentro do átomo. Ele estava se referindo a explicação do átomo de N. Bohr. Isso mostra, portanto, o seu conhecimento de, pelo menos, parte da velha teoria quântica. Neste sentido, a teoria quântica parecia descrever, para Compton (*ibid.*), um “mecanismo reversível no qual a energia pode ser trocada entre a radiação e a energia cinética de um elétron”.

Portanto, a energia absorvida no processo de absorção fluorescente de raios X apareceria como a energia cinética dos fotoelétrons – uma energia quantizada. No entanto, a energia dissipada no espalhamento não é transformada em fotoelétrons e por essa razão não dependeria da hipótese quântica para a explicação do fenômeno, ela poderia ser descrita como uma energia contínua conforme a eletrodinâmica clássica (COMPTON, 1922b, p. 55 [376]). Por fim, Compton (*ibid.*) concluiu que “nesta concepção não há razão para questionar a aplicação da eletrodinâmica clássica para o problema do espalhamento”.

Esse argumento de Compton é similar ao que havia sido proposto por Bohr em 1913. No modelo atômico de Bohr, os processos de transição não poderiam ser explicados de acordo com a teoria clássica (KRAKH, 1999, p. 54). Deste modo, a emissão e a absorção de energia seriam feitas através de pacotes de energia entre os estados estacionários (DARRIGOL, 2003, p. 338). Contudo, a radiação se propagaria de maneira ondulatória, contínua e não quantizada.

Sintomaticamente no mesmo ano, 1922, depois de elogiar toda a contribuição de Einstein para a teoria quântica, Bohr, no seu discurso do Nobel, pontuou:

Apesar do seu valor heurístico, contudo, a hipótese dos quanta de luz, que é completamente irreconciliável com o assim chamado fenômeno de interferência, *não é capaz de lançar luz sobre a natureza da radiação*. Eu preciso apenas relembrar que este fenômeno de interferência constitui a única forma de investigação das propriedades da radiação, e, portanto, de atribuir qualquer significado maior para a frequência que na teoria de Einstein estabelece a magnitude do quantum de luz (BOHR, 1987, pp. 321-322, *grifos nossos*).

Portanto, para Compton e Bohr, em 1922, a radiação que incidia na matéria era de natureza ondulatória, conforme descrito pela teoria clássica. No entanto, para os processos estritamente atômicos seria necessário considerar que a radiação trocava quanta de energia com a matéria. Stuewer (1975), em seu livro, excelente no seu conjunto, não explorou essa correlação entre o pensamento de Compton e o de Bohr.

## Conclusão

Esse episódio evidencia-nos um personagem um tanto diferente do que conhecemos habitualmente. A biografia intelectual de Compton relata-nos um personagem que estava inserido em uma cultura científica bem definida, a radiação de alta frequência, cujos problemas eram independentes daqueles enfrentados pela velha mecânica quântica. Ao restringir o árduo trabalho teórico-experimental de Compton apenas à sua descoberta do efeito Compton diminui-se todo o itinerário científico desenvolvido por ele e, sobretudo, o seu interesse e as suas motivações. Trata-se de um personagem que, desde 1917, sempre estivera preocupado com os estudos sobre os raios X e  $\gamma$ , o qual utilizava modelos baseados nas teorias clássicas para fazer corresponder aos resultados experimentais.

A hipótese do grande elétron constitui a primeira abordagem clássica proposta por Compton para explicar o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria. Para ele, considerar “o tamanho e a forma do elétron” na modelagem do mesmo era fundamental para explicar os dois problemas que a explicação clássica introduzida por Thomson não era capaz de fazê-lo. O objetivo de Compton não era mostrar a possível incoerência dessa teoria diante dos resultados experimentais relacionados ao coeficiente de absorção e a dissimetria observada entre a intensidade do feixe incidente e a do emergente, mas sim, evidenciar que o problema da abordagem de Thomson consistia na forma pela qual o modelo do elétron era concebido.

Compton concluiu, deste modo, que uma possibilidade de explicar tais resultados seria assumir que o elétron possuía o tamanho comparável em magnitude com o comprimento de onda da radiação incidente. Esse fato era preponderante para que os raios espalhados pelas diferentes partes do elétron não possuíssem a mesma fase. Logo, ter-se-ia uma interferência destrutiva que ocasionaria em uma diminuição na intensidade da radiação total. Considerando a validade desse modelo de elétron, Compton viu a necessidade de modificar a lei de absorção total de modo que o tamanho do elétron fosse incluído nessa lei. Compton propôs, assim, duas modificações. Uma no que concerne ao coeficiente de espalhamento. De acordo com a teoria clássica, esse coeficiente deveria ser uma constante, mas, na hipótese de Compton não. O valor para o coeficiente de espalhamento seria descrito pela equação (5) encontrada por ele ao assumir a hipótese de um grande elétron anelar. A outra modificação referia-se ao coeficiente de absorção. Compton inseriu um novo termo na lei de absorção total,  $\varphi$ , cuja

finalidade era garantir uma diminuição no valor do coeficiente de absorção já que as proposições de observação haviam identificado um decréscimo neste coeficiente. Compton publicou os seus artigos sobre a hipótese do grande elétron no período em que ele estava pesquisando na *Westinghouse Lamp Company* em 1919. Nesse período, ele não realizou nenhum experimento sobre os raios X, e toda a sua argumentação a favor de um grande elétron estava fundamentada nos resultados experimentais obtidos por outros cientistas.

Vimos que apesar das críticas de Allen acerca da hipótese do grande elétron, Compton continuou defendendo o seu modelo. Não obstante, dois experimentos realizados por ele no laboratório Cavendish, juntamente com as suas discussões com Rutherford, foram essenciais para que Compton começasse a re-analisar as suas ideias. No seu primeiro experimento, ele encontrou um valor para o comprimento de onda dos raios X de 0.037 Å, que concordava satisfatoriamente com a última estimativa feita por Rutherford, mas, essa medição discordava da sua primeira. Isso proporcionava o seguinte problema: se a primeira estimativa utilizada por Compton estava errada, então, havia uma imprecisão relacionada à estimativa do raio do elétron anelar proposto por ele. Surge, portanto, o primeiro indício de que algo em sua hipótese estava errôneo. Compton resolveu, enfim, utilizar outro modelo para o elétron – esférico. O segundo experimento realizado por Compton foi ainda mais importante, e forneceu mais evidências experimentais que ocasionaram no abandono da hipótese do grande elétron.

Compton propôs, então, outra hipótese para explicar a diferença observada entre o comprimento de onda da radiação espalhada e o da incidente. Ele supôs a existência de um “novo tipo de radiação fluorescente”, a qual era excitada à medida que o feixe incidente atravessava a substância. Isso faria com que os elétrons fossem ejetados para frente com a velocidade da luz, e assim, eles emitiriam essa nova radiação de comprimento de onda maior do que o comprimento de onda da radiação incidente em virtude do efeito Doppler.

No seu próprio laboratório, Compton decidiu realizar o experimento mais importante que, mais tarde, levara-o a sua abordagem quântica para o processo de espalhamento da radiação de alta frequência. O objetivo do experimento, como vimos, era comparar o espectro do feixe primário e secundário. Dois resultados experimentais despertaram a atenção de Compton – uma parte da radiação secundária, que era espalhada verdadeiramente, tinha o seu comprimento de onda inalterado; e ele havia conseguido identificar uma radiação fluorescente cujo comprimento de onda era maior do que o comprimento de onda do feixe incidente. Para explicar esse fato, Compton assumiu que enquanto o feixe incidente atravessa a matéria, o

elétron era ejetado para frente com uma energia cinética quantizada,  $hC/\lambda$ , e a partir do efeito Doppler seria possível explicar a diferença encontrada experimentalmente para o comprimento da radiação fluorescente. Verificamos que, neste caso, Compton não considerou que um *quantum* singular transfere a sua energia para cada elétron da matéria, e acabou utilizando a teoria quântica para a explicação da *radiação fluorescente*.

Compton continuou as suas medições, e chegou a um resultado bem diferente dos anteriores. Ele afirmou que o comprimento de onda dos raios X secundários havia sofrido uma *real* modificação no seu comprimento de onda em relação aos raios primários. Esse fato foi explicado por ele a partir da hipótese de que “o elétron recebe dos raios X um *quantum* de energia, e re-irradia todo o *quantum* em uma direção definida”. Observamos que tal explicação de Compton não se constituiu em uma teoria quântica para o processo de espalhamento porque ele não considerou a conservação da energia e do *momentum* juntos, e também não assumiu o processo como sendo uma colisão tipo “bola de bilhar”.

Neste período, Compton modificara todo o seu itinerário científico. Ele, agora, utilizava a teoria quântica para explicar os seus resultados, e não mais a teoria clássica. Não obstante, isso não significava um total abandono de Compton aos pressupostos clássicos. Ele afirmou que apesar da teoria quântica conseguir explicar os dados de observação referentes ao espalhamento, a teoria clássica explicava perfeitamente os fenômenos de interferência e de difração, os quais eram inexplicáveis tendo como alicerce os princípios quânticos. Diante desse dilema, Compton concluiu que a teoria quântica poderia ser utilizada apenas quando se abordava a questão das trocas de energia no átomo. Todavia, a radiação emitida pela matéria seria de natureza ondulatória, contínua. Neste caso, a teoria clássica mostrava-se também aplicável ao problema do espalhamento já que a descontinuidade apenas ocorreria nas transições. Essa posição era análoga à de físicos como Niels Bohr, embora esse lidasse principalmente com a radiação no campo da ótica enquanto Compton lidava com raios X e  $\gamma$ .

Esse foi, portanto, o universo clássico e semi-quântico construído e vivenciado por Compton, de 1917 a 1922, antes da sua formulação quântica para o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$ . O estudo histórico acerca do programa de investigação desenvolvido por Compton, em tal período, não se encerra neste capítulo. Finalizá-lo-emos com algumas indagações suscitadas no decorrer da construção deste trabalho: Qual a diferença entre a cultura material dos instrumentos e das técnicas utilizadas por Compton no laboratório de Minnesota e no Cavendish? Até que ponto o ambiente experimental que permeava o laboratório Cavendish influenciou o programa de pesquisa desenvolvido por Compton?

Utilizando, agora, o recurso da história contrafactual (PESSOA, 2000), será que Compton teria abandonado a sua hipótese do grande elétron se ele continuasse a desenvolver o seu programa de pesquisa na Universidade de Minnesota? Para respondê-las, contudo, será necessário fazer um estudo histórico mais detalhado dos *notebooks* e correspondências de Compton.

## Referências

BOHR, N. The Origin of the Quantum Theory. In: WEAVER, J. H. **The World of Physics – A Small Library of the Literature of Physics from Antiquity to the Present**. New York, p. 320-323, 1987.

COMPTON, A. H. The Size and Shape of the Electron, **Physical Review**, Vol. 11, nº 4, p. 330 (A), abr. 1918a.

\_\_\_\_\_. The Size and Shape of the Electron, **Journal of the Washington Academy of Sciences**, Vol. 8, nº 1, p. 1-11, jan. 1918b. Reimpresso em SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 94-104, 1973.

\_\_\_\_\_. The Size and Shape of the Electron: I. The Scattering of High Frequency Radiation. **Physical Review**, 14, nº 1, p. 20-43, mar. 1919a. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 139-162, 1973.

\_\_\_\_\_. The Size and Shape of the Electron: II. The Absorption of High Frequency Radiation. **Physical Review**, Vol. 14, nº 3, p. 247-259, set. 1919b. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 177-189, 1973.

\_\_\_\_\_. The Absorption of Gamma Rays by Magnetized Iron. **Physical Review**, Vol. 17, nº 1, p. 38-41, jan. 1921a. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 220-223, 1973.

\_\_\_\_\_. The Wave-Length of Hard Gamma Rays. **Philosophical Magazine**, Vol. 41, nº 245, p. 770-777, maio 1921b. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.).

**Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 286-293, 1973.

\_\_\_\_\_. The Magnetic Electron. **Journal of the Franklin Institute**, Vol. 192, nº 2, p.145-155, ago. 1921c. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 294-304, 1973.

\_\_\_\_\_. The Elementary Particle of Positive Electricity. **Nature**, Vol. 106, nº 2678, p. 828 (L), fev. 1921d. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 264, 1973.

\_\_\_\_\_. Classical Electrodynamics and the Dissipation of X-Ray Energy. **Washington University Studies**, Vol. 8, nº 2, p. 93-129, jan. 1921e. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 224-260, 1973.

\_\_\_\_\_. Secondary High Frequency Radiation. **Physical Review**, Vol. 18, nº 2, p. 96-97 (A), ago. 1921f. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 305-307, 1973.

\_\_\_\_\_. The Softening of Secondary X-rays. **Nature**, Vol. 108, nº 2716, p. 366-367 (L), nov. 1921g. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 311-312, 1973.

\_\_\_\_\_. The Spectrum of Secondary X-Rays. **Physical Review**, Vol. 19, nº 3, p. 267-268 (A), mar. 1922a. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies**. Chicago: The University of Chicago Press, p. 318-319, 1973.

\_\_\_\_\_. Secondary radiations produced by X-rays, and some of their applications to physical problems. **Bulletin of the National Research Council**, Vol. 4, nº 20, Parte 2, p. 1-56, out. 1922b. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur**

**Holly Compton: X-Ray and Other Studies.** Chicago: The University of Chicago Press, p. 321-377, 1973.

COMPTON, A. H.; HAGENOW, C. F. The Polarization of Secondary X-Rays. **Physical Review Society**, Vol. 18, nº 2, p. 97-98 (A), ago. 1921. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies.** Chicago: The University of Chicago Press, p. 306-307, 1973.

COMPTON, A. H.; ALLISON, S. K. **X-Rays in Theory and Experiment.** New York: D. Van Nostrand Company, Inc., 250 Fourth Avenue, 1935.

DARRIGOL, Olivier. Quantum Theory and Atomic Structure. In: NYE, Mary Jo (Editor). **The Cambridge History of Science: The Modern Physical And Mathematical Sciences.** vol. 5. Cambridge: Cambridge University Press, p. 331-349, 2003.

**Encyclopaedic Dictionary of Physics.** Oxford: Pergamon Press, 1962.

KRAGH, H. Atomic Architecture. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century.** Princeton: Princeton University Press, p. 44-57, 1999.

\_\_\_\_\_. A Revolution that Failed. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century.** Princeton: Princeton University Press, p. 105-119, 1999.

\_\_\_\_\_. The Rise of Nuclear Physics. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century.** Princeton: Princeton University Press, p. 174-189, 1999.

LENOIR, T. Razão prática e a construção do conhecimento: o mundo-da-vida de Haber-Boch. In: **Instituindo a ciência: a produção cultural das disciplinas científicas.** Ed. Unisinos, p. 256-298, 2003.

MEHRA, J.; RECHENBERG, H. The Problems of Radiation Theory. In: \_\_\_\_\_. **The historical development of quantum theory – The Quantum Theory of Plank, Einstein, Bohr and Sommerfeld: Its Foundations and the Rise of Its Difficulties 1900-1925.** vol. 1. Parte 2. New York: Springer, p. 511-627, 1982.

PESSOA, O. Histórias Contrafutais: O Surgimento da Física Quântica. **Estudos Avançados**, vol. 14, nº 39, p. 175-204, 2000.

SHANKLAND, R. S. **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Rays and Other Studies.** Chicago: The University of Chicago Press, 1973.

- \_\_\_\_\_. **Arthur Compton**. In: COULSTON, C. (org.). Tradução: Carlos Almeida Pereira et al. Rio de Janeiro: Contraponto, p. 510-516, 2007.
- STUEWER, R. H. The Large Electron. In: \_\_\_\_\_. **The Compton Effect: turning point in physics**. New York: Science History Publications, p. 91-134, 1975.
- \_\_\_\_\_. A New Type of Fluorescent Radiation. In: \_\_\_\_\_. **The Compton Effect: turning point in physics**. New York: Science History Publications, p. 135-184, 1975.
- \_\_\_\_\_. The Classical-*Quantum* Compromisse. In: \_\_\_\_\_. **The Compton Effect: turning point in physics**. New York: Science History Publications, p. 185-215, 1975.
- \_\_\_\_\_. The Compton Effect: Transition to *quantum* mechanics. **Annalen der Physik (Leipzig)**, n. 9, p. 9975-989, 2000.
- WHEATON, B. R. Origins of X-ray spectroscopy. In: \_\_\_\_\_. **The tiger and the shark. Empirical roots of wave-particules dualism**. London: Cambridge University Press, p. 199-232, 1983.

## CAPÍTULO II

### A descoberta do efeito Compton

#### Apresentação

Em 1927, Arthur Holly Compton (1892-1962) recebeu o prêmio mais cobiçado dentre os físicos, o Nobel de Física, pela sua explicação quântica para o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria. Compton fora, portanto, o terceiro físico norte-americano a receber o Nobel. Neste sentido, “Arthur Holly Compton sempre será lembrado como um dos grandes físicos do mundo. A descoberta do efeito Compton, [...], garante que ele ocupe um lugar permanente entre os grandes cientistas” (SHANKLAND, 2007, p. 516).

É indubitável o quanto importante foi essa descoberta para os desenvolvimentos ulteriores da mecânica quântica. Conforme Shankland (2007, p. 513), “a grande síntese da mecânica quântica e da eletrodinâmica quântica foi imposta à física pelos experimentos cruciais do efeito Compton”. Ainda segundo ele (*ibid.*), “foi necessária a forma final relativística da mecânica quântica, desenvolvida por Paul Dirac para fornecer a explicação quantitativa completa do espalhamento de Compton”. Além disso, o “efeito Compton inverso”, no qual o elétron de alta energia transfere grande energia a um fóton<sup>39</sup>, também se tornou proeminente nas questões relativas à astrofísica e à física dos aceleradores (*ibid.*, p. 514).

A confirmação da descoberta do efeito Compton, após os experimentos de W. Bothe (1891-1957) e H. Geiger (1882-1945) e os de Compton e A. W. Simon, foi “aceita universalmente como o estabelecimento da realidade dos quanta de luz sob o mesmo nível ontológico das ondas eletromagnéticas” (STUEWER, 2000, p. 988). Assim, a natureza da radiação envolvia um profundo dualismo onda-partícula. Essa característica encontrou “a

<sup>39</sup> Essa designação foi proposta, pela primeira vez, por G. N. Lewis em 1926.

primeira expressão com o princípio da incerteza de Heisenberg<sup>40</sup>” (STUEWER, 2000, p. 988), o qual já havia sido descrito como uma “consequência direta do recuo de um elétron de Compton” (SHANKLAND, 2007, p. 513), e subsequentemente, pelo princípio da complementaridade de Bohr<sup>41</sup>. Logo, “Heisenberg estava certo: existia uma crise na teoria quântica entre 1921 e 1927, e a descoberta do efeito Compton contribuiu decisivamente para a sua resolução” (STUEWER, 2000, p. 988).

Neste capítulo, portanto, analisa-se a forma pela qual Compton construiu a sua abordagem quântica para explicar o processo de espalhamento dos raios X e  $\gamma$  pela matéria. Em seguida, analisa-se a possível influência do seu colega G. M. Jauncey no desenvolvimento das suas conjecturas. Por fim, discute-se a repercussão das suas ideias na comunidade científica.

### 3.0 “Uma teoria quântica do espalhamento dos raios X por elementos leves”<sup>42</sup>

Apesar de a teoria clássica ter sido confirmada pelos primeiros experimentos realizados por C. G. Barkla (1877-1944) e outros, ela não conseguia explicar dois resultados experimentais no que concerne aos estudos sobre o espalhamento dos raios X pela matéria (COMPTON, 1923, p. 484 [383])<sup>43</sup>. A teoria desenvolvida por J. J. Thomson (1856-1940) afirmava que a energia espalhada por um elétron, à medida que a radiação X atravessava a matéria, seria a mesma independentemente do comprimento de onda do feixe incidente, e que quando os raios X atravessavam uma fina placa, a intensidade da radiação espalhada no lado emergente seria similar àquela espalhada no lado incidente (*ibid.*). Essa explicação clássica

<sup>40</sup> Em 1925, Heisenberg elaborou o seu princípio de incerteza partindo de um ponto filosófico (KRAUGH, 1999, p. 208): “Se alguém deseja deixar claro o que significa a palavra ‘posição de um objeto’, por exemplo, de um elétron [...] então alguém tem que descrever experimentos definidos por meio do qual a ‘posição do elétron’ possa ser medida” (HEISENBERG, 1925 apud KRAUGH, 1999, p. 208). Kragh (1999, p. 208) mencionou que Heisenberg não estava estabelecendo o princípio da incerteza como uma doutrina filosófica, ele a derivou a partir da mecânica quântica, ilustrando-a através de experimentos de pensamento. Heisenberg mostrou que a indeterminação mínima na posição de uma partícula estava relacionada com a indeterminação do *momentum* da partícula, e o seu produto era da ordem da constante de Planck (KRAUGH, 1999, p. 208).

<sup>41</sup> Bohr considerou as várias propriedades quânticas de um objeto como “complementares”, ou seja, “cada uma delas representaria um possível tipo de predição para o comportamento do objeto [tal como onda ou partícula], mas eles nunca podem ser determinados simultaneamente” (BOHR, 1928 apud DARRIGOL, 2003, p. 348).

<sup>42</sup> Tradução do título do artigo publicado por Compton, em 1923, na *Physical Review*. O termo “elementos leves” corresponde ao átomo de baixo peso atômico.

<sup>43</sup> A paginação entre colchetes corresponde àquela do livro *Scientific Papers of Arthur Holly Compton* no qual Robert Shankland sistematizou, nessa obra, os artigos originais dedicados à física dos raios X e  $\gamma$  publicados por Compton entre 1913 a 1961.

apenas aplicava-se ao caso em que se utilizavam raios X de moderada dureza, isto é, raios X moles. Todavia, quando eram usados raios X duros e  $\gamma$  espalhados por elementos leves, encontrava-se um resultado fortemente contrário à teoria clássica. De fato, os resultados experimentais mostravam que a intensidade da radiação espalhada era consideravelmente menor do que aquele valor predito pela teoria proposta por Thomson, e era fortemente concentrada sobre o lado emergente de uma placa de espalhamento (*ibid.*).

Compton afirmou que inicialmente, em 1919, ele havia sugerido que essa redução no espalhamento dos raios X muito curtos seria devido à interferência dos raios X espalhados pelas diferentes partes do elétron desde que o tamanho do elétron fosse comparável em magnitude com o comprimento de onda do feixe incidente. No entanto, a hipótese de um grande elétron “[...] cujo tamanho aumenta com o comprimento de onda dos raios incidentes era difícil de defender” (COMPTON, 1923, p. 484 [383]).

Outra dificuldade associada às previsões da teoria clássica referia-se ao fato de que tanto os raios  $\gamma$  quanto os raios X secundários<sup>44</sup> eram mais moles do que os raios incidentes que atravessavam a matéria. Compton (*ibid.*, pp. 484-485 [383-384]) ressaltou que a partir de uma análise espectroscópica dos raios X secundários de grafite, ele seria capaz de mostrar que esses raios não possuiriam o mesmo comprimento de onda dos raios incidentes. A ideia de que haveria uma modificação no comprimento de onda do feixe incidente, em virtude do espalhamento, era completamente destoante da teoria do espalhamento desenvolvida por Thomson. Compton (1923, p. 485 [384]), então, afirmou que “[...] nenhuma mudança da teoria [clássica] tal como a hipótese do grande elétron sugere um caminho fora da dificuldade”. Deste modo, a teoria clássica não poderia ser utilizada para explicar o espalhamento dos raios X pela matéria (*ibid.*).

Conforme a teoria clássica, na medida em que um feixe de raios X atravessava a substância, todos os elétrons participariam efetivamente do processo de espalhamento, e o resultado final seria ocasionado pelo efeito conjunto de todos os elétrons (*ibid.*). Não obstante, Compton propôs uma conjectura completamente antagônica à teoria clássica, ao afirmar que:

Do ponto de vista da teoria quântica, podemos supor que qualquer quantum particular de raio X não é espalhado por todos os elétrons do irradiador, mas gasta toda a sua energia sobre algum elétron particular. Esse elétron desviará

---

<sup>44</sup> “Pelo termo raios [X ou  $\gamma$ ] “secundários” era entendido qualquer radiação do tipo X excitado pela passagem através da matéria dos raios X primários” (COMPTON, 1922, p. 1 [331]).

os raios em alguma direção definida, em um determinado ângulo com o feixe incidente. Tal desvio da trajetória do quantum de radiação resulta em uma mudança em seu momentum. Como consequência, o elétron espalhado recuará com um momentum igual à mudança de momentum do raio X. A energia do raio espalhado será igual à do raio incidente menos a energia cinética de recuo do elétron espalhado. E como o raio espalhado deve ser um quantum completo, a frequência será reduzida na mesma proporção que a sua energia. Assim, na teoria quântica, deveríamos esperar que o comprimento de onda dos raios X espalhados seja maior do que o dos raios incidentes (COMPTON, 1923, p. 485 [384]).

O *momentum* do *quantum* de raio X faz com que o elétron adquira velocidade, e seja espalhado em um ângulo menor do que  $90^\circ$  com o feixe primário. Era sabido que qualquer corpo eletrizado, assim como o elétron, ao ser acelerado irradiava uma energia maior na direção do seu movimento. Então, Compton (1923, pp. 485-486 [384-385]) afirmou que deveria esperar-se, classicamente, que “a intensidade da radiação espalhada deveria ser maior na direção geral do feixe primário de raios X do que na direção inversa”.

Compton (1923, p. 486 [385]) sugeriu o seguinte diagrama, Fig. IA e IB, para representar o processo de espalhamento entre um *quantum* de raio X e um elétron. Ele considerou que o *quantum* de raio X de frequência  $\nu_0$  é espalhado por um elétron de massa  $m$ . O *momentum* do raio incidente será dado por  $h\nu_0/c$ , nessa expressão  $c$  é a velocidade da luz e  $h$  é a constante de Planck, e o raio espalhado tem *momentum*  $h\nu_0/c$ , e forma um ângulo  $\theta$  com o *momentum* inicial.

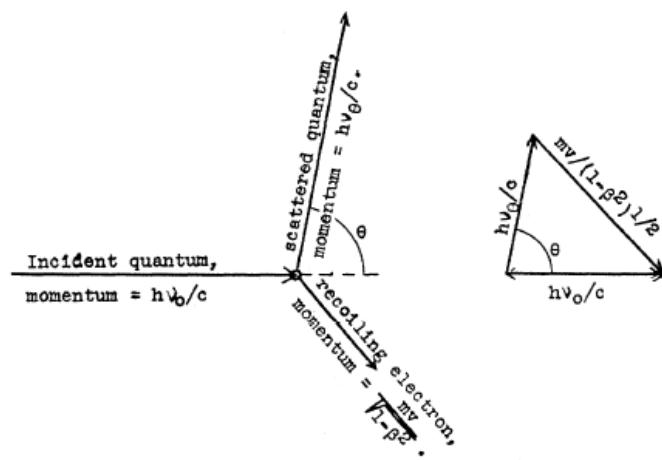


Fig. 1 A

Fig. 1 B

O princípio da conservação do *momentum* conduz ao resultado de que o *momentum* de recuo do elétron espalhado será igual à diferença entre o *momentum* do *quantum* incidente com o *quantum* espalhado, ver Fig. 1B (COMPTON, 1923, p. 486 [385]). A partir disso, e do princípio da relatividade restrita, Compton (*ibid.*) encontrou esta relação:

$$\left( \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)^2 = \left( \frac{h\nu_0}{c} \right)^2 + \left( \frac{h\nu_\theta}{c} \right)^2 + 2 \frac{h\nu_0}{c} \cdot \frac{h\nu_\theta}{c} \cos \theta, \quad (1)$$

nessa expressão  $\beta$  é a razão entre a velocidade de recuo do elétron e a velocidade da luz,  $\beta = v/c$ ,  $m$  é a massa de repouso do elétron, e  $\nu_\theta$  representa a frequência observada na direção  $\theta$ .

Considerando também o princípio da conservação da energia, a qual demanda que a energia do *quantum* espalhado seja igual a do *quantum* incidente menos a energia cinética de recuo do elétron (COMPTON, 1923, p. 486),  $h\nu_\theta = h\nu_0 - E_e$ , então:

$$h\nu_\theta = h\nu_0 - mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \quad (2)$$

Compton, então, resolveu as equações (1) e (2) para  $\beta$  e  $\nu_\theta$ , encontrando que:

$$\beta = 2\alpha \sin \frac{1}{2}\theta \sqrt{\frac{1 + (2\alpha + \alpha^2) \sin^2 \frac{1}{2}\theta}{1 + 2(\alpha + \alpha^2) \sin^2 \frac{1}{2}\theta}}. \quad (3)$$

$$\nu_\theta = \nu_0 \sqrt{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{1}{2}\theta}, \quad (4)$$

em que  $\alpha = h\nu_0/mc^2 = h/mc\lambda_0$ . Expressando a equação (4) em termos do comprimento de onda, tem-se que:

$$\lambda_\theta = \lambda_0 + (2h/mc) \sin^2 \frac{1}{2}\theta. \quad (5)$$

Compton (1923, p. 487 [386]) demonstrou, então, através da equação (5) que haveria um acréscimo no comprimento de onda devido ao espalhamento.

### *Energia da radiação espalhada*

Compton (1923, p. 493 [392]) calculou a razão entre a intensidade, ou a energia por unidade de área, dos raios X espalhados em um ângulo  $\theta$  a uma distância  $R$  e a intensidade da radiação espalhada para frente, onde  $\theta = 0$ , encontrando:

$$\frac{I_\theta}{I_0} = \frac{1}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta + 2\alpha(1 + \alpha)(1 - \cos \theta)^2}{\{1 + \alpha(1 - \cos \theta)\}^5}. \quad (6)$$

Considerando que os elétrons recuando sejam espalhados por um raio diretamente para frente, logo, a velocidade de recuo dos elétrons seria zero de acordo com a equação (3) (COMPTON, 1923, p. 493 [392]). Neste caso, o elétron no espalhamento estaria em repouso, e a intensidade do feixe espalhado deveria ser aquela determinada sob o alicerce da teoria clássica que era descrita por (*ibid.*):

$$I_0 = I(Ne^4 / R^2 m^2 c^4), \quad (7)$$

em que  $I$  é a intensidade do feixe primário ao atravessar  $N$  elétrons os quais são efetivos no espalhamento.

Substituindo o valor de  $I_0$  na equação (6), obtém-se que a intensidade do feixe de raios X espalhado em um ângulo  $\theta$  com o feixe incidente é:

$$I_\theta = I \frac{Ne^4}{2R^2 m^2 c^4} \frac{1 + \cos^2 \theta + 2\alpha(1 + \alpha)(1 - \cos \theta)^2}{\{1 + \alpha(1 - \cos \theta)\}^5}. \quad (8)$$

O coeficiente de absorção de espalhamento é definido como sendo “a fração da energia do feixe primário perdida pelo processo de espalhamento por unidade de comprimento” (COMPTON, 1923, p. 493 [392]) cuja intensidade é:

$$\sigma = \frac{nhv_0}{I},$$

em que  $nhv_0$  representa a energia retirada do feixe primário por segundo.

Ao comparar a equação que descrevia a intensidade da radiação espalhada para frente com a equação (7), Compton (*ibid.*) verificou que o número de quanta espalhado por segundo,  $n$ , era descrito por:

$$n = \frac{8\pi}{3} \frac{INe^4}{hv_0 m^2 c^4 (1 + 2\alpha)}.$$

Deste modo, o coeficiente de absorção de espalhamento tornava-se:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{INe^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{1+\alpha}{(1+\alpha)} = \frac{\sigma_0}{1+2\alpha}, \quad (9)$$

nessa expressão  $N$  é o número de elétrons no espalhamento por unidade de volume, e  $\sigma_0$ , o coeficiente de absorção de espalhamento obtido através da teoria clássica.

Com o intuito de calcular a energia total verdadeiramente espalhada, Compton (*ibid.*) afirmou que seria necessário integrar a intensidade da energia espalhada sobre a superfície de uma esfera em torno do material de espalhamento, ou seja,

$$\mathcal{E}_s = \int_0^\pi I_\theta \cdot 2\pi R^2 \sin \theta d\theta,$$

substituindo o valor de  $I_\theta$  dado pela equação (10), e integrando, encontra-se que:

$$\mathcal{E}_s = \frac{8\pi}{3} \frac{INe^4}{m^2 c^4} \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2}. \quad (10)$$

Deste modo, o coeficiente de espalhamento verdadeiro é dado por:

$$\sigma_s = \frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2 c^4} \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2} = \sigma_0 \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2}. \quad (11)$$

Compton (*ibid.*, p. 494 [393]) destacou que “a diferença entre a energia total retirada do feixe primário e aquela que reaparece como radiação espalhada é a energia de recuo dos elétrons no espalhamento”. Portanto, o coeficiente de absorção verdadeiro devido ao processo de espalhamento é descrito por:

$$\sigma_a = \sigma - \sigma_s = \frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2 c^4} \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2} = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2}. \quad (12)$$

A segunda parte do artigo escrito por Compton foi dedicada ao “teste experimental”. O objetivo dessa seção era “investigar a concordância dessas várias fórmulas com os experimentos sobre a mudança no comprimento de onda devido ao espalhamento e sobre a magnitude do espalhamento dos raios X e raios  $\gamma$  por elementos leves” (*ibid.*).

**“O comprimento de onda dos raios espalhados”<sup>45</sup>:** substituindo os valores das constantes  $h$ ,  $m$ , e  $c$  da equação (5), encontra-se:

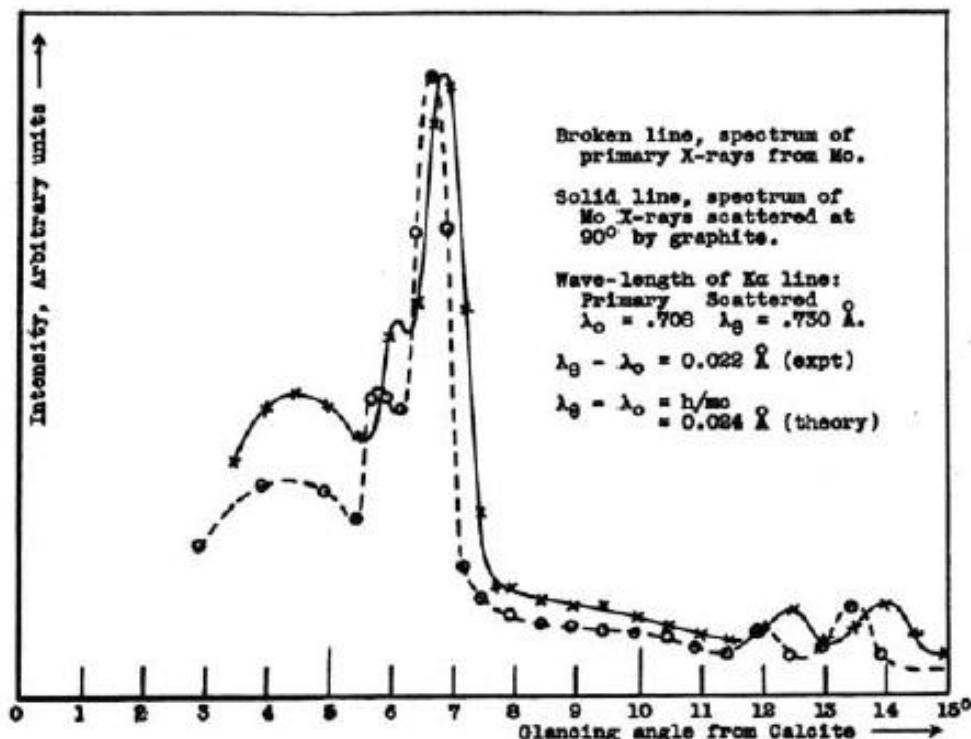
---

<sup>45</sup> O título dessa seção foi extraído do artigo original publicado por Compton em 1923.

$$\lambda_\theta = \lambda_0 + 0.0484 \sin^2 \frac{1}{2} \theta, \quad (13)$$

em que a unidade de  $\lambda$  é Angstrom.

A fim de realizar um teste quantitativo da equação (13), Compton (*ibid.*) analisou o espectro dos raios X espalhados por grafite em ângulos retos com o feixe primário, quando o grafite era atravessado pelos raios X de um alvo de molibdênio, através do gráfico a seguir.



**Fig. 2:** Gráfico publicado por Compton, em 1923, no qual ele faz uma comparação entre o espectro dos raios X espalhados por grafite em ângulos retos e o espectro dos raios X primários. **Fonte:** Compton, 1923, p. 495 [394].

A partir do gráfico precedente, observa-se que Compton esboçou a intensidade dos raios X espalhados e aqueles primários em função do ângulo de espalhamento. A linha sólida refere-se ao espectro dos raios X de molibdênio espalhados por grafite em um ângulo de 90°, já a linha pontilhada representa o espectro dos raios X primários de molibdênio (COMPTON, 1923, p. 494 [393]).

Compton (*ibid.*, p. 495 [394]) afirmou que era inquestionável o fato de que o comprimento de onda dos raios espalhados era maior do que aquele dos raios primários que os excitavam. Segundo ele, a linha  $K_{\alpha}$  de molibdênio possuía um comprimento de onda de 0.708 Å. Através da Fig. 2, Compton obteve os valores experimentais para a intensidade da radiação espalhada, e ao substituí-los na equação (8), ele encontrou o comprimento de onda da linha  $K_{\alpha}$  de molibdênio que era de 0.730 Å após o espalhamento (*ibid.*). Portanto,

$$\lambda_{\theta} - \lambda_0 = 0.730 - 0.708 = 0.022 \text{ Å} \quad (\text{Valor experimental})$$

A partir da equação (15), tem-se que:

$$\lambda_{\theta} - \lambda_0 = 0.0484 \sin^2 45^\circ = 0.024 \text{ Å} \quad (\text{Valor teórico})$$

Diante de tais resultados, Compton (1923, p. 495 [394]) ressaltou que eles apresentavam “uma concordância muito satisfatória”.

Na tabela a seguir, encontram-se alguns resultados experimentais e teóricos referentes à variação do comprimento de onda do feixe de raios  $\gamma$  espalhados em diferentes ângulos por várias substâncias (*ibid.*).

TABLE I  
*Wave-length of Primary and Scattered  $\gamma$ -rays*

	Angle	$\mu/\rho$	$\tau/\rho$	$\lambda$ obs.	$\lambda$ calc.
Primary.....	0°	.076	.017	0.022 Å	(0.022 Å)
Scattered.....	45°	.10	.042	.030	0.029
“.....	90°	.21	.123	.043	0.047
“.....	135°	.59	.502	.068	0.063

Os resultados contidos na última coluna da tabela I foram esboçados no gráfico a seguir a partir do qual se pode verificar uma notável concordância entre os valores observados e aqueles calculados teoricamente. Nas palavras de Compton, “há, portanto, uma boa razão para acreditar que a Eq. (5) representa exatamente o comprimento de onda dos raios X e raios  $\gamma$  espalhados por elementos leves” (*ibid.*, p. 496 [395]).

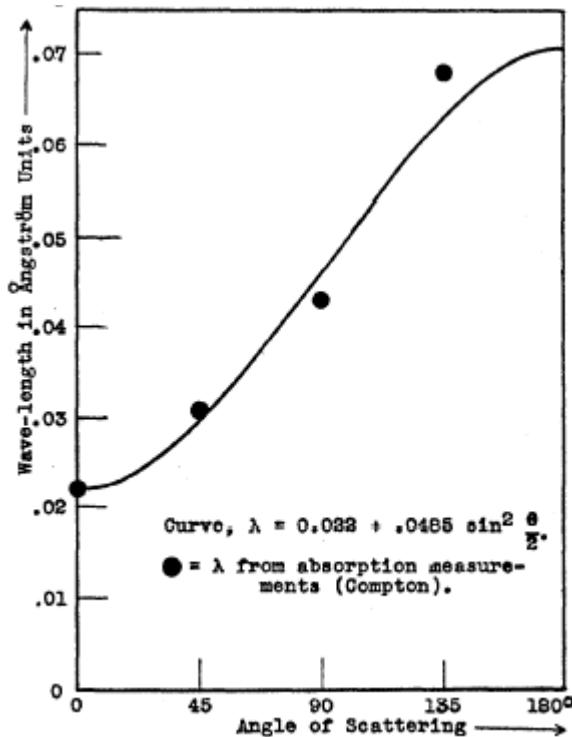


Fig. 3: Gráfico traçado por Compton de  $\lambda$  versus  $\theta$

Na Fig. 3, a curva representa os valores dos comprimentos de onda obtidos através da abordagem quântica, e os pontos referem-se aos comprimentos de onda encontrados experimentalmente por Compton por meio das medições do coeficiente de absorção.

#### *Outras confirmações experimentais*

Compton (1923, p. 496 [395]) também verificou a validade da sua fórmula para a velocidade de recuo dos elétrons face aos resultados experimentais. A partir da sua abordagem quântica, ele encontrou que para os raios  $\gamma$  de RaC, que corresponde a um comprimento de onda  $\lambda = 0.022 \text{ \AA}$ , a velocidade  $\beta_{max} = 0.82$ , e a velocidade efetiva do elétron no espalhamento era, portanto,  $\bar{\beta} = 0.52$ . Esses valores estavam de acordo com a média das velocidades dos raios  $\beta$  excitados pelos raios  $\gamma$  de RaC que era maior do que metade da velocidade da luz.

Quanto à absorção dos raios X devido ao espalhamento, Compton (1923, pp. 497-498 [396-397] verificou que a sua fórmula encontrada a partir da teoria quântica concordava com os resultados experimentais obtidos por C. W. Hewlett. Ele (*ibid.*, pp. 498-499 [397-

398]) também verificou a validade da sua fórmula para o coeficiente de absorção verdadeiro, comparando os valores teóricos com aqueles experimentais obtidos por Ishino para os raios  $\gamma$  duros de RaC quando atravessam o alumínio e o ferro. Mais uma vez, Compton observou uma notável concordância entre a teoria quântica e as proposições de observação.

Por fim, Compton (1923, pp. 499-500 [398-399]) destacou a forte consonância entre a sua fórmula para a intensidade dos raios  $\gamma$  espalhados em um ângulo  $\theta$  e os dados de observação.

### ***A constatação***

Após fazer o “teste experimental”, cujo objetivo era verificar a correspondência entre a teoria quântica e os resultados experimentais, Compton (1923, p. 501 [400]) afirmou que a notável concordância entre as suas fórmulas e a experimentação não havia deixado dúvida de que o espalhamento dos raios X era um fenômeno quântico. Quanto à hipótese do grande elétron, Compton mencionou que:

A hipótese de um grande elétron para explicar esses efeitos é consequentemente supérflua, pois todos os experimentos sobre o espalhamento dos raios X, para os quais essa hipótese tem sido aplicada, são agora vistos ser explicáveis a partir do ponto de vista da teoria quântica sem introduzir quaisquer novas hipóteses ou constantes. Além disso, a presente teoria descreve satisfatoriamente a mudança no comprimento de onda devido ao espalhamento, o qual era inexplicável sob a hipótese do grande elétron. Do ponto de vista do espalhamento de raios-X e raios- $\gamma$ , portanto, já não existe qualquer suporte para a hipótese de um elétron cujo diâmetro é comparável com o comprimento de onda dos raios-X duros (COMPTON, 1923, p. 501 [400]).

Compton (1923, p. 501 [400]) afirmou que a sua teoria dependia de duas conjecturas. A ideia de que cada elétron, que participava efetivamente do processo de espalhamento, espalhava um *quantum* singular, e a hipótese de que os quanta de radiação eram recebidos de direções definidas e espalhados em direções definidas. Outro aspecto interessante era o fato de que os resultados experimentais concordavam com a hipótese de que o *quantum* de radiação possuía *momentum* e energia (*ibid.*).

Conforme Compton (*ibid.*, p. 502 [401]), o fenômeno de interferência dos raios X, conforme demonstrado por von Laue, ainda não era inteligível quando associado à teoria quântica. No entanto, ele tentou explicá-lo supondo que os elétrons estariam tão firmemente ligados ao átomo que os mesmos não recuariam. Logo, o *quantum* de radiação poderia espalhar-se ao longo de um grande número de elétrons, distribuindo, assim, a sua energia e o seu *momentum* dentre eles. Por fim, Compton (*ibid.*) afirmou que “o problema do espalhamento está tão interligado com aqueles da reflexão e da interferência que um estudo do problema poderia possivelmente lançar alguma luz sobre a difícil questão da relação entre a interferência e a teoria quântica”.

### 3.1 Efeito Compton-Debye?

No mesmo período em Zurique, Suiça, Peter Debye sugeriu, assim como Compton, que o espalhamento dos raios X poderia ser explicado pela suposição de que um *quantum* de raio X perde energia pela colisão com um elétron (JAMMER, 1966). Contudo, Debye ressaltou explicitamente que o seu ponto de partida foi as concepções de Einstein sobre os quanta de luz (STUEWER, 2000, p. 986).

O fato de que Debye havia publicado o seu resultado um mês antes do de Compton fez com alguns físicos europeus começassem a denominar a teoria de o efeito Compton-Debye. No entanto, essa tendência foi contrariada por Arnold Sommerfeld, que havia estado nos Estados Unidos como professor da Universidade de Wisconsin em Madison, e ao retornar a Munique, afirmou que “Compton tinha a prioridade tanto experimental quanto teórica” (*ibid.*). Além disso, Debye desaprovou, em uma entrevista, o nome dual, e ressaltou que o efeito deveria ser chamado simplesmente de efeito Compton (1962 apud STUEWER, 2000, p. 986). Nos *proceedings* do *HQ-1: Conference on the History of Quantum Physics*, Stuewer (2007, p. 12) sistematizou o período das descobertas independentes de Compton e Debye, como segue:

- Novembro de 1922: Compton comunicou a sua descoberta à comunidade científica da Universidade de Washington.
- 1 ou 2 de Dezembro de 1922: Compton comunicou a sua descoberta à Sociedade Americana de Físicos em Chicago.

- 6 de Dezembro de 1922: Compton submeteu outro trabalho, sobre a reflexão interna total dos raios X, a *Philosophical Magazine*.
- 10 de Dezembro de 1922: Compton submeteu um trabalho sobre a sua teoria do *quantum* para o espalhamento a *Physical Review*.
- 15 de Março de 1923: Debye submeteu o seu trabalho sobre a teoria do *quantum* aplicada ao fenômeno do espalhamento à *Physikalische Zeitschrift*.
- 15 de Abril de 1923: o trabalho de Debye foi publicado na *Physikalische Zeitschrift*.
- Maio de 1923: o trabalho de Compton foi publicado na *Physical Review*.

### **3.2 A contribuição “esquecida” de Jauncey para a descoberta do efeito Compton**

Na primavera de 1920, Compton aceitou a oportunidade para trabalhar na Universidade de Washington, em Saint Louis. Neste período, ele estava procurando por “um professor assistente, e especialmente, inserido na pesquisa com raios X” (JENKIN, 2002, p. 327). Nesse período, Compton ainda estava no laboratório Cavendish quando, conversando com os dois Braggs, o nome de Jauncey apareceu na conversa. Jauncey já estava nos Estados Unidos, e disponível (*ibid.*). Compton rapidamente o contratou, pois “eles eram similarmente jovens, tinham tido experiência inglesa e possuíam interesses comuns no ensino e na pesquisa” (*ibid.*).

No final do seu artigo de 1923, Compton (1923, p. 502) fez um agradecimento que nos chamou a atenção: “Muitas das ideias envolvidas neste trabalho tem sido desenvolvidas com o Professor G. E. M. Jauncey deste departamento”. Essa postura de Compton fez-nos refletir: Por que ele havia agradecido ao seu colega de departamento? Qual teria sido, então, a contribuição de Jauncey? Tais indagações permearão as discutidas desta seção. A nossa inquietação foi respondida quando descobrimos um artigo recente, *G. E. M. Jauncey and the Compton Effect*, publicado por John Jenkin na *Physics in Perspective* em 2002, sobre o qual basearemos a nossa discussão.

Jenkin (2002, p. 320) enfatizou, através das palavras de Bruce Wheaton (1978, pp. 636-638), a relevância da obra escrita por R. H. Stuewer (1975), “a história de sucesso de Compton foi inicialmente inserida na extensa literatura da física experimental, e Stuewer meticulosamente a desenterrou”. A mudança significativa no programa de pesquisa desenvolvido por Compton foi, no final de 1922, quando ele “finalmente rejeitou uma

explicação clássica a favor de uma quântica” para o processo de espalhamento dos raios X pela matéria (JENKIN, 2002, p. 320). No entanto, conforme Wheaton (*ibid.*, p. 637 apud JENKIN, 2002, p. 320), “Stuewer dedicou pouca razão a essa mudança abrupta na atitude de Compton”. O argumento do historiador australiano, Jenkin, é o de que há uma razão para isso, e “ela parece residir no papel do indivíduo George Eric Macdonell Jauncey (1888-1947)” (JENKIN, 2002, p. 320.). Deste modo, Jenkin sugere que Jauncey “ajudou materialmente a persuadi-lo [Compton] a aceitar a interpretação quântica de seus experimentos sobre o espalhamento de raios X” (*ibid.*).

Em seu livro, Stuewer (1975, p. 217) afirmou que “um dos aspectos mais intrigantes do programa de pesquisa de Compton, quando visto na sua integridade, foi a sua relativa autonomia. Os seus maiores *insights* teóricos dependeram em grande parte da sua própria habilidade concebida com os experimentos na Universidade de Minnesota, no laboratório Cavendish e na Universidade de Washington”. Jenkin (2002, p. 324) chamou-nos a atenção para o aspecto de que a maioria dos trabalhos escritos por Compton tinha apenas um autor, e poucos artigos dele continham um agradecimento a um colega. Há, portanto, uma nuance na história do efeito Compton. Enquanto Stuewer defende uma “relativa autonomia” do programa de pesquisa de Compton quanto às questões teóricas, Jenkin almeja destacar o papel de Jauncey na descoberta do efeito Compton.

### ***Um trabalho em parceria?***

Jenkin (2002, p. 328) ressaltou que não estava defendendo a tese de que o efeito Compton teria sido uma ideia de Jauncey, e nem que ele deveria ter compartilhado o Prêmio Nobel de Física de 1927 com Compton. Segundo ele, Compton já tinha se preparado para a sua descoberta, e o seu próprio artigo, *Secondary Radiation Produced by X-Ray*, “já havia preparado a sua mente para a mudança drástica na sua interpretação dos seus experimentos sobre o espalhamento dos raios X”. Todavia, mesmo em outubro de 1922, Compton relutou em incorporá-la. Para tal mudança, foi precisou que “alguém ou alguma coisa o encorajasse ao ponto de considerar a interpretação quântica” na explicação dos seus excelentes resultados experimentais (JENKIN, 2002, p. 328). Recentemente, Stuewer (2006, p. 524) também concordou com Jenkin quanto à contribuição de Jauncey ao trabalho de Compton publicado em 1923. No seu artigo, *Historical Surprises*, Stuewer (2006) citou esse mesmo artigo escrito pelo Jenkin, apoiando-o.

Jauncey e Compton trabalharam próximos por dois anos. Os seus agradecimentos mútuos no final de seus primeiros trabalhos antes da descoberta do efeito Compton “são claras evidências da forte influência de um sobre o outro” (*ibid.*, p. 329). Carl H. Eckart (1902-1973), enquanto era estudante de pós-graduação da Universidade de Washington nos anos de 1922 e 1923, ressaltou que durante as discussões de Jauncey e Compton sobre os estudos do espalhamento dos raios X, percebia-se que “o trabalho experimental era [...] inteiramente de Compton”, de fato, “a construção do equipamento era feito por ele com as suas próprias mãos” (ECKART, 1976, p. 195-219 apud JENKIN, 2002, p. 329). Eckart afirmou que “um estímulo particular” foi a discussão do trabalho de E. Schrödinger feita por Compton e Jauncey. Em uma tarde de novembro de 1922, Compton e Jauncey perceberam que o ponto essencial desse trabalho era o fato de que Schrödinger havia considerado que um *quantum* de luz possuía *momentum* (JENKIN, 2002, p. 329).

Numa certa manhã, alguns dias seguintes, Compton apresentou pela primeira vez a sua derivação das equações do efeito Compton a Jauncey e a Eckart (*ibid.*, pp. 329-330). Anos depois, Jauncey disse a Eckart que na tarde anterior ele havia prometido levar a sua esposa ao cinema, e ele “se perguntou, muitas vezes, se Compton tivesse ido ao cinema e ele [Jauncey] tivesse ficado em casa, se ele teria derivado aquelas equações”. Eckart estava, então, convencido de que as discussões preliminares entre Compton e Jauncey foram importantes para a derivação daquelas fórmulas (ECKART, 1962 apud JENKIN, 2002, p. 329).

Jauncey faleceu em 19 de Maio de 1947, e foi velado pelos seus muitos amigos e colegas. Foi realizada uma cerimônia na Wilson Hall da Universidade de Washington, em 23 de Maio desse mesmo ano, na qual quatro acadêmicos importantes da universidade dirigiram-se ao grande público. Dentre eles estava Arthur Holly Compton que havia se tornado chanceler da Universidade de Washington em Saint Louis (JENKIN, 2002, p. 330).

O discurso de Compton foi comovente e este parágrafo é especialmente revelador:

Ele [Jauncey] tinha estudado com o senhor William Bragg, na Inglaterra, quando Bragg havia declarado que, enquanto na segunda, quarta e sexta-feira, nós considerávamos os raios X como ondas, na terça, quinta e sábado, nós os utilizávamos como partículas. Ele trouxe essas ideias para o ensino de física da Universidade de Washington em 1920 quando em outros lugares de nosso país o problema parecia ser de pouca importância. Fruto das discussões e experimentos, para as quais ele contribuiu, surgiu a primeira clara evidência de que os raios X têm, ao mesmo tempo, as propriedades de

onda e partículas. Se os raios X, logo, também a luz [...] . Portanto, foi estabelecida a base para [...] talvez a mais dramática mudança no pensamento científico [...] desde a época de Newton (JENKIN, 2002, p. 330).

Jenkin (2002, p. 330) destacou dois pontos relevantes nesse comentário de Compton. De um lado, percebe-se uma clara linha intelectual de origem a partir de Bragg, através de Jauncey, para a abordagem quântica utilizada por Compton para explicar o espalhamento dos raios X pela matéria. Por outro lado, a considerável dúvida pessoal de Compton pela contribuição de Jauncey na descoberta do efeito Compton.

### 3.3 A Repercussão

Compton havia demonstrado que os raios X poderiam ser refletidos totalmente por uma fina placa de espelho (STUEWER, 2000, p. 987). Então, “o que poderia ser mais como onda do que a reflexão interna total?”. A descoberta do efeito Compton, não obstante, foi uma forte evidência experimental de que era preciso considerar as propriedades corpusculares para a radiação X. Neste caso, “o que poderia ser mais partícula do que uma colisão tipo bola de bilhar?” (*ibid.*). Compton havia encontrado, portanto, evidências experimentais convincentes tanto para a natureza corpuscular quanto para a natureza ondulatória dos raios X. “Nada pode simbolizar melhor o profundo dilema da onda-partícula que os físicos enfrentaram com a descoberta do efeito Compton” já que enquanto os fenômenos de interferência, difração e reflexão eram explicados pela teoria eletromagnética clássica, o processo de espalhamento dos raios X pela matéria era explicado através da hipótese do *quantum* de radiação.

#### 3.3.1 Nos Estados Unidos: uma controvérsia

O crítico da teoria quântica proposta por Compton, nos Estados Unidos, foi William Duane (1872-1935)<sup>46</sup>. Isso decorria da “forte resistência de Duane em aceitar uma teoria

<sup>46</sup> O doutorado de Duane foi realizado em Göttingen e em Berlim (1897). Ele foi inicialmente professor de física da Universidade do Colorado (1898-1907), e assistente de Marie Curie (1907-1913). Depois, Duane foi professor assistente de física da Universidade de Harvard em 1913, ele rapidamente obteve a primeira posição de professor de biofísica dos Estados Unidos (STUEWER, 1975, p. 249). Duane realizou importantes contribuições em toda a

quântica para o espalhamento” (ALLISON, 1962, p. 794). É interessante destacar que Duane já havia utilizado anteriormente a teoria do quantum para estabelecer a relação entre a energia cinética do elétron e a frequencia máxima do *bremsstrahlung* (ALLISON, 1962, pp. 794-795). Todavia, Duane tinha resistido ao primeiro pronunciamento de Compton, e escreveu para Arnold Sommerfeld (1868-1951), que estava nos Estados Unidos naquele período, descrevendo “as suas dúvidas e a sua explicação alternativa” (*ibid.*, p. 795). Na sua resposta, Sommerfeld afirmou que, após visitar Compton no seu novo laboratório em Chicago, ele havia se “convencido da importância fundamental da descoberta de Compton” (*ibid.*).

Na reunião da *American Physical Society*, em dezembro de 1923, acontecera o primeiro debate entre Compton e Duane (STUEWER, 1975, p. 255). Sobre esse debate, Compton (1961, p. 818 apud JAMMER, 1966, p. 162) relembrou, após trinta e oito anos, que apesar de ter refeito os experimentos várias vezes, o que lhe deixou mais confiante para esse debate foi saber que ele tinha o apoio de P. A. Ross e de M. de Broglie, os quais haviam encontrado espectros similares ao dele. Ao contrário de Duane e os seus estudantes que não haviam encontrado o mesmo espectro dos raios espalhados obtido por Compton. Duane encontrou outro espectro designado de pico terciário que corresponderia aos raios X excitados por fotoelétron no material (*ibid.*). Compton (*ibid.*) afirmou que ele “[...] poderia ter criticado a interpretação dos resultados [de Duane e os seus estudantes] por fundamentos bastante óbvios, mas, achei [Compton] que seria mais sábio deixar o próprio Duane encontrar a resposta”.

Esse debate resultou na visita de Compton ao laboratório de Duane, em Harvard, e a de Duane ao laboratório de Compton, em Chicago (STUEWER, 1975, p. 257). Compton (1961, p. 818 apud JAMMER, 1966, p. 162) afirmou que eles não haviam encontrado a razão pela qual os seus resultados eram diferentes, mas, eles observaram que “[...] o equipamento que eu [Compton] estava utilizando era mais sensível e melhor adaptado do que aquele de Duane para o estudo do fenômeno em questão”.

O segundo debate entre Compton e Duane ocorreu durante a reunião da *British Association for the Advancement of Science* (BAAS), em Toronto. Foi destinada a tarde do dia 08 de Agosto de 1924 para as discussões acerca do espalhamento dos raios X pela matéria (JAMMER, 1966, p. 162). Duane afirmou que não havia encontrado os efeitos observados por

---

sua careira para a física, por exemplo, os seus estudos sobre as aplicações terapêuticas e médicas da radiação de alta frequência (*ibid.*).

Compton, e que a única diferença entre os seus aparelhos experimentais era o aspecto de que o tubo de raios X de Compton era cercado por uma caixa rígida de chumbo, e o seu não. Conforme Duane, “parecia improvável que essa diferença poderia explicar a diferença dos resultados experimentais” (*Nature*, 1924, pp. 627-628 apud STUEWER, 1975, p. 268).

Ao retornar para Harvard, Duane pediu a S. K. Allison para modificar os experimentos (STUEWER, 1975, p. 272). Ao fazer isso, Allison começou a obter indícios de que os dados experimentais concordavam com a teoria de Compton (*ibid.*). Allison e Duane analisaram o espectro dos raios X quando eles atravessavam várias substâncias em diferentes ângulos de espalhamento. Eles concluíram, então, que os seus resultados corroboravam os experimentos de Compton, Ross e Webster, M. de Broglie, e outros (*ibid.*).

### **3.3.2 Na Europa: uma explicação semi-clássica para o efeito Compton**

O principal aspecto de hostilidade à descoberta de Compton por alguns físicos estava relacionado à “como unificar as teorias de partículas e de ondas” (STUEWER, 1975, p. 191). Isto é, se a luz é constituída de quanta de energia, então, como explicar os fenômenos de interferência e de difração com base na hipótese da quantização da radiação? Essa aparente contradição entre a teoria ondulatória e a teoria corpuscular culminou no surgimento de teorias semi-clássicas para explicar o efeito Compton. Foi o caso da teoria semi-clássica desenvolvida pelo físico dinamarquês N. Bohr (1885-1962), pelo físico holandês H. A. Kramers (1894-1952) e pelo físico norte-americano, J. C. Slater (1900-1976). Esses físicos, os quais estavam trabalhando no Instituto de Física Teórica dirigido por Bohr em Copenhague, dedicaram-se aos estudos da construção da teoria quântica. Logo, é importante destacar que tais personagens estavam inseridos em uma tradição científica diferente tanto daquela da física norte-americana quanto daquela dedicada aos estudos dos raios X.

Bohr, que ainda não aceitava a hipótese do *quantum* de luz de Einstein, tentou resolver aquele dilema através do abandono das leis de conservação da energia e do *momentum* (STUEWER, 2000, p. 987). Slater, um recente doutor pela Universidade de Harvard, chegou a Copenhague no final de 1923, almejando desenvolver a sua ideia de um “campo virtual de radiação” (*ibid.*). Slater afirmou, muitos anos depois, que ao apresentar a proposta para Bohr e Kramers, eles afirmaram que a parte essencial da sua conjectura seria preservada, no entanto, seria necessário rejeitar a hipótese corpuscular (FORMAN, 1971, p. 84-85).

Em janeiro de 1924, Bohr, Kramers e Slater publicaram um artigo, intitulado *The quantum theory of radiation*, no qual eles unificaram a ideia de Slater sobre o campo virtual de radiação, e a conjectura de Bohr de que, em processos atômicos, a energia e o *momentum* apenas seriam conservados estatisticamente. O objetivo desse artigo era obter uma descrição consistente entre os fenômenos contínuos e aqueles descontínuos que aconteciam na escala microscópica (BOHR, KRAMERS & SLATER, 1924, p. 159). A teoria BKS estava baseada na hipótese de que os átomos poderiam comunicar-se com outros átomos através de um campo virtual de radiação “que era virtualmente equivalente ao campo de radiação que na teoria clássica originaria dos osciladores harmônicos virtuais” (*ibid.*, p. 164-165), e a combinação entre esse campo virtual e os átomos emitindo e absorvendo era de natureza estatística (STUEWER, 2000, p. 987).

Quanto ao espalhamento da luz por elétrons livres, Bohr, Kramers e Slater (1924, p. 173) afirmaram que “Compton tinha encontrado uma interpretação formal desse efeito através da teoria dos quanta de luz ao assumir que o elétron pode colidir com um quantum de luz incidente e simultaneamente re-emitar um quantum de luz em outra direção”. No entanto, para a teoria BKS, o espalhamento era considerado ser um processo estritamente contínuo, no qual cada elétron iluminado emite uma onda secundária (BOHR, KRAMERS & SLATER, 1924, p. 173). Essa onda secundária formaria uma radiação virtual, com velocidade diferente daquela inicial, que reagiria com outro elétron. Com esse mecanismo, Bohr, Kramers e Slater explicaram não apenas a diferença espacial encontrada no efeito Compton, eles também introduziram a ideia de que “os processos de radiação não poderiam ser descritos causalmente no espaço e no tempo” (KRAKH, 1999, p. 161). Haveria, então, uma diferença temporal entre a detecção de um *quantum* e um elétron emitido, que não estava incluída no experimento de Compton.

### *O experimento de Bothe e Geiger<sup>47</sup>*

Em 1924, existiam duas teorias distintas para explicar o processo de espalhamento. De um lado, a explicação de Compton, segundo a qual, no processo de espalhamento a radiação comportava-se como pequenos corpúsculos – o *quantum* de luz – e as leis de conservação da energia e do *momentum* eram conservadas no nível microscópico. De outro lado, a teoria desenvolvida por Bohr, Kramers e Slater defendia a conjectura de que, em

<sup>47</sup> Para mais detalhes, ver *Walther Bothe's contributions to the understanding of the wave-particle duality of light* publicado por Dieter Fick e Horst Kant na *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* em 2009.

processos atômicos, as leis de conservação apenas seriam válidas estatisticamente. *Como resolver essa discrepância entre tais teorias?*

A verificação de um desses pontos de vista seria possível a partir da detecção de um par formado por um elétron individual espalhado e um *quantum* individual de raios X espalhado. Para a hipótese quântica, os raios X espalhados e os elétrons recuados seriam detectados no mesmo instante de tempo, enquanto que para a conjectura estatística, não existiria uma correlação entre o tempo de detecção dos elétrons espalhados e a radiação espalhada (COMPTON & ALLISON, 1935, p. 222). Os primeiros experimentalistas a realizarem tal experimento, em 1925, foram Walther Bothe (1891-1957) e Hans Geiger (1882-1945), no *Physikalisch-Technische Reichsanstalt* em Berlim<sup>48</sup>.

Bothe declarou, muito tempo depois, que para ele e Geiger, a questão da validação das leis de conservação apenas poderia ser esclarecida através de fatos experimentais. Foi, então, que eles decidiram realizar um experimento capaz de “testar” a conjectura teórica desenvolvida por Bohr, Kramers e Slater (BOTHE, 1955, p. 861). O objetivo desse experimento era responder a seguinte indagação: “No processo elementar cada vez que o *quantum* é espalhado e um elétron recua, são os dois simultâneos ou existe apenas um acoplamento estatístico entre os dois?” (*ibid.*). Mas, como isso seria possível? Bothe e Geiger afirmaram que a partir do modelo de espalhamento de Compton para o hidrogênio, e do método da coincidência que consistia na utilização de contadores tipo agulha, juntamente com o registro dos pulsos elétricos sobre filmes em movimento seria possível constatar ou não a validade das ideias propostas pelo trabalho BKS (FICK & KANT, 2009, p. 401).

Em cinco horas foram observadas 66 coincidências, “O montante do filme utilizado foi tão grande que, quando os filmes foram pendurados para secar, o nosso laboratório deu a impressão de ser uma lavanderia comercial gigante” (BOTHE, 1955, p. 861). Com base nas suas observações, Bothe e Geiger mencionaram que a chance de ocorrência da teoria

---

<sup>48</sup> Em 1925, enquanto Bothe e Geiger estavam realizando o experimento que resolveria o problema da causalidade das leis de conservação, Albert Einstein estava no Rio de Janeiro, Brasil. Em uma comunicação realizada na Academia Brasileira de Ciências, Einstein discutiu sobre a sua hipótese dos quanta de luz e a teoria BKS. Sobre este fato histórico, ver *Um manuscrito de Einstein no Brasil* publicado por Alfredo Tolmasquim e Ildeu de Castro Moreira na Revista Ciência Hoje (vol. 21, nº 124, setembro/outubro de 1996).

estatística de Bohr, Kramers e Slater era apenas 1 em 400.000 (COMPTON & ALLISON, 1935, pp. 223-224).

Logo, eles concluíram que a teoria BKS era incompatível com o experimento, já que a lei de conservação da energia e do *momentum* foi demonstrada para cada espalhamento singular:

O resultado final foi que realmente as sistemáticas coincidências apareceram com uma frequência que poderia ser esperada a partir da geometria experimental e a detecção eficiente dos contadores, assumindo que, em cada processo elementar, o processo Compton, um quantum espalhado e um elétron recuado são produzidos simultaneamente. A estrita validade da lei da conservação de energia, mesmo no processo elementar foi, assim, provada, e a ideia genial para resolver o problema de onda-corpúsculo, como discutida por Bohr, Kramers e Slater, foi demonstrado que era incompatível com o experimento (BOTHE, 1955, pp. 861-862).

Com esse método, Bothe foi o precursor do método de coincidência que Bruno Rossi utilizaria em torno de 1930 para o estudo dos raios cósmicos. Rossi desenvolveu uma técnica, através da combinação dos contadores Geiger-Müller e do “círculo de coincidência”, capaz de obter um registro do caminho pelo qual as partículas atravessaram todos os contadores (KRAKH, 1999, p. 194). Em 1955, Bothe ganhou o Prêmio Nobel de Física pelo desenvolvimento do método de coincidência<sup>49</sup>.

Em 1925, Compton e o seu estudante Alfred W. Simon também realizaram mais experimentos, e os resultados encontrados reforçaram fortemente os resultados obtidos por Bothe e Geiger (COMPTON & SIMON, 1925 apud STUEWER, 2000, p. 988).

---

<sup>49</sup> Para maiores detalhes, ver [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1954/bothe-bio.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1954/bothe-bio.html).

## Epílogo

Ter recebido o Prêmio Nobel de Física pela descoberta do efeito Compton, e ter participado da Conferência de Solvay, “onde Bohr, Dirac, Heisenberg, Pauli, Schrödinger, e outros físicos importantes discutiram os *fundamentos da mecânica quântica*” (KRAGH, 1999, p. 212, *grifo nosso*), ambos em 1927, faz com que a figura de Compton sempre esteja associada à criação da teoria quântica. Não obstante, a reconstrução histórica das ideias de Compton, mostrou-nos que ele era um físico norte-americano relutante em aceitar uma abordagem quântica para explicar o processo de espalhamento dos raios X pela matéria. De fato, Compton adotou a hipótese quântica somente em dezembro de 1922 após um longo período, de 1916 a 1922, no qual ele se dedicava aos estudos da física clássica da radiação de alta frequência. Em um curto período de tempo, a explicação quântica do efeito Compton já havia sido apropriada pelos principais centros de pesquisa dos Estados Unidos e da Europa, principalmente Berlim e Copenhague, como fonte de investigação.

A explicação do efeito fotoelétrico por Einstein em 1905 e a proposta do efeito Compton em 1923 são considerados os marcos na afirmação e comprovação experimental do caráter corpuscular da radiação eletromagnética, isso é, a radiação seria constituída de fôtons – partículas, conforme denominação de Lewis em 1926. Caso a história da ciência possuísse um desenvolvimento linear e cumulativo, poder-se-ia dizer que o conceito de fôton já havia sido firmado de maneira irreversível na física desde a formulação daqueles dois artigos. Entretanto, no decorrer deste século, surgiram idas e vindas a respeito da aceitação da natureza corpuscular da radiação eletromagnética.

De fato, no mesmo ano em que Compton recebeu o Nobel, Schrödinger propôs uma explicação semi-clássica para o efeito Compton, explicação retomada na década de 1980 por J. Strand, cujo artigo intitulava *The Compton effect – Schrödinger treatment* (GREENSTEIN & ZAJONC, 1997, p. 214). Quanto ao efeito fotoelétrico, em 1969, os físicos norte-americanos, Edwin T. Jaynes, Willis E. Lamb<sup>50</sup> e Marlan O. Scully, mostraram que seria possível explicar esse efeito “sem recorrer ao conceito de fôton” (*ibid.*, p. 23). Eles, então, propuseram uma explicação semi-clássica para o efeito fotoelétrico a partir da qual a radiação era de natureza ondulatória, e a matéria, na qual a radiação incide, era quantizada. O trabalho

<sup>50</sup> Em 1955, W. E. Lamb recebeu o Prêmio Nobel de Física pela “sua descoberta da estrutura fina do espectro de hidrogênio”, ver [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1955/lamb-lecture.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1955/lamb-lecture.html).

de Jaynes, e o de Lamb e Scully inserem-se em uma controvérsia da qual outros físicos, tais como D. Bohm e H. Everett, já estavam inseridos, à época, na qual o físico Jaynes colocava em questão a necessidade de um tratamento estritamente quântico para a radiação (BROMBERG, 2006).

Em paralelo a essa controvérsia, em 1956, Robert Hanbury-Brown & R. Q. Twiss<sup>51</sup> realizaram um experimento utilizando o conceito de anti-coincidência em interferômetro de Fabry-Perot (GREENSTEIN & ZAJONC, 1997, p. 28-29). O resultado obtido por Hanbury-Brown e Twiss foi “espantoso”, pois eles não detectaram as anti-coincidências que seriam a evidência da existência de fótons (*ibid.*, p. 29). Greenstein e Zajonc (1997, p. 29) chamou-nos a atenção para um aspecto extremamente importante, “esses resultados surpreenderam a comunidade de físicos, e lançou uma disciplina inteiramente nova, o estudo explícito da natureza quântica da luz”. Ou seja, os experimentos realizados com o intuito de demonstrar a natureza corpuscular da radiação contribuíram para a criação de um novo campo de investigação, a ótica quântica.

Toda essa história foi vista como desafio para a física experimental, em especial, para a ótica, a realização de experimentos que detectassem fótons singulares. Com o crescimento do interesse pela área de fundamentos da mecânica quântica a partir de 1970 (FREIRE, 2004; 2009), o interesse nesse resultado experimental também cresceu. É nesse contexto que o experimento realizado por Philippe Grangier (1957 - ), Gérard Roger e Alain Aspect (1947 - ) alcançou significativa repercussão. Afinal, pela primeira vez, eram obtidas evidências da existência de fótons singulares. Tal experimento foi um divisor de águas na história da natureza corpuscular da luz. Aspect já era, à época, um experimentalista de renome, autor dos mais sofisticados testes com as desigualdades de Bell em 1981 e 1982 (FREIRE, 2006). Todavia, o experimento com fótons únicos contribuiu imensamente para o enorme prestígio alcançado por esse físico, tanto na França quanto no cenário internacional.

O tema da história dos primeiros experimentos com sistemas quânticos singulares, com nêutrons (Rauch e Zeilinger), com fótons (Aspect) e com elétrons (Tonomura), todos na década de 1980, está a merecer atenção dos historiadores, conforme a historiadora Bromberg (2008) afirmou no Workshop Teoria Quântica: Estudos históricos e implicações culturais, em Campina Grande.

---

<sup>51</sup> Ver palestra proferida por Alain Aspect no site: [http://videolectures.net/cern\\_aspect\\_aqao/](http://videolectures.net/cern_aspect_aqao/).

Além do mais, a história das idas e vindas do conceito de fóton no século XX apresenta implicação pedagógica. Conforme apontado por Freire (2009), o livro publicado por Greenstein e Zajonic, *The Quantum Challenge: Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics*, explora precisamente essa implicação ao mesclar a história com a física. Os autores (1997, p. 34) afirmaram, por exemplo, que “É irônico que Albert Einstein, provavelmente o maior físico desde Newton, recebeu o Prêmio Nobel por um trabalho, que posteriormente viria a revelar-se falso”. Anteriormente, Greenstein e Zajonc haviam discutido a proposta semi-clássica para o efeito fotoelétrico feita por Lamb e Scully e o resultado experimental obtido por Hanbury-Brown e Twiss. Na continuidade, eles afirmaram que “É duplamente irônico que esse trabalho [de Einstein sobre o efeito fotoelétrico], que foi fundamental para nos colocar perante o conceito da dualidade onda-partícula, acabou por se revelar correto, embora imperfeito” (GREENSTEIN & ZAJONC, 1997, p. 34). Foi somente em 1986 que Aspect e colaboradores encontraram evidências de fótons singulares. Deste modo, precisamos de uma atualização da história que temos disseminado aos futuros professores de física e aos físicos sobre os fótons, a dualidade onda-partícula e o efeito fotoelétrico (FREIRE, 2009), a partir da qual seja possível discutir a necessidade do conceito de fóton para a explicação dos fenômenos, e consequentemente, a aceitação dele pela comunidade científica.

## Referências

- ALLISON, S. K. Arthur Holly Compton, Research Physicist. **Science**, vol. 138, p. 794-797, 1962.
- BOHR, N.; KRAMERS, H. A.; SLATER, J. C. The quantum theory of radiation. In: WAERDEN, B. L. van der (Editor). **Sources of quantum mechanics**. vol. 5. New York: Dover Publications, p. 159-176, 1967.
- BOTHE, W. Coincidence Method. **Source: Science**, New Series, vol. 122, No. 3175, p. 861-863, 1955.
- BROMBERG, J.L. **Device physics vis-à-vis fundamental physics in Cold War America: The case of quantum optics**. *ISIS*, 97(2), p. 237-259, 2006.

- \_\_\_\_\_. **Research Problems in the History of Quantum Mechanics.** In: FREIRE, O.; PESSOA, O.; BROMBERG, J.; LEHNER, C. (Eds.). Workshop “Teoria Quântica: Estudos Históricos e Implicações Culturais”, volume a ser publicado.
- COMPTON, A. H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements. **Physical Review**, New York, Vol. 21, nº 5, p. 483-502, maio 1923. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies.** Chicago: The University of Chicago Press, p. 382-401, 1973.
- \_\_\_\_\_. Secondary radiations produced by X-rays, and some of their applications to physical problems. **Bulletin of the National Research Council**, Vol. 4, nº 20, Parte 2, p. 1-56, out. 1922. Reimpresso em: SHANKLAND, R. S. (Editor.). **Scientific Papers of Arthur Holly Compton: X-Ray and Other Studies.** Chicago: The University of Chicago Press, p. 321-377, 1973.
- COMPTON, A. H.; ALLISON, S. K. **X-Rays in Theory and Experiment.** New York: D. Van Nostrand Company, Inc., 250 Fourth Avenue, 1935.
- DARRIGOL, Olivier. Quantum Theory and Atomic Structure. In: NYE, Mary Jo (Editor). **The Cambridge History of Science: The Modern Physical and Mathematical Sciences.** Vol. 5. Cambridge: Cambridge University Press, p. 331-349, 2003.
- FICK, D.; KANT, H. Walther Bothe’s contributions to the understanding of the wave-particle duality of light. **Studies in History and Philosophy of Modern Physics**, Vol. 40, p. 395–405, 2009.
- FREIRE, O. The historical roots of “foundations of quantum mechanics” as a field of research (1950–1970). **Foundations of Physics**, 34(11), p. 1741–1760, 2004.
- \_\_\_\_\_. Quantum Dissidents: Research on the foundations of quantum mechanics circa 1970. **Studies in History and Philosophy of Modern Physics**. Aceito para publicação.
- \_\_\_\_\_. Philosophy enters the optics laboratory: Bell’s theorem and its first experimental tests (1965-1982). **Studies in History and Philosophy of Modern Physics**, n. 37, p. 577-616, 2006.
- \_\_\_\_\_. The research on the foundations of quantum mechanics and its implications on physics teaching. In: Conferencia Inter Americana de Educacion en Fisica, 10, 2009, Medellin. **The research on the foundations of quantum mechanics and its implications on physics teaching.** Medellin: CIAEF-IACPE, p. 1-1, 2009.

FORMAN, P. A Cultura de Weimar, a Causalidade e a Teoria Quântica, 1918-1927.

**Cadernos de História e Filosofia da Ciência**, suplemento 2, p. 6-98, 1983.

GREENSTEIN, G; ZAJONC, A. Photons. In: \_\_\_\_\_. **The Quantum Challenge: Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics**, Sudsbury, MA: Jones and Bartlett, p. 21-42, 1997.

JAMMER, Max. The Transition to Quantum Mechanics. In: **The conceptual development of quantum mechanics**. New York: MacGraw-Hill, p. 157-165, 1966.

JENKIN, J. G. E. M. Jauncey and the Compton Effect. **Physics in Perspective**, vol. 4, p. 320-332, 2002.

KRAGH, H. Quantum Jumps. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century**. Princeton: Princeton University Press, p. 153-173, 1999

\_\_\_\_\_. From two to many particles. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century**. Princeton: Princeton University Press, p. 191-205, 1999.

\_\_\_\_\_. Philosophical Implications of Quantum Mechanics. In: \_\_\_\_\_. **Quantum Generations: A history of physics in the twentieth century**. Princeton: Princeton University Press, p. 206-217, 1999.

STUEWER, R. H. The Compton Effect. In: \_\_\_\_\_. **The Compton Effect: Turning point in physics**. New York: Science History Publications, p. 217-285, 1975.

\_\_\_\_\_. Turning Point in Physics. In: \_\_\_\_\_. **The Compton Effect: Turning point in physics**. New York: Science History Publications, p. 287-347, 1975.

\_\_\_\_\_. Historical Surprises. **Science & Education**, vol. 15, p. 521-530, 2006.

\_\_\_\_\_. Einstein's Revolutionary Light-Quantum Hypothesis. **HQ2- Conference on the History of Quantum Physics**, Max Planck Institute for the History of Science, Berlim, p. 1-19, 2007.

TOLMASQUIM, A. T; MOREIRA, I. C. Um manuscrito de Einstein no Brasil. **Revista Ciência Hoje**, Vol. 21, nº 124, 1996.