

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALFENAS

GABRIEL ANTUNES DIAS

Um Estudo Sobre as Teorias Atômicas

Alfenas-MG

2024

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALFENAS

GABRIEL ANTUNES DIAS

Um Estudo Sobre as Teorias Atômicas

Trabalho de conclusão de curso apresentado como parte dos requisitos para obtenção do título de licenciatura em Física pela Universidade Federal de Alfenas.

Orientadora: Jordana Torrico Ferreira

Alfenas-MG

2024

Agradecimentos

Agradeço minha família, amigos, e professores na realização deste trabalho. Em especial, gostaria de agradecer minha mãe, Vanessa Dias Antunes e meu pai, Rodrigo dos Santos Dias que não deixaram de acreditar em mim até o último dia de suas vidas. Agradeço meu grande parceiro de vida, Luís Felipe B. Alves, por todo o apoio que dedicou a mim na realização deste trabalho. Agradeço, imensamente, e com muito carinho, todo o corpo docente da Universidade Federal de Alfenas que, através de sua dedicação, me guiou e orientou até chegar aqui. Especialmente, gostaria de agradecer à Profa. Dra. Jordana Torrico Ferreira, orientadora deste TCC, por toda paciência, carinho, dedicação e confiança. Aos grandes amigos que fiz durante o curso, agradeço, por todo o companheirismo e seus ensinamentos. Agradeço a universidade pelo incentivo e por toda a disposição em oferecer bolsas que foram de suma importância para a continuidade da minha formação. A todos, dedico minha mais eterna gratidão.

Resumo

Este trabalho tem como objetivo reunir as principais informações acerca da teoria atomista. No século IV. a.C., filósofos e pensadores da Grécia antiga demonstraram interesse em desvendar os mistérios por trás da constituição da matéria, que parecia extremamente simples à primeira vista. A ideia de átomo (do grego, “a” = não, “tomo” = divisão) surge desta época, provando que algumas das mais atuais concepções sobre a constituinte fundamental da matéria tem surgimento de muito antes das contribuições clássicas, que começaram por volta do século XVI d.C., para o campo da Física. Com um notório salto no tempo, as discussões em torno da teoria dos átomos voltaram a se aquecer quase 2000 anos após as contribuições dos antigos gregos, onde desenvolveu-se significativamente. A cronologia desenvolvida passa pela descoberta do elétron, do próton, do nêutron e de partículas ainda menores, regidas pelo modelo padrão.

Palavras-chave: Modelo atômico; Descoberta do átomo; Teoria atomista.

Abstract

This work aims to gather the main information about the atomist theory. In the 4th century. BC; Ancient Greek philosophers and thinkers demonstrated an interest in unraveling the mysteries behind the constitution of matter, which seemed extremely simple at first glance. The idea of the atom (from the Greek, “a” = no, “tome” = division) arises from this time, proving that some of the most current conceptions about the fundamental constituent of matter arose long before the classical contributions, which began around the 16th century AD, for the field of Physics. With a notable leap in time, discussions around the theory of atoms heated up again almost 2000 years after the contributions of the ancient Greeks, where it developed significantly. The chronology developed involves the discovery of the electron, the proton, the neutron and even smaller particles, governed by the standard model.

Keywords: *Atomic model; Discovery of the atom; Atomistic theory.*

Lista de ilustrações

Figura 1 – Leucipo de Abdera e Demócrito	11
Figura 2 – Platão e Aristóteles	12
Figura 3 – Os Sólidos Platônicos e os Elementos	12
Figura 4 – Paracelso e Robert Boyle	14
Figura 5 – Modelo Atômico de Dalton	16
Figura 6 – Lei das Proporções Múltiplas de Dalton	16
Figura 7 – Tubo de Raios Catódicos de Crookes	18
Figura 8 – William Crookes e Joseph John Thomson	19
Figura 9 – Aparato Experimental de Thomson	19
Figura 10 – Deflexão Elétrica	20
Figura 11 – Interação Elétrica no Interior do Capacitor	20
Figura 12 – Partícula Sob Forças Elétrica e Magnética	22
Figura 13 – Imagem do Feixe de Raios Catódicos Defletido	23
Figura 14 – Modelo Atômico de Thomson	23
Figura 15 – Átomo de Hidrogênio Proposto por Thomson	24
Figura 16 – Fotografia de Ernest Rutherford e da Universidade McGill	27
Figura 17 – Aparato Experimental de Rutherford	28
Figura 18 – Partícula α e o Desvio Θ	28
Figura 19 – Ângulo θ Para Pequenos Desvios	29
Figura 20 – Desvio Θ Simplificado	30
Figura 21 – Modelo Atômico de Rutherford	33
Figura 22 – Partículas Alfa e os Átomos de Ouro	33
Figura 23 – Espalhamento de Partículas α Entre os Modelos de Thomson e Rutherford	34
Figura 24 – Esquema do Elétron em Órbita Circular	34
Figura 25 – Elétron em Órbita Circular em Três Dimensões	35
Figura 26 – Experimento com Gases e o Prisma Óptico	38
Figura 27 – Chapa Fotográfica Disposta Frontal e Horizontalmente	38
Figura 28 – Curva de Planck x Curva de Rayleigh-Jeans	41
Figura 29 – Um Elétron Movendo-se Em Torno de Seu Núcleo	44
Figura 30 – Relação Entre a Energia de Ligação E e o Número Quântico n	47
Figura 31 – Linhas de Emissão do Átomo de Hidrogênio	48
Figura 32 – Diagrama de Fases de Um Oscilador Harmônico Simples	54
Figura 33 – Órbitas de Bohr-Sommerfeld	57
Figura 34 – Linhas de Emissão do Átomo de Hidrogênio de Sommerfeld	58
Figura 35 – Modelo Atômico de de Broglie	60
Figura 36 – Difração de Raios X	60

Figura 37 – Orbitais Atômicos	65
Figura 38 – Conferência de Solvay de 1927	66
Figura 39 – Modelo Padrão	67

Sumário

1	INTRODUÇÃO	9
2	AS PRIMEIRAS CONCEPÇÕES SOBRE A MATÉRIA	11
2.1	Um Salto no Tempo	13
3	TEORIAS ATÔMICAS CLÁSSICAS	15
3.1	Leis Ponderais	15
3.2	Modelo Atômico de Dalton	16
3.3	Teoria Atômica de Thomson	17
3.3.1	Tubo de Crookes	17
3.3.2	O Experimento de Thomson	18
3.3.3	Modelo Atômico de Thomson	23
3.4	Teoria Atômica de Rutherford	27
3.4.1	O Experimento de Rutherford com Folhas de Ouro	27
3.4.2	Modelo Atômico de Rutherford	33
4	TEORIAS ATÔMICAS MODERNAS	37
4.1	Teoria Atômica de Bohr	37
4.1.1	Espectros Atômicos	37
4.1.2	Berço da Teoria Quântica	39
4.1.3	Modelo Atômico de Bohr	44
4.2	Modelo Atômico de Bohr-Ishiwara-Wilson-Sommerfeld	50
4.3	Órbitas Elípticas	55
4.4	Ondas de Matéria	58
4.5	Princípio da Incerteza	61
4.6	Modelo Atômico Segundo a Mecânica Ondulatória de Erwin Schrödinger	64
4.7	O Modelo Padrão	66
5	CONCLUSÃO	69
	REFERÊNCIAS	72

1 Introdução

Segundo a história ocidental, ao que parece, foi na Grécia antiga que a humanidade começou a dar os primeiros passos no caminhar para entender de que era feita e como era constituída toda a matéria. A ideia de átomos, por exemplo, já começa a ter seus primeiros prelúdios ainda nesta época, dividindo o protagonismo teórico com outras concepções que envolviam, além da hipótese de pequenas partículas indivisíveis e imutáveis, os elementos; como terra, água, fogo e ar. Uma vez que o conhecer epistemológico depende intrinsecamente do tempo e da refutação dinâmica de teorias científicas, o trabalho sequente envolveu desenvolver de que maneira relacionavam-se esses elementos e do que eram compostos. O desdobramento dessa linha teórica levou à concepção de diversos modelos atômicos, os quais poderiam ser utilizados para descrever do que seriam compostas todas as coisas.

Desde modelos gelatinosos a até formulações quânticas, a história do átomo e da sua composição enquanto ente fundamental na construção da matéria conta com as mais diversas interpretações sobre este. A intenção do seguinte trabalho é discorrer, desde o século VI a.C., de que maneira fora observada a evolução na concepção atômica e como a influencia dos filósofos dessa época foi fundamental no pontapé que iniciou toda essa discussão.

O segundo capítulo deste trabalho ilustra os primeiros passos da teoria atomista, fazendo distinção entre as duas principais teorias que surgiram na Grécia antiga: a dos elementos e a dos átomos. O terceiro capítulo foi pensado para trazer perspectivas a partir do século XVII, estabelecendo o vínculo entre as teorias da Grécia antiga (propostas por volta do século VI a.C) e os passos seguintes, notoriamente observados por John Dalton. Também, neste capítulo, é descrita a descoberta dos chamados *raios catódicos*, além da relação entre carga e massa do elétron, estabelecida por J. J. Thomson. Nele, estão contidas as descrições detalhadas tanto o modelo atômico de Dalton quanto o de Thomson, apelidados simultaneamente como sendo “modelo das bolas de bilhar” e “modelo do pudim de passas”, além das contribuições de Rutherford, com o experimento que verifica o espalhamento de partículas α e seu próprio modelo atômico, apelidado de “modelo planetário”.

O quarto capítulo é destinado para descrever os princípios da teoria quântica, e como a formulação da antiga teoria quântica foi essencial para a descrição dos espectros de átomos idealmente *hidrogenoides*. É neste capítulo que se apresenta o modelo atômico de Bohr, capaz de deduzir uma relação que consiste em se obter os comprimentos de onda correspondentes da radiação proveniente da transição eletrônica, uma vez que Bohr estabelece o uso de órbitas circulares como sendo parte fundamental na descrição matemática dos entes que compõem a estrutura atômica. Os passos conseguintes são voltados para a reformulação do modelo de Bohr, considerando também a chamada *estrutura fina*, formada entre as linhas dos espectros de

emissão do átomo de hidrogênio. Também são consideradas as contribuições de Louis de Broglie com as ondas de matéria e o princípio da incerteza de Heisenberg para a construção do modelo atômico ainda considerado atualmente: o modelo atômico de Schrödinger. Por fim, o capítulo termina ao apresentar o chamado modelo padrão, ainda em construção, do qual se pode obter tanto as partículas que compõem entes subatômicos (como o próprio próton) quanto as partículas responsáveis pela interação entre elas (neste caso, a interação entre as próprias partículas que compõem, os entes subatômicos). No modelo padrão estão contidas informações importantes sobre cada uma das partículas que fazem parte dessa construção, como carga, massa, e *spin*. O quinto e último capítulo conclui este trabalho, levando em consideração toda a jornada necessária para construir as mais refinadas teorias que tentam explicar sistemas de escalas muitíssimo pequenas (da ordem de grandeza de um átomo).

2 As Primeiras Concepções Sobre a Matéria

A ideia de que a matéria seria constituída em sua totalidade através de átomos não é nova. Aliás, esta foi uma teoria que dividiu o cenário pré-atomista com outras hipóteses que surgiam à luz da época. Leucipo de Abdera (500 - 420 a.C.) – nascido entre alguma das cidades de Abdera, Mileto e Eleia, com data de morte especulada em 420 a.C. (PORFÍRIO, [s.d.]) – e Demócrito (460 - 370 a.C.), nascido em Abdera, na Grécia (FRAZÃO, 2019) (figura 1) eram dois dos filósofos que defendiam esse ponto de vista, contemporâneos por volta do século IV a.C. Para esses filósofos, a matéria seria composta por uma infinidade de átomos, os quais deveriam ser pequenos, indivisíveis, imutáveis e eternos. Esses átomos assumiam a forma de acordo com sua especificidade, tendo ganchos e engates capazes de se ligar e moldar os mais diversos tipos de substâncias (PIRES; CARVALHO, 2014).

Figura 1 – Leucipo de Abdera e Demócrito



Fonte: (BRICEÑO, 2018; MADJAROF, 1997)

Por outro lado, Empédocles de Agrigento (495 a.C.-430 a.C.), nascido em Agrigento, na Sicília (FRAZÃO, 2016) propõe a existência de quatro elementos eternos, responsáveis por formar a matéria. Empédocles utilizou de ideias pré-socráticas para fazer essa construção. Alguns dos filósofos que podem ser citados nesse contexto são: Tales de Mileto (624 - 548 a.C.), que admitia a ideia de que todos os entes materiais seriam formados por água. Anaximandro (610 - 547 a.C.), que concebia que toda a matéria deveria ser composta por um elemento chamado “*apeirón*”, algo como o “infinito” e Anaxímenes (588 - 524 a.C.) que acreditava que o elemento responsável pela composição material seria o próprio ar (MENEZES, [s.d.]). Essas concepções foram de enorme utilidade para Empédocles, que construiu sua própria visão para as constituintes da matéria, também através dos elementos. Segundo suas ideias, os elementos constituintes deveriam ser o fogo, o ar, a água, e a terra, *todos em conjunto*. A combinação desses elementos formaria todos os objetos conhecidos e existentes. Por exemplo, para seres terrestres, sua formação seria principalmente através do elemento terra. Para seres aquáticos, esta seria

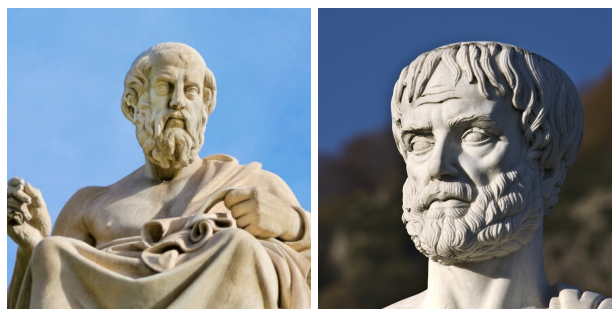
principalmente através do elemento água. Segundo ele o:

”[...] fogo e ar determinariam a leveza dos seres, e terra e água determinariam o peso.” (PORFÍRIO, *[s.d.]a*).

Em todas as suas dimensões, a matéria deveria relacionar-se univocamente a esses quatro elementos de distintas maneiras.

Já Platão (427 - 347 a.C.), nascido em Atenas, na Grécia (FRAZÃO, 2023d) e Aristóteles (384-322 a.C.), nascido em Estagira, na Macedônia (FRAZÃO, 2021) (figura 2), foram os responsáveis por elaborar essa teoria, visando os objetos existentes como sendo compostos dos quatro elementos eternos nas mais diversas proporções e, ainda, relacionando ao cosmos um quinto elemento. Platão sugeriu a ideia de associar a cada um dos elementos um chamado sólido regular.

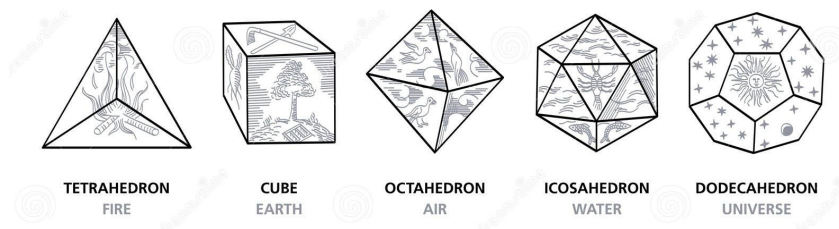
Figura 2 – Platão e Aristóteles



Fonte: (PORFÍRIO, *[s.d.]c*; SANTORO, 2012)

Existem somente cinco dos sólidos regulares; estruturas tridimensionais cujos lados são polígonos regulares. Os elementos eram associados a esses sólidos como representado no seguinte esquema descrito na figura 3.

Figura 3 – Os Sólidos Platônicos e os Elementos



Fonte: (FURIAN, *[s.d.]*)

Sendo eles: o tetraedro (fogo), o cubo (terra), o octaedro (ar), o icosaedro (água) e o dodecaedro (universo), respectivamente. Assim, toda a matéria existente seria composta desses sólidos, uma

vez que estes poderiam decompor-se em triângulos distintos e recombinar-se, formando uma gama quase que infinita de substâncias. O quinto sólido, chamado dodecaedro, seria o composto que forma todos os corpos celestes e estruturas fora do alcance do nosso planeta – chamado cosmos. Nesse sentido, mesmo um único sólido poderia configurar-se de distintas maneiras, podendo um elemento transformar-se em outro a depender da configuração de seus triângulos constituintes. Platão expôs essas ideias em sua obra intitulada “Timeu”, onde situava, além dos elementos e a forma com que interagiam para formar a matéria, a ideia de um “Receptáculo”, que seria uma substância subjacente que permitiria tanto a criação quanto a mudança dos elementos (MENEZES; MACHADO; SILVA, 2020).

Até esse ponto, portanto, as teorias que abordam a significância substancial da matéria podem ser vistas por duas perspectivas bem delimitadas: para atomistas, como Leucipo e Demócrito, todas as coisas eram constituídas de partículas, as quais não precisam de grande concepção matemática para enviesar sua melhor compreensão. Em contrapartida, Platão surge com a ideia de que todas as coisas são formadas por certos elementos, e toda a natureza da matéria existente deveria ser descrita através dos números e da matemática.

2.1 Um Salto no Tempo

Curiosamente, as discussões em torno do que seria formada toda a matéria estiveram numa espécie de “limbo” por um tempo muito longo: de quase 2000 anos depois das contribuições de Platão. A chamada “idade das trevas” também teve seus pensadores, mas a forma como se moldou a sociedade tornou desfavorável a construção do conhecimento científico à luz da época. Após esse período é que o avanço neste cenário pareceu surgir novamente. Paracelso (1493-1541), de nome completo Philippus Aureolus Theophrastus Bombast von Hohenheim, nascido em Einsiedeln, na Suíça, foi um alquimista que viveu no século XVI. Ele propunha que todos os objetos existentes eram compostos por sal, enxofre e mercúrio (FRAZÃO, 2023c). Aristóteles, também citado anteriormente, ainda contribuiu com a noção da chamada “quinta essência”, ou éter: o qual seria responsável por formar todos os corpos celestiais. Nota-se, portanto, que existe uma diferença fundamental na percepção de Platão e Aristóteles; um deles associava elementos a objetos geométricos e matemáticos, enquanto outro os via puramente como substâncias elementares na formação da matéria. As primeiras noções da natureza corpuscular da matéria começaram a surgir em 1661, com o físico e químico Robert Boyle (1627-1691), nascido em Lismore Castle, na Irlanda (FOGAÇA, [s.d.]) (figura 4).

Robert Boyle rejeitou veementemente a ideia de Platão e Aristóteles dos elementos, além de rejeitar também as concepções de Paracelso, e via a hipótese corpuscular como o melhor substituto para ambas as teorias. Essa é a hipótese do átomo, que seriam partículas indivisíveis cujas propriedades podem ser explicadas através do movimento e do arranjo dessas mesmas partículas (CECON, 2013).

Figura 4 – Paracelso e Robert Boyle



Fonte: (PEREIRA, 2015; ALTMAN, 2021a)

Boyle via a ideia dos elementos de Aristóteles e Paracelso como obscurantismo mágico-vitalista e tentava explicar as práticas dos alquimistas através de ideias puramente mecânicas. Ele ainda acreditava que o movimento desordenado de partículas do cosmos poderia formar conglomerados que poderiam ser influenciados em sua formação pelo elemento fogo, quando colocadas as teorias em contraste. Para Robert Boyle, o melhor meio de estudar a natureza seria através da teoria atomista, uma vez que ela oferece maior rigor em suas descrições (FREZZATTI, 2005).

As primeiras discussões em torno do que compõe a matéria podem ser observadas até este ponto. Por fim, até o século XVII, não se sabia exatamente como relacionavam-se exatamente os elementos ou até mesmo os próprios átomos, uma vez que sua existência jamais havia sido comprovada. O que se tinha eram, na verdade, *hipóteses*, longe de serem postulados concretos e utilizáveis no dia a dia; até o século XVII, as evidências em torno dos átomos e dos elementos eram, *nem sequer*, mensuráveis.

3 Teorias Atômicas Clássicas

John Dalton (1766 - 1844), nascido em Eaglesfield, Reino Unido, foi um físico e químico que usou da teoria atomista para descrever de que forma eram constituídas certas substâncias – mais especificamente, os elementos. Nesta perspectiva, Dalton recupera a visão de partículas irreduzíveis e amplia esse conceito para todos os elementos conhecidos, que seriam formados por espécies atômicas próprias, únicas, univocamente características.

3.1 Leis Ponderais

Antoine-Laurent Lavoisier (1743 - 1794), nascido em Paris, na França, é considerado um dos pais da Química moderna, e foi quem outrora escreveu a famosa frase: “*Na natureza, nada se cria, nada se perde, tudo se transforma*” (FRAZÃO, 2023a) e Joseph Louis Proust (1754 - 1826) (BREDA, 2017) foram dois notórios cientistas do século XVIII. Eles, juntamente de Dalton, que foi grandemente influenciado por seus pensamentos e deduções sobre a natureza, elaboraram as chamadas “Leis Ponderais”, as quais serviram de grande artifício para que John Dalton concebesse sua teoria atômica.

As leis ponderais podem ser sintetizadas da seguinte maneira: a primeira delas, chamada “Lei da Conservação de Massa de Lavoisier” dita que numa reação química de um sistema fechado; isto é, que não permite troca de energia e nem de matéria com outro meio, a soma das massas das substâncias reagentes deve ter a exata mesma medida da massa dos produtos gerados dessa combinação. A segunda, chamada “Lei das Proporções Definidas de Proust”, ou simplesmente, “Lei de Proust”, verifica uma proporção entre as massas dos reagentes que formam uma determinada substância, sendo essa proporção sempre constante. Isto implica que para formar um determinado produto, as massas dos reagentes sempre deverão estar em uma proporção fixa, a qual poderá ser reduzida a forma mais simples que deverá ser verificada em todas as amostras que resultam no mesmo produto através dos mesmos reagentes.

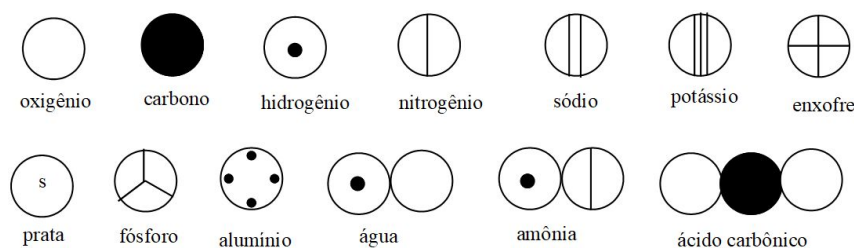
A terceira lei, chamada “Lei das Proporções Múltiplas de Dalton”, proposta em 1803, descreve como deve ser a razão entre as massas de um elemento quando este é colocado para interagir com outro, estando este segundo com massa fixa, demonstrando que a resultante é sempre um número simples e inteiro (DIAS, [s.d.]); isto é, um elemento sempre terá sua massa, e poderá assumir valores múltiplos inteiros dessa mesma massa, o que, a depender das proporções, forma diferentes produtos quando em interação com uma massa fixa de algum outro elemento (CONSTABLE, 2022). Munido dos primeiros postulados e de sua própria concepção sobre essas deduções, Dalton pôde construir seu próprio modelo atômico, o qual ficou popularmente conhecido como modelo das “Bolas de Bilhar”.

3.2 Modelo Atômico de Dalton

Dalton trabalhou num modelo que pudesse descrever de que maneira certos comportamentos experimentais estavam ligados à composição atômica da matéria. O trunfo de seu modelo, para si e seus contemporâneos, fora justamente uma descrição que pudesse prever comportamentos que antes não o podiam fazer. Levando em consideração os postulados propostos por Proust e Lavoisier, ele elaborou um modelo que contava com certas composições que diziam respeito à sua Lei das Proporções Múltiplas, que seria capaz de demonstrar de que maneira toda a matéria era composta.

O modelo atômico de Dalton, conhecido como “Bolas de Bilhar”, pode formar compostos como o proposto no esquema da figura 5.

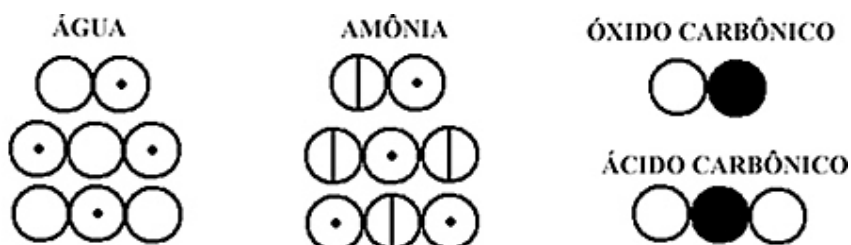
Figura 5 – Modelo Atômico de Dalton



Fonte: (NETO, [s.d.])

Neste sentido, cada elemento deveria ser separado esquematicamente exatamente como na forma da figura 5, e poderia formar compostos a partir da composição simultânea entre os elementos. Essa ideia fica melhor exposta quando, munido da Lei das Proporções Múltiplas, Dalton concebeu a ideia de arranjos, ou compostos atômicos, que poderiam formar substâncias como no esquema da figura 6.

Figura 6 – Lei das Proporções Múltiplas de Dalton



Fonte: (FOGAÇA, [s.d.])

Dessa forma, a matéria seria composta por determinados tipos de partículas, que se uniriam formando uma espécie de “composto atômico”. A presença de dois átomos de oxigênio em contato com um de carbono forma o ácido carbônico, enquanto que, se houvesse apenas um átomo de oxigênio, o composto seria absolutamente diferente - neste caso, seria o óxido carbônico. Nesta perspectiva, todas as substâncias seriam formadas dessa forma, e o número de átomos

existentes poderia ser reduzido a uma quantidade absolutamente finita de espécies atômicas. Assim, átomos de diferentes elementos deveriam ter diferentes características, especialmente sua massa, que deveria ser diferente para todas as partículas existentes. Segundo sua teoria, os átomos deveriam ligar-se em proporções fixas para constituir a matéria, de maneira que esta fosse descontínua; isto é, que houvessem “espaços vazios” entre os átomos que formam os compostos atômicos. Até este momento, apenas vinte elementos eram conhecidos, sendo eles: o hidrogênio, carbono, oxigênio, alumínio, sódio, nitrogênio, enxofre, estrôncio, bário, fósforo, zinco, magnésio, cálcio, potássio, mercúrio, prata, ouro, platina, ferro e cobre (FOGAÇA, [s.d.]).

As ideias de Dalton em torno do átomo e da matéria num contexto geral podem ser observadas na seguinte síntese:

- Os átomos que compõem um único elemento são idênticos uns aos outros;
- Toda a matéria é composta por átomos, sendo estes esferas maciças, indivisíveis e indestrutíveis;
- As massas dos átomos de diferentes elementos serão sempre diferentes entre si e;
- Substâncias derivadas da composição de outros elementos apresentam uma proporção fixa dos seus componentes (NETO, [s.d.]).

Conforme avançavam as descobertas com relação aos elementos e mais desses entes apareciam, a ideia de que a matéria poderia ser descrita através de um número pequeno e finito de espécies atômicas foi sendo abandonada gradualmente. No século XIX, no entanto, houve uma grande reviravolta em torno de todo esse cenário, a qual pode ser atrelada à descoberta de um importante ente físico: o *elétron* (PIRES; CARVALHO, 2014).

3.3 Teoria Atômica de Thomson

No final do século XIX, Sir William Crookes (1832 - 1919), um físico inglês, obteve evidências de uma forma de radiação, provenientes de uma diferença de potencial num tubo de vidro. Mais tarde, essa experiência fora a base utilizada por Thomson para descobrir o elétron e, ainda, conceber seu modelo atômico baseado nesta mesma partícula.

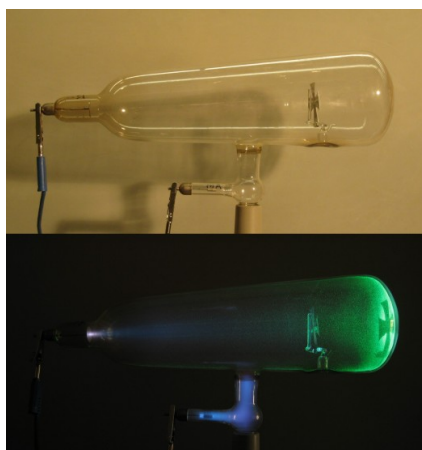
3.3.1 Tubo de Crookes

William Crookes foi um importante cientista do século XIX. Entre ciência e religião, ele dedicou sua carreira a entender de que maneira espectros de minerais eram observados, e foi responsável por identificar e batizar um elemento desconhecido à sua época: o Tálcio. Fundador de um importante periódico, o “*Chemical News*”, Crookes foi responsável também por desenvolver

o radiômetro: um aparelho capaz de medir a intensidade da radiação emanada de elementos químicos (SOUZA, [s.d.]).

Além dessas contribuições, Crookes foi responsável por construir um aparato, o qual poderia servir para observar luz através de uma diferença de potencial. Esse é o chamado de Tubo de Crookes (figura 7), o qual explora melhor a ideia dos chamados “Raios Catódicos”; isto é, feixes luminescentes provenientes de um cátodo (um eletrodo negativo).

Figura 7 – Tubo de Raios Catódicos de Crookes



Fonte: (LORENA, [s.d.])

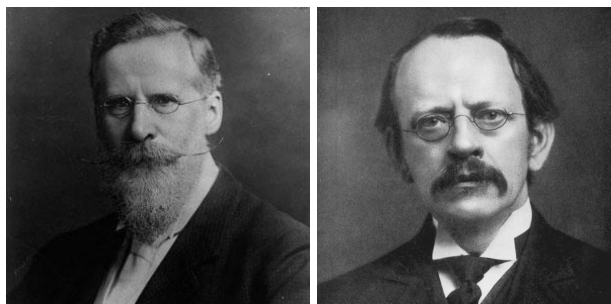
Através de uma diferença de potencial na casa dos 10000 Volts, Crookes observou que feixes luminosos eram gerados e incidiam sob a parede de vidro de um tubo, hora preenchido por um gás, hora em condições de vácuo. Ele percebeu, ainda, que se colocasse um anteparo no centro do tubo, a sombra gerada possuía o exato formato do objeto, o que sugeria uma trajetória retilínea dos raios catódicos (raios provenientes de um cátodo). Essa informação parecia um tanto quanto curiosa, uma vez que o cátodo e o ânodo, isto é, os elétrodos negativo e positivo, respectivamente, eram configurados um em cima do outro, como mostra a figura 7. Neste sentido, o eletrodo negativo seria o superior, enquanto que o positivo estaria logo abaixo. Ao lado, existia uma espécie de “válvula”, capaz de retirar o gás de dentro do tubo, gerando vácuo. Para obter informações mais precisamente, no centro do tubo fora colocada uma pequena roda de pás, a qual girava enquanto os raios passavam, o que sugeria a existência de partículas com massa na composição dos raios catódicos (LORENA, [s.d.]). Nas suas experimentações ainda sugeriam a existência de carga elétrica nessas partículas, mas a incumbência de identificá-la acabou ficando à mercê de outra figura bastante importante: Joseph John Thomson.

3.3.2 O Experimento de Thomson

Joseph John Thomson (1856 - 1940), nascido em Cheetham Hill, na Inglaterra, foi o físico responsável por identificar a existência de uma partícula que possuía carga elétrica: o elétron (FRAZÃO, 2020a). Motivado pelo estudo da condução de eletricidade através dos gases,

Thomson utilizou de um aparato bastante parecido com o proposto por Crookes, mas com algumas diferenças importantes. A fim de identificar qual a relação entre a carga elétrica dos raios catódicos e sua trajetória, J. J. Thomson foi capaz de observar uma relação entre a massa das partículas que compunham os raios catódicos e sua carga.

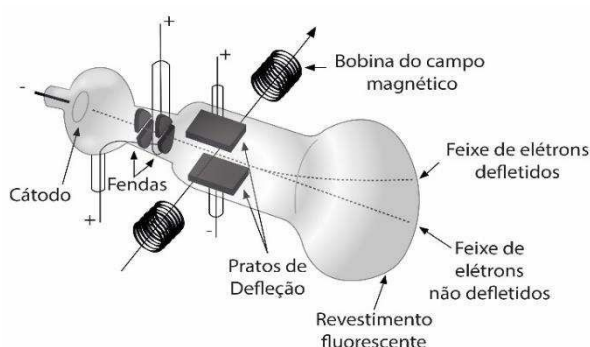
Figura 8 – William Crookes e Joseph John Thomson



Fonte: (SELLA, 2015; EDITORS, 2021)

Atente-se para a figura 9, que demonstra o esquema do aparato utilizado por Thomson para descobrir o elétron.

Figura 9 – Aparato Experimental de Thomson

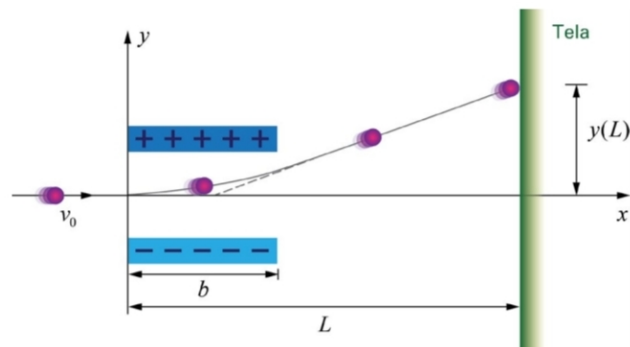


Fonte: (NEVES et al., 2019)

Este é um aparato muito similar ao utilizado por Crookes para observar os raios catódicos. Faz-se passar, através de uma diferença de potencial, uma corrente elétrica. Thomson comprovou a existência do elétron uma vez que conseguiu demonstrar que a existência de um campo magnético no tubo fazia com que certos feixes dos raios catódicos fossem defletidos para o lado positivo da bobina de campo magnético. Originalmente, este experimento também foi conduzido por outros cientistas, como o próprio Crookes e também pelo físico alemão H. Hertz, mas o sucesso de Thomson deve-se ao fato de que seu aparato foi o que obteve maior sucesso em prover uma ampola com baixa pressão, isto é, em melhores condições de vácuo. Note que para observar a deflexão mais precisamente, também foram colocados os chamados “pratos de deflexão”, que, além do cátodo e do ânodo, também promovem uma diferença de potencial.

Para deduzir a relação entre a carga elementar e e a massa m de um elétron, Thomson utilizou o fato de que conforme o feixe de raios catódicos chegavam à região de campo elétrico gerado nos pratos de deflexão (análogos à estrutura de um capacitor de placas paralelas) à velocidade v_0 , observava-se uma mudança na trajetória das partículas componentes do feixe de raios catódicos, que tendia ao sentido positivo do campo elétrico. Na tentativa de verificar essa deflexão causada pela diferença de potencial nos pratos de deflexão, foi utilizado o esquema da figura 10.

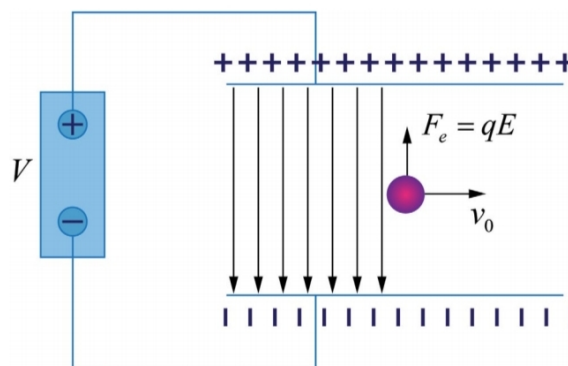
Figura 10 – Deflexão Elétrica



Fonte: (MUNIZ, [s.d.])

Uma vez que as partículas estivessem fora do alcance do capacitor, isto é, $x > b$, sendo x a posição da partícula e b o comprimento do capacitor, sua trajetória voltava a ser caracteristicamente retilínea. O fato de haver uma deflexão no interior do capacitor implica a existência de uma força elétrica, capaz de alterar o sentido do movimento da partícula que interage com o campo elétrico ali presente. Isto pode ser melhor visto no esquema proposto na figura 11.

Figura 11 – Interação Elétrica no Interior do Capacitor



Fonte: (MUNIZ, [s.d.])

Se a carga da partícula interagente for dada por $-q$ e a força elétrica for dada através de seu módulo, será obtido que: $F_e = |F_e| = qE$, sendo E a medida do campo elétrico naquela

região. Utilizando a Segunda Lei de Newton, que fundamenta a relação $F = ma$, é possível obter a aceleração dessa partícula em termos de sua massa e sua carga:

$$a_y = \frac{q}{m} \cdot E. \quad (3.1)$$

Note que essa análise é feita através do eixo vertical, uma vez que a deflexão observável acontece principalmente neste sentido. Através da análise cinemática, obtém-se que o movimento no eixo vertical é regido através da seguinte equação:

$$y(t) = \frac{1}{2} a_y \cdot t^2. \quad (3.2)$$

Da mesma maneira, como v_0 é a velocidade constante da partícula, o movimento da partícula no eixo horizontal pode ser dado através da expressão:

$$x(t) = v_0 \cdot t. \quad (3.3)$$

Se as expressões forem combinadas eliminando a dependência do tempo, obtém-se que:

$$y(x) = \left(\frac{q}{m} \right) \frac{x^2}{v_0^2} E. \quad (3.4)$$

A expressão para a deflexão total do feixe, isto é, que considera seu movimento após passar pelo capacitor ($x = L$), será dada por:

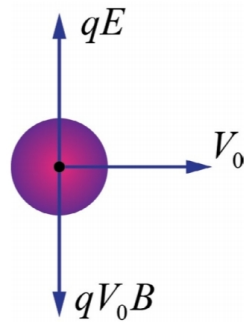
$$y(L) = \left(\frac{q}{m} \right) \frac{b \cdot E}{v_0^2} \left(L - \frac{b}{2} \right). \quad (3.5)$$

Essa expressão revela a relação entre a carga e a massa da partícula; no entanto, ainda não se conhecia a velocidade da partícula interagente com aquele meio. Se o feixe fosse visto como uma corrente elétrica, muitíssimo provavelmente ele sofreria ação de um campo magnético externo, pois, se as hipóteses de Thomson de que aquelas partículas realmente possuíssem carga elétrica estivessem corretas, o feixe certamente deveria sofrer alguma deflexão quando interagisse com um campo magnético exterior.

Na época de Thomson, já se sabia que um fluxo de cargas gera campo magnético, e ele usou deste artifício para construir sua bobina de campo magnético – a qual passava uma corrente elétrica que podia ter seu valor ajustado a depender do que se desejava observar. Para determinar o módulo da força magnética que surge em uma dada partícula carregada imersa numa região de campo magnético, usa-se a expressão: $F_m = |F_m| = |q\vec{v} \times \vec{B}| = qvB \sin \theta$, sendo q a carga elétrica da partícula, B o módulo do campo magnético e v o módulo da velocidade dessa partícula. θ é o ângulo formado entre os vetores velocidade (\vec{v}) e campo magnético (\vec{B}). Se for considerado um campo magnético perpendicular a velocidade da partícula, isto significa

que $\theta = 90^\circ = \pi/2$. Como $\sin(\pi/2) = 1$, a expressão da força magnética pode ser reduzida à $F_m = qvB$. Thomson estabeleceu justamente essa posição para o campo magnético em suas experimentações, de forma que este ficasse perpendicular a velocidade da partícula ao mesmo tempo em que fizesse surgir uma força magnética na mesma direção da força elétrica, mas com sentido oposto. O diagrama de corpo livre da figura 12 ilustra o contrabalanço dessas forças quando são satisfeitas essas colocações.

Figura 12 – Partícula Sob Forças Elétrica e Magnética



Fonte: (MUNIZ, [s.d.])

Thomson utilizou da bobina de campo magnético para ajustar a corrente que passa por ela até que a medida do campo magnético formado cancelasse totalmente o desvio gerado pelo campo elétrico no capacitor. Com essa configuração do sistema, nenhuma deflexão é ser observada nos raios catódicos, e assim, pode-se inferir que $F_e = F_m$, de modo que $qE = qv_0B$ e, portanto:

$$v_0 = \frac{E}{B}; \quad (3.6)$$

substituindo o valor de v_0 na equação (3.5), obtém-se que a relação entre a carga e massa da partícula é dada por:

$$\frac{q}{m} = \frac{E}{b \cdot B^2} \left(\frac{y(L)}{\left(L - \frac{b}{2}\right)} \right); \quad (3.7)$$

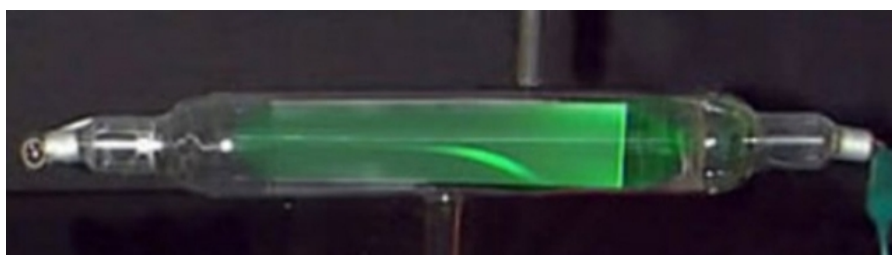
e, assim,

$$\frac{q}{m} = 1,76 \times 10^{11} \text{coulomb/kg}. \quad (3.8)$$

Thomson percebeu que um valor tão grande para a relação entre q/m estava ligado com o fato de que as partículas envolvidas no sistemas tinham massa absolutamente pequena, quase 2000 vezes menores que a do átomo de hidrogênio. Originalmente dado por J. J. Thomson o nome de “corpúsculo”, o elétron foi a primeira partícula subatômica a ser descoberta, mesmo que à luz da época não se entendesse direito como funcionavam e como eram os átomos. O

cientista pôde concluir ainda que essa partícula era propriedade de todas as substâncias, uma vez que tentou realizar seus experimentos com os mais diversos tipos de metais (para o cátodo) e também com vários tipos de gases. Essas conclusões o fizeram apontar que esse corpúsculo deveria ser parte integrante do átomo (MUNIZ, [s.d.]). O desvio gerado nos raios catódicos devida a presença de um campo magnético externo pode ser observada na imagem da figura 13.

Figura 13 – Imagem do Feixe de Raios Catódicos Defletido

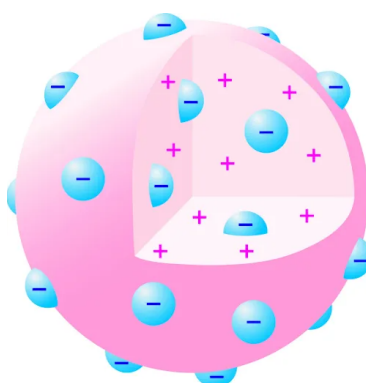


Fonte: (MUNIZ, [s.d.])

3.3.3 Modelo Atômico de Thomson

Através de suas conclusões experimentais com relação aos raios catódicos, Joseph John Thomson foi responsável por elaborar seu próprio modelo atômico, o qual deveria descrever os átomos de todas as substâncias e objetos existentes. Este, em particular, ficou conhecido como modelo do “Pudim de Passas”, que recebe esse nome por estabelecer que elétrons deveriam estar imersos numa estrutura gelatinosa, com carga elétrica oposta a dessas partículas. A representação de seu modelo atômico pode ser observada na figura 14.

Figura 14 – Modelo Atômico de Thomson



Fonte: (LIMA, [s.d.])

Proposto por J. J. Thomson em 1898, essa foi a primeira teoria que refutou a hipótese de Dalton de que o átomo seria indivisível, uma vez que as experimentações com raios catódicos revelaram uma estrutura subatômica que transitava sozinha pela ampola de seu aparato experimental. Para ele, como toda a matéria era “neutra” e os átomos eram compostos também por elétrons, isto é, partículas carregadas, significava que para a estrutura atômica ser coerente,

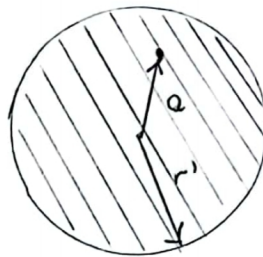
deveria existir uma estrutura com carga oposta a do elétron, a qual seria capaz de neutralizar a carga deste ente em sua totalidade, uma vez que os elétrons deveriam estar imersas nela, formando todos os compostos existentes.

Neste sentido, os elétrons estariam distribuídos uniformemente na estrutura gelatinosa, que tem carga positiva. Por terem a mesma carga, os elétrons seriam capazes de repelir-se mutuamente, gerando uniformidade em sua distribuição na composição atômica. Esses elétrons estariam livres na estrutura gelatinosa (e seriam as “passas” de seu pudim), podendo ser compartilhados de átomo para átomo a depender das condições. Vale comentar que essa interpretação não seria equivalente a elétrons totalmente parados, estáticos. O modelo de Thomson admite que eles devem transitar dentro da estrutura gelatinosa de carga positiva.

O modelo de Thomson trouxe consigo interpretações que não podiam ser antes vistas com o modelo de Dalton. A primeira, e provavelmente a mais importante entre todas, é a de que o átomo seria divisível, e composto por partículas ainda menores em sua composição total. Além disso, J. J. Thomson foi responsável por apontar a natureza elétrica do átomo, que deveria ser composto de elétrons para que suas experimentações fossem satisfeitas teoricamente.

Utilizando a teoria clássica para obter as faixas de frequência associadas às linhas de emissão radioativa provenientes de um átomo de hidrogênio (que possui um único elétron) através do modelo proposto por Thomson, uma importante limitação é encontrada.

Figura 15 – Átomo de Hidrogênio Proposto por Thomson



Fonte: (SANTOS, 2022b)

A figura 15 ilustra o desenho do átomo de hidrogênio na forma proposta por J. J. Thomson, com raio r' . De acordo com a Lei de Coulomb, para um elétron localizado em a , sendo $a \leq r'$, a força elétrica sobre este elétron deverá ser dada por:

$$\vec{F} = -e\vec{E}, \quad (3.9)$$

sendo e o módulo da carga elétrica e \vec{E} a medida do módulo do campo elétrico na região proveniente, neste caso, da estrutura gelatinosa positivamente carregada. Note que o vetor \vec{E} (tangente às linhas de força elétrica) é responsável por orientar a direção de \vec{F} , enquanto que

o sinal na equação aponta o sentido dessa força. Segundo a Lei de Gauss para um campo esfericamente simétrico, $\vec{E} = E\hat{r}$.

Também segundo a Lei de Gauss para distribuição esférica, a medida do módulo do campo elétrico naquela região pode ser dada pela seguinte relação:

$$\oint_G \vec{E} \cdot d\vec{a} = E(a)4\pi a^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{4}{3}\pi a^3 \rho, \quad (3.10)$$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{4}{3}\pi a \rho, \quad \text{com,} \quad (3.11)$$

$$\rho = \frac{e}{\frac{4}{3}\pi r^3}. \quad (3.12)$$

Portanto:

$$F = -\frac{e\rho a}{3\varepsilon_0} = -\frac{ea}{3\varepsilon_0} \frac{e}{\frac{4}{3}\pi r^3} = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^3} a. \quad (3.13)$$

Como ε_0 é a permissividade elétrica no vácuo, e é a carga da partícula (o elétron) e r' o raio do átomo, todas essas quantidades são constantes. Portanto, F pode ser reduzida de forma:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^3} = k \implies F = -ka. \quad (3.14)$$

Esta é uma relação bastante conhecida, capaz de descrever a equação de movimento de um Movimento Harmônico Simples. ε_0 é utilizado nos cálculos devida a falta de uma permissividade elétrica do próprio meio que transita o elétron (que deveria ser a estrutura gelatinosa). De acordo com a Segunda Lei de Newton, obtém-se:

$$F = -ka = m\ddot{a}. \quad (3.15)$$

A solução para esta equação diferencial pode ser dada em termos de senos e/ou cossenos. Assim, a equação de movimento que descreve a posição radial do elétron no átomo de Thomson em cada instante de tempo assume a seguinte forma:

$$a(t) = A \cos(\omega t + \phi), \quad \text{com,} \quad (3.16)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (3.17)$$

onde ω é a frequência angular, ϕ é a fase em que se encontra a oscilação na descrição senoidal, m é a massa do elétron e t o instante de tempo. A partir dessas deduções, é possível obter a frequência de oscilação eletrônica:

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad (3.18)$$

considerando $r' = 1\text{Å} = 1 \times 10^{-10} \text{ m}$, obtém-se que:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r'^3} = \frac{(8,99 \times 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2) (1,6 \times 10^{-19} \text{ C})^2}{(1 \times 10^{-10} \text{ m})^3} = 230 \text{ N/m}, \quad (3.19)$$

e, considerando a massa do elétron como sendo $9,11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ e substituindo os valores na equação (3.18):

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2,3 \times 10^2 \text{ N/m}}{9,11 \times 10^{-31} \text{ kg}}} = 2,53 \times 10^{15} \text{ Hz}. \quad (3.20)$$

Agora é possível encontrar quais as faixas de frequência com que são emitidos espectros radioativos do átomo de hidrogênio com a interpretação proposta por Thomson. O comprimento de onda λ correspondente pode ser encontrado a partir de $c = \lambda\nu$, sendo c a velocidade com que se propagam ondas eletromagnéticas. Apesar de possuir massa, o elétron pode alcançar velocidades próximas à ordem da velocidade da luz. Para além disso, as tentativas aqui expostas são de se tentar obter as linhas de frequência eletromagnética com que o átomo de hidrogênio na forma proposta por Thomson emite certos espectros radioativos (que, à luz daquela época, já era sabido ser mais de uma), o que torna o uso da relação justificável. Neste sentido:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{2,53 \times 10^{15} \text{ Hz}} = 1183\text{Å}. \quad (3.21)$$

No espectro eletromagnético, este comprimento de onda é compatível com a faixa do ultravioleta. Mesmo que o problema fosse reinterpretado, mudando a descrição radial do elétron para uma em que ele estivesse em uma órbita circular fixa, o resultado obtido seria exatamente o mesmo. Um Movimento Harmônico Simples pode ser interpretado também como um Movimento Circular Uniforme, desde que observado apropriadamente com uma projeção unidimensional do MCU.

Esta é uma importante limitação encontrada no modelo atômico de J. J. Thomson. Segundo a teoria clássica, a única faixa de frequências ν cujo seu modelo admite emitir espectros radioativos é a do ultravioleta, mesmo para o mais básico dos entes conhecidos: o átomo de hidrogênio. Como dito anteriormente, até 1910, anos após Thomson propor sua própria estrutura para os átomos, já havia o conhecimento de que os átomos de hidrogênio emitiam espectros radiativos em diversas linhas de emissão, enquanto seu modelo previa somente uma

delas (SANTOS, 2022b). Outros efeitos ligados a radiação e matéria já eram substancialmente conhecidos, como o efeito fotoelétrico proposto por Einstein em 1905 (EISBERG; RESNIK, 1979), o qual será melhor comentado posteriormente.

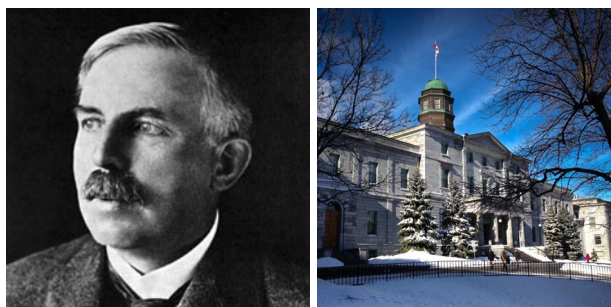
3.4 Teoria Atômica de Rutherford

Ernest Rutherford (1871 - 1937) nasceu em Nelson, na Nova Zelândia. Era físico e químico, grande entusiasta dos estudos da radiação proveniente de certos materiais, como o urânio. Rutherford graduou-se em Física e Matemática no ano de 1893. Em 1895, conseguiu uma bolsa de estudos na universidade de Cambridge, na Inglaterra, para onde se mudou no mesmo ano. Orientado por J. J. Thomson, ambos foram responsáveis por conduzir uma série de experimentos e estudos voltados para o entendimento de partículas e estruturas atômicas, além de estruturas carregadas (denominadas “íons”), como os elétrons, anteriormente descobertos por Thomson (FRAZÃO, 2023b).

3.4.1 O Experimento de Rutherford com Folhas de Ouro

Após se mudar para a universidade de Cambridge, e, por três anos, estudar os raios X, descobertos e classificados por Pierre Curie e Marie Curie, o físico assumiu a cátedra de física na Universidade McGill de Montreal, em 1898. Em 1899, através de seus estudos, o físico determinou que certos tipos de radiação provenientes do urânio passavam mais facilmente por folhas metálicas, enquanto outras formas passavam com maior dificuldade. Rutherford os classificou, respectivamente, como raios β (beta) e α (alfa). Em parceria com Frederick Soddy obteve evidências e classificou, também, os raios γ (gama).

Figura 16 – Fotografia de Ernest Rutherford e da Universidade McGill



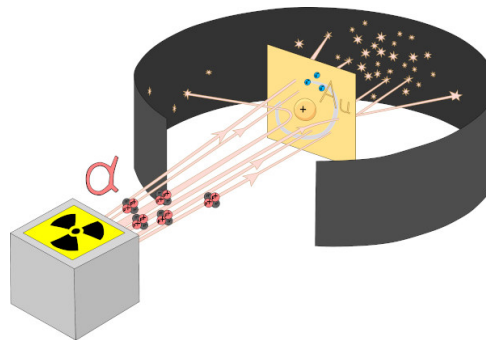
Fonte: (SOUZA, [s.d.]; GARCIA, 2013)

Em 1908, Rutherford ganhou o Prêmio Nobel da Química por descrever a natureza dos raios α , que consistiam, em suma, em átomos de hélio sem a presença de elétrons, num fluxo contínuo (FRAZÃO, 2023b). Muitas foram as experimentações que levaram Rutherford a chegar a essas descobertas, mas uma delas pode ser citada especialmente quando se trata de entender

de que forma ele concebeu seu próprio modelo atômico: o experimento de raios alfa incidindo sobre uma fina folha de ouro.

Conduzidos por Rutherford entre 1908 e 1913, Geiger e Marsden realizaram uma série de experimentos envolvendo as partículas alfa. O aparato utilizado por eles nas experimentações com essas partículas incidindo sobre uma folha fina de ouro pode ser representado como no esquema da figura 17. Utilizando polônio como fonte radioativa, colocou-se a amostra do material

Figura 17 – Aparato Experimental de Rutherford

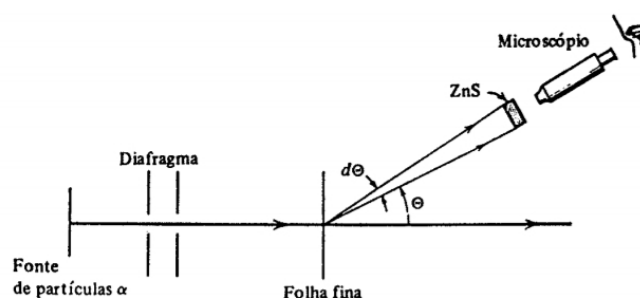


Fonte: (FERREIRA, [s.d.])

num bloco de chumbo, capaz de direcionar os raios alfa através de um orifício feito neste mesmo bloco. Para estudar o modelo atômico vigente até então (proposto por Thomson), eles fizeram, então, com que os raios alfa provenientes do polônio incidissem sobre uma fina folha de ouro, com espessura de, aproximadamente, 10^{-4} mm.

Atrás da folha de ouro foi colocado um anteparo composto por sulfeto de zinco (ZnS). Essa é uma substância fluorescente, capaz de produzir luminosidade quando atingida pelas partículas alfa que incidiram, anteriormente, a folha de ouro. Essa construção foi feita para identificar de que forma acontece o espalhamento dessas partículas, e verificar também se as suposições de Thomson com relação ao átomo seriam respeitadas a essas condições. O desenho da figura 18 ilustra como era observado este espalhamento por um certo ângulo Θ .

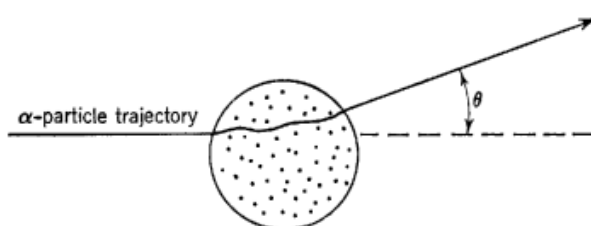
Figura 18 – Partícula α e o Desvio Θ



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Rutherford verificou que ao bombardear a folha de ouro com os raios alfa, grande parte das partículas componentes do feixe passavam pelos átomos de ouro sem grandes problemas. No entanto, ele percebeu também que haviam partículas que desviavam do núcleo atômico quando se aproximavam dele, enquanto outras ricocheteavam no núcleo atômico do ouro. Essa interpretação do desvio causado pela interação entre as cargas componentes do átomo de ouro e das partículas alfa foi anteriormente previsto por Thomson. Este típico tipo de espalhamento de partículas alfa por um pequeno ângulo pode ser representado como na figura 19 pelo modelo atômico de Thomson.

Figura 19 – Angulo θ Para Pequenos Desvios



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Dessas observações, Ernest Rutherford pode concluir que:

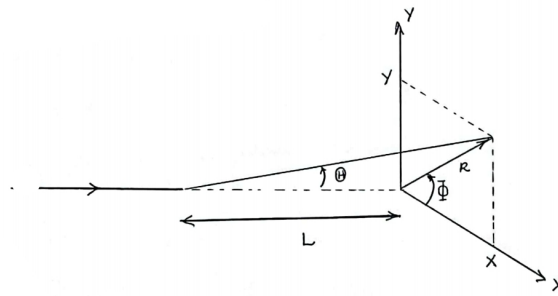
- Como grande parte das partículas alfa passavam sem grandes entraves através dos átomos de ouro, grande parte da estrutura atômica deveria ser “vazia”, possibilitando essa passagem;
- Alguns átomos eram responsáveis, unicamente, por desviar algumas das partículas, assim como observado através do modelo de J. J. Thomson. Como os raios alfa seriam compostos de átomos de hélio sem os elétrons, Rutherford percebeu que o núcleo atômico de ouro deveria ser composto de partículas carregadas positivamente, sendo o desvio causado pela repulsão de cargas entre o núcleo atômico de hélio e o núcleo atômico de ouro;
- Consistentemente se observava que as partículas alfa eram ricocheteadas, formando ângulos muito superiores aos previstos por θ . Com isso, fora suposto então que, muitíssimo provavelmente, aquela região do núcleo atômico deveria ser uma estrutura densa, de maior massa na estrutura dos átomos. Isso poderia justificar por que motivo espalhamentos superiores à 90° eram tão evidentes, contrariando a aposta de Thomson em ângulos unicamente associados à interação entre cargas.

Certos desvios eram associados a interação das partículas alfa com elétrons, sendo este um espalhamento como o previsto por θ . Este tipo é o denominado espalhamento elástico $\alpha - e^-$. Para o modelo atômico previsto por Thomson, tanto o espalhamento θ associado à interação de cargas positivas quanto o espalhamento elástico $\alpha - e^-$ causado pela colisão entre o átomo

de hélio e o elétron possuíam o mesmo valor possível para seus ângulos: $\theta \leq 10^{-4}$ rad. Uma vez estabelecido que o valor encontrado utilizando as concepções de Thomson resultam numa previsão menor que 1° , resta conceber a probabilidade com que seu modelo previa o aparecimento de espalhamentos superiores a 90° , uma das situações mais curiosas até então.

O diagrama abaixo, da figura 20, representa o mesmo esquema da figura 18, porém de forma mais simples e polida. As coordenadas X e Y representam o plano de observação, ou de

Figura 20 – Desvio Θ Simplificado



Fonte: (SANTOS, 2022b)

espalhamento, do qual pode ser descrito o ângulo com que partículas chegam até o aparato de sulfeto de zinco. Uma partícula que passa pelo plano pode ser orientada por ele através do vetor \vec{R} , e o ângulo ϕ , formado entre a coordenada X e o vetor \vec{R} . L é a distância entre o início do desvio (a folha de ouro, ou melhor, um de seus átomos) e o plano de observação XY .

Para N espalhamentos no plano, portanto:

$$X = X_1 + X_2 + \dots + X_N = \sum_{i=1}^N X_i, \quad (3.22)$$

$$Y = Y_1 + Y_2 + \dots + Y_N = \sum_{i=1}^N Y_i. \quad (3.23)$$

Isso pode ser reescrito, redefinindo as variáveis adimensionais. Ao tomar $x = X/L$ e $y = Y/L$, obtém-se:

$$x = \frac{X}{L} = \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{L} = \sum_{i=1}^N x_i, \quad (3.24)$$

$$y = \frac{Y}{L} = \frac{\sum_{i=1}^N Y_i}{L} = \sum_{i=1}^N y_i. \quad (3.25)$$

Essas novas variáveis podem ser tratadas como aleatórias, com mesma média e igual variância. Tomando $\bar{x}_i = \bar{y}_i = 0$, e a variância como sendo $\sigma_i^2 = \bar{x}_i^2 - \bar{x}_i^2 = \bar{y}_i^2 - \bar{y}_i^2$ para obter resultados com relação à dispersão de partículas alfa, é possível escrever:

$$\sigma_x^2 = \bar{x}_i^2 - \bar{x}_i^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_N^2 = N\sigma^2, \quad (3.26)$$

$$\sigma_y^2 = \bar{y}_i^2 - \bar{y}_i^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_N^2 = N\sigma^2. \quad (3.27)$$

Para o caso particular de uma média nula e variância $N\sigma^2$, no limite em que $N \geq 1$, o teorema central do limite garante que a distribuição de probabilidade em x e y são gaussianas. Assim:

$$P(x, y)dxdy = P(x)P(y)dxdy = \frac{e^{-x^2/2N\sigma^2}}{\sqrt{2\pi N}\sqrt{\sigma}} \frac{e^{-y^2/2N\sigma^2}}{\sqrt{2\pi N}\sqrt{\sigma}} dxdy, \quad (3.28)$$

é a distribuição de probabilidade para um $N \geq 1$. Esta conta pode ser reduzida à seguinte forma:

$$P(x, y)dxdy = \frac{e^{-(x^2+y^2)/2N\sigma^2}}{2\pi N\sigma} dxdy. \quad (3.29)$$

Na perspectiva de pequenos ângulos de espalhamento, $\Theta \leq 1$. Portanto:

$$\Theta \simeq \tan(\Theta) = \frac{R}{L} = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{L}. \quad (3.30)$$

Voltando à questão probabilística exposta em (3.30), é possível reescrever essa probabilidade em termos de Θ e ϕ :

$$x = \Theta \cos(\phi), \quad (3.31)$$

$$y = \Theta \sin(\phi), \quad (3.32)$$

$$P(\Theta, \phi) = P(x, y) \left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(\Theta, \phi)} \right|, \quad (3.33)$$

$$\left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(\Theta, \phi)} \right| = \Theta. \quad (3.34)$$

Com $\bar{\Theta}^2 = N\sigma^2$,

$$P(\Theta, \phi)d\Theta d\phi = \frac{\Theta}{\pi\bar{\Theta}^2} e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2} d\Theta d\phi. \quad (3.35)$$

Integrando ϕ , a relação fica:

$$P(\Theta)d\Theta = \int_0^{2\pi} P(\Theta, \phi) d\Theta d\phi = \frac{2\Theta}{\Theta^2} e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2} d\Theta. \quad (3.36)$$

O número médio de partículas espalhadas entre os ângulos Θ e $\Theta + d\Theta$ será, portanto:

$$N(\Theta)d\Theta = A \frac{2\Theta}{\Theta^2} e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2} d\Theta, \quad (3.37)$$

sendo A uma constante de normalização. Se I for o número total de partículas alfa incidentes sobre a folha de ouro,

$$\int_0^\pi N(\Theta) d\Theta = I, \quad (3.38)$$

$$I = \frac{2A}{\bar{\Theta}^2} \int_0^\pi \Theta e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2} d\Theta = -A e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2} \Big|_0^\pi = -A (e^{-\pi^2/\bar{\Theta}^2} - 1), \quad (3.39)$$

Como $e^{-\pi^2/\bar{\Theta}^2} \leq 1$,

$$I \simeq A. \quad (3.40)$$

Assim:

$$N(\Theta)d\Theta = \frac{2I\Theta}{\bar{\Theta}^2} e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2} d\Theta, \quad (3.41)$$

é o número médio de partículas α provenientes de um feixe incidente (I) que sofrem um dado desvio Θ pela interação com a folha de ouro, obtido pelas deduções do modelo atômico de Thomson. Rutherford, Geiger e Marsden determinaram, em 1909, que $\sqrt{\bar{\Theta}^2} = 1,75 \times 10^{-2}$ rad. Com isso, para ângulos de espalhamento superiores à 90° , a teoria de Thomson encontrava que:

$$\frac{N(\Theta > 90^\circ)d\Theta}{I} = 10^{-3500}. \quad (3.42)$$

Da experimentação, no entanto, encontrou-se que:

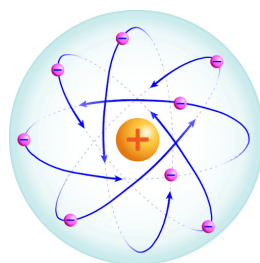
$$\frac{N(\Theta > 90^\circ)d\Theta}{I} = 10^{-4}. \quad (3.43)$$

Fica evidente, portanto, que a teoria proposta por Thomson é incapaz de prever espalhamentos para grandes ângulos, mesmo que minimamente. “[...] *Nas palavras do próprio Rutherford: “era como se você disparasse uma bala de canhão de 15 polegadas sob um lençol e o projétil ricocheteasse!”* [...]” (SANTOS, 2022b).

3.4.2 Modelo Atômico de Rutherford

Em 1911, Rutherford propôs seu próprio modelo atômico, denominado popularmente como “modelo planetário”. Após realizar suas experimentações com folhas de ouro, Rutherford concluiu que o núcleo de todos os átomos deveria ser composto de partículas menores, aprimorando o conceito de partícula subatômica. Essas partículas estariam dispostas de maneira que uma delas, carregada positivamente, compusesse o núcleo do átomo, enquanto que aquelas carregadas negativamente (os elétrons) deveriam estar em torno deste núcleo, em órbitas. Dessa definição é que deriva o conceito de um átomo descrito pelo “modelo planetário”, uma vez que o movimento dos elétrons em torno do núcleo atômico poderia ser visto como o de planetas ao redor do sol. A figura 21 ilustra o modelo idealizado por Ernest Rutherford.

Figura 21 – Modelo Atômico de Rutherford

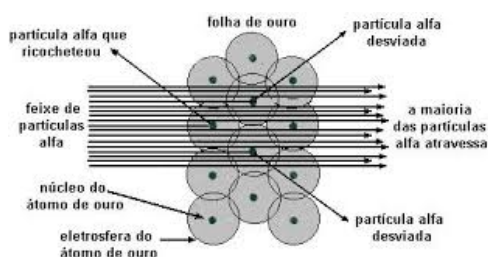


Fonte: (LIMA, [s.d.]

A região do núcleo atômico seria a mais densa do átomo, uma vez que concentraria uma grande quantidade de massa em pouco volume. A eletrosfera, região de fora do núcleo, seria a de menor densidade na sua composição: elétrons seriam significativamente menores que a partícula componente do núcleo, ocupando um espaço bem maior em suas órbitas, enquanto em movimento. Isso explicaria o motivo pelo qual algumas das partículas alfa ricocheteavam, e confrontava diretamente a interpretação de Thomson sobre o átomo.

Para demonstrar, o esquema da figura 22 representa a interação do feixe de partículas alfa com os átomos da folha de ouro, já com a interpretação de Ernest Rutherford.

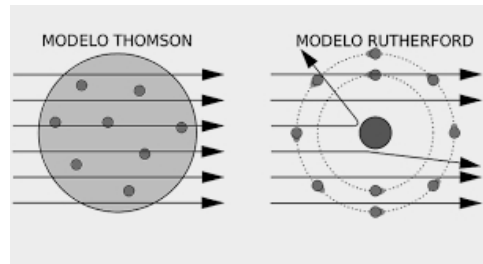
Figura 22 – Partículas Alfa e os Átomos de Ouro



Fonte: (PALLONE, [s.d.]

Para ilustrar, a figura 23 compara de que forma ocorre o espalhamento das partículas provenientes do material radioativo, entre os modelos atômicos de J. J. Thomson e Rutherford.

Figura 23 – Espalhamento de Partículas α Entre os Modelos de Thomson e Rutherford

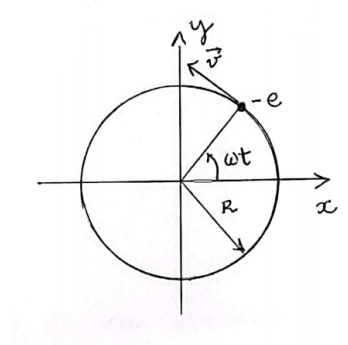


Fonte: (MIRANDA, 2020)

A concepção de Rutherford sobre a constituição da matéria foi grandemente responsável pela interpretação moderna para o átomo. Contudo, o modelo idealizado por ele contava com um problema bastante importante relacionado com a aceleração dos elétrons. Como os elétrons estariam em órbitas; isto é, num movimento acelerado (TAYLOR, 2013), isto significaria que eles deveriam emitir radiação eletromagnética, como previam as equações de Maxwell (SINHA; AMARATUNGA, 2018). Com a perda dessa energia irradiada, os elétrons colapsariam, causando instabilidade em toda a estrutura desse ente.

É possível verificar, segundo a teoria clássica, em quanto tempo o átomo idealizado por Rutherford colapsaria. Para tal, se idealiza um átomo com órbita circular de raio \vec{R} , com velocidade angular ω e momento de dipolo elétrico $\vec{p}(t)$.

Figura 24 – Esquema do Elétron em Órbita Circular



Fonte: (SANTOS, 2022a)

O momento de dipolo é dado pela relação:

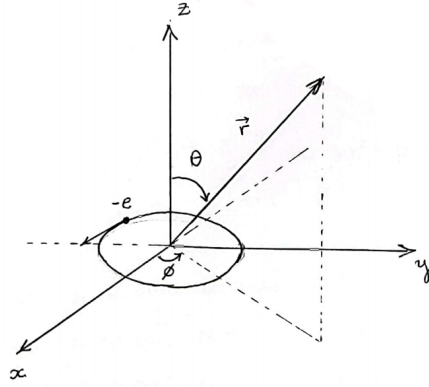
$$\vec{p}(t) = -eR[\cos(\omega t)\hat{x} + \sin(\omega t)\hat{y}]. \tag{3.44}$$

E, portanto:

$$\ddot{\vec{p}}(t) = \omega^2 p_0[\cos(\omega t)\hat{x} + \sin(\omega t)\hat{y}] \quad \text{com } p_0 = eR. \tag{3.45}$$

É conveniente ilustrar o esquema proposto na figura 24 tridimensionalmente, de forma com que seja possível analisar a potência irradiada pelo elétron por unidade de tempo. Para ilustrar, a figura 25 refaz o esquema anterior, situando a terceira coordenada convenientemente. Na chamada zona de radiação, vale que:

Figura 25 – Elétron em Órbita Circular em Três Dimensões



Fonte: (SANTOS, 2022a)

$$R \leq \frac{c}{\omega} \leq r. \quad (3.46)$$

Nesta região, a medida do campo eletromagnético clássico gerado pelo elétron é dado por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \hat{r} \times (\vec{r} \times \vec{p}(t_0)), \quad (3.47)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r c} \vec{r} \times \vec{p}(t_0) \implies t_0 = t - \frac{r}{c}. \quad (3.48)$$

A potência irradiada por unidade de tempo poderá ser obtida através do vetor de poynting, tal que:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 c} \frac{1}{r^2} [1 - \sin^2(\theta) \cos^2(\omega t_0 - \phi)] \hat{r}. \quad (3.49)$$

Dessa relação, fica explícito que o elétron irradia energia na direção radial \hat{r} . Ao concentrar os esforços em descrever a potência instantânea irradiada por uma superfície b em torno da origem, obtém-se que:

$$P(t) = \oint_b \vec{S} \cdot \vec{da} = \iint (|\vec{S}| \hat{r}) (b^2 \sin(\theta) d\theta d\phi \hat{r}), \quad (3.50)$$

$$P(t) = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 c} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi [1 - \sin^2 \theta \cos^2(\omega t_0 - \phi)] \sin \theta, \quad (3.51)$$

$$P(t) = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 c} \int_0^\pi d\theta (2\pi - \pi \sin^2 \theta) \sin \theta, \quad (3.52)$$

$$P(t) = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{8\pi c} \left[\int_0^\pi \sin \theta d\theta - \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \right], \quad (3.53)$$

$$P(t) = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{8\pi c} \left(2 - \frac{2}{3} \right) = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{6\pi c}. \quad (3.54)$$

Com essa medida de potência irradiada por instante de tempo, obtém-se que, para um átomo de diâmetro 1Å , o tempo que levaria para que seus elétrons o levassem até o colapso seria de, aproximadamente, $10^{-12} s$, espiralando até colidirem com seu núcleo. Experimentalmente, no entanto, este tempo jamais fora observado para o colapso de um átomo aparentemente comum. Este é o problema da estabilidade do átomo de Rutherford ([SANTOS, 2022a](#)). Foi somente com a interpretação de outros físicos que a adoção de uma formulação quântica para o átomo mostrou-se mais apropriada. Indiscutivelmente, no entanto, os trabalhos de Rutherford foram imprescindíveis para que se entendesse a natureza de certas formas de radiação, previstas outrora por físicos como Marie Curie e Pierre Curie, que ganharam, junto com Henri Becquerel, o Prêmio Nobel da Física em 1911, por isolar elementos radioativos como o Rádío (Ra) e o Polônio (Po) de um mineral chamado “pechblenda”. O termo “radioatividade” foi cunhado por Marie Curie, e fazia menção à radiação proveniente da decomposição espontânea de certos átomos ([ALTMAN, 2021b](#)).

4 Teorias Atômicas Modernas

Até este momento da história aqui descrita, a concepção em torno da teoria atomista desdobra-se em concepções clássicas sobre a física num contexto geral. Através das leis propostas pelo eletromagnetismo de Maxwell é que os físicos notaram problemas importantes, tanto com relação às linhas de emissão do modelo de Thomson, quanto com relação à estabilidade do modelo de Rutherford.

Uma vez que os elétrons estivessem configurados como proposto por Rutherford, isto implicaria na emissão de um espectro radioativo. Conforme a perda de energia fosse tomando certas proporções, os elétrons deveriam ter sua órbita cada vez menor, aproximando-se do núcleo até que irradiasse toda sua energia, levando quaisquer átomos ao colapso. Apesar de contar com um erro conceitual importante, o modelo de Rutherford pode ser visto como prelúdio para a concepção moderna da constituição da matéria, uma vez que a distribuição eletrônica de fato tem alguma analogia com seu modelo. A seguir, portanto, será abordada de que forma fora resolvida a problemática envolvendo o modelo proposto por Rutherford, e como a interpretação moderna da matéria levou à descrição quântica do átomo.

4.1 Teoria Atômica de Bohr

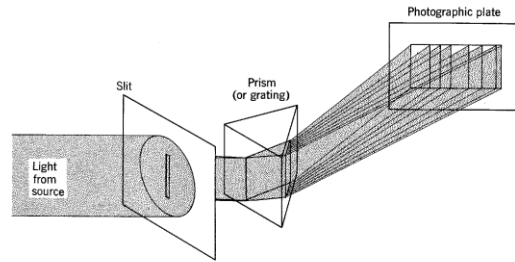
4.1.1 Espectros Atômicos

Em 1885, Balmer foi um dos pioneiros em tentar descrever as diversas formas do espectro de emissão de um átomo de hidrogênio. Estudando a mais básica das estruturas atômicas (sendo um átomo de hidrogênio composto por apenas um próton e um elétron), ele foi capaz de deduzir uma relação empírica, a qual descrevia os comprimentos de onda λ dos quais eram observadas as linhas espectrais de emissão de átomos de hidrogênio. Esta informação é de grande importância, uma vez que fica esclarecido já ser de conhecimento dos físicos daquela época que um átomo hidrogenoide emitia diversos espectros de radiação, e não somente um, como previsto pelo modelo atômico de Thomson. A relação encontrada por Balmer é dada por:

$$\lambda = 3646 \frac{n^2}{n^2 - 4} \text{ \AA}. \quad (4.1)$$

Através de um experimento que faz com que feixes de luz atravessem um prisma (ou redes de difração), é possível obter, através de uma chapa fotográfica, as diversas linhas de emissão de um átomo, do qual se faz passar uma descarga elétrica para emissão luminífera. Abaixo, a figura 26 ilustra o aparato descrito:

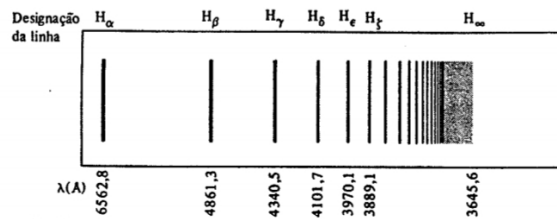
Figura 26 – Experimento com Gases e o Prisma Óptico



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Utilizando o hidrogênio como gás, a chapa fotográfica registra linhas de emissão radioativa como mostra a figura 27.

Figura 27 – Chapa Fotográfica Disposta Frontal e Horizontalmente



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Como pode ser observado, o átomo de hidrogênio emite radiação nos mais diversos comprimentos de onda do espectro eletromagnético. Esses comprimentos eram previstos por Balmer, utilizando (4.1). Seu sucesso foi dramaticamente confirmado pela experimentação, de forma que se verificou que:

$$n = 3 \implies \lambda = 6562,8\text{Å} \longrightarrow H_\alpha \text{ (vermelho)}, \quad (4.2)$$

$$n = 4 \implies \lambda = 4861,3\text{Å} \longrightarrow H_\beta \text{ (azul)}, \quad (4.3)$$

$$n = 5 \implies \lambda = 4340,5\text{Å} \longrightarrow H_\gamma \text{ (violeta)}, \quad (4.4)$$

e, conforme $n \rightarrow \infty$, o comprimento de onda chega à ordem da faixa do ultravioleta (H_∞).

Rydberg, em 1890, foi o responsável por continuar com os trabalhos de Balmer. Ele propôs uma relação também para explicitar as diversas formas com que apareciam os espectros emitidos pelo átomo de hidrogênio, de forma que trabalhou com o inverso do comprimento de onda: o número de onda. Rydberg estabeleceu que, para a série de Balmer:

$$k = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{com } n = 3, 4, 5, \dots \quad (4.5)$$

$$R_H = 1,0977757 \times 10^7 \text{ m}^{-1}.$$

O resultado de Rydberg é consistente com aqueles obtidos experimentalmente, e também por Balmer. Uma das principais indicações até este ponto era a de que não somente o átomo de hidrogênio possuía diversas linhas de emissão, como também, estas estavam dispostas de maneira que dependiam de um número inteiro para serem observadas corretamente. Também, ao utilizar gases monoatômicos (isto é, compostos de átomos isolados, e não moléculas) para o feixe de luz, observou-se espectros de absorção, para além do de emissão. Todos estes aspectos eram um tanto quanto mensuráveis à luz da época, uma vez que indicavam os primeiros prelúdios da necessidade de uma formulação quântica para a correta descrição da matéria (SANTOS, 2022a).

4.1.2 Berço da Teoria Quântica

Max Planck (1858 - 1947), nascido na cidade de Kiel, na Alemanha (FRAZÃO, 2020b), foi o físico responsável por pensar pela primeira vez em descrições discretas para questões envolvendo a energia associada à radiação eletromagnética. Planck estudava termodinâmica, e buscava compreender de que maneira se comportavam espectros de radiação emitidos por cavidades de sistemas conhecidos como “corpos negros” aquecidos à certa temperatura T , como uma bola de boliche com um único e pequeníssimo orifício, totalmente sem cor. O espectro de radiação emitida por corpos negros possui propriedades que independem quase que completamente do material de que são feitos os corpos, sendo a temperatura absoluta do sistema o objeto de maior interesse. Corpos negros aquecidos à certa temperatura T emitem o mesmo espectro de radiação, e por isso o interesse no estudo desses objetos pareceu ascender no final do século XX.

Segundo a Lei da Equipartição de Energia proposta por Ludwig Boltzmann, num sistema termodinâmico a certa temperatura absoluta T (isto é, em situação de equilíbrio térmico), a distribuição de energia por grau de liberdade acontece de forma que a energia cinética média é dada por:

$$\bar{\xi} = \frac{1}{2} k_B T, \quad (4.6)$$

onde k_B é chamada constante de Boltzmann, de valor aproximado $1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$. Essa teoria foi grandemente utilizada nos estudos com relação à chamada radiação de cavidade, que é aquela proveniente do orifício do corpo negro.

A descrição da radiação eletromagnética proveniente da temperatura de um corpo, isto é, da radiação térmica, pode ser dada através de ondas estacionárias que se formam em seu

interior. Um corpo negro aquecido emite radiação eletromagnética com esse aspecto, sendo que os nós das ondas acontecem sempre em regiões que uma onda incidente e refletida combinam-se mutuamente. Para o caso de um corpo negro formado por um cubo, por exemplo, os nós das ondas estacionárias estão nos cantos do objeto. Ainda usando desse exemplo, como as paredes do cubo são paralelas e opostas, é fácil assumir que as componentes x , y e z da radiação não devem se misturar. Essa radiação é proveniente da aceleração dos elétrons na estrutura do corpo negro, assim como presumiam as leis de Maxwell, de forma que, unidimensionalmente, a onda estacionária associada à radiação na faixa térmica de frequências pode ser descrita através da seguinte equação:

$$E(x, t) = E_0 \sin\left(2\frac{\pi x}{\lambda}\right) \sin(2\pi\nu t), \quad (4.7)$$

sendo λ o comprimento da onda, e ν sua frequência. De acordo com a teoria clássica, a energia total associada a uma onda tem seu valor definido pelo quadrado do módulo da amplitude E_0 , isto é, o módulo de seu campo elétrico. Ainda de acordo com a lei da equipartição de energia, um sistema físico termodinâmico que possua um grande número de entes do mesmo tipo situados em equilíbrio térmico pode ter seu valor total de energia deduzido através da energia cinética média fornecida. Para o caso de ondas senoidais que variam no tempo como num movimento harmônico simples, a energia total por grau de liberdade é tal que sua medida é de duas vezes a medida da energia cinética média. Sendo assim, para o caso unidimensional, isto é, para cada uma das ondas eletromagnéticas no interior da cavidade, a energia total média é dada por:

$$\bar{\xi} = k_B T. \quad (4.8)$$

Essa dedução é extremamente interessante, uma vez que a medida da energia de cada uma das ondas independe completamente da medida de sua frequência particular; para os cálculos feitos dessa forma, somente a temperatura absoluta do sistema (T) é utilizada. Neste sentido, todas as ondas estacionárias contidas no sistema possuem o mesmo valor de energia média total.

Rayleigh e Jeans foram dois físicos que tentaram resolver as questões envolvendo a descrição da energia associada às ondas eletromagnéticas. Para tal, como prelúdio, a partir de uma descrição tridimensional, fora encontrado que a contagem do número de ondas estacionárias compreendidas num intervalo de frequências de ν e $\nu + d\nu$ é dada pela expressão:

$$N(\nu)d\nu = \frac{8\pi V}{c^3} \nu^2 d\nu, \quad (4.9)$$

sendo V o volume da cavidade e c a velocidade com que se propagam as ondas eletromagnéticas. Uma vez estabelecida a contagem das ondas componentes da radiação no interior da cavidade tridimensional, o próximo passo dado foi deduzir uma interpretação tridimensional para a própria energia irradiada. Para tal, foi introduzido o conceito de uma densidade de energia, uma vez que

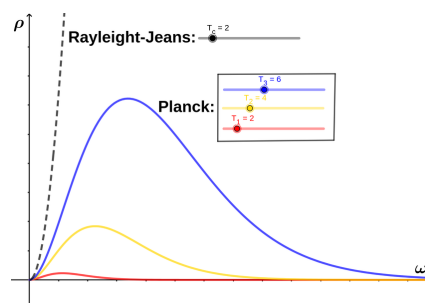
essa dedução pode ser dada através do volume do objeto analisado. Rayleigh e Jeans encontraram que a energia por unidade de volume no intervalo de frequências ν e $\nu + d\nu$ de uma cavidade à certa temperatura T da radiação emitida pelo corpo negro pode ser dada através do produto entre o número de ondas estacionárias contidas no objeto pela energia média total de cada uma das ondas ali presentes, divididos pelo volume. Portanto, a densidade de energia por unidade de volume de um corpo negro proveniente das ondas que compõem o espectro de radiação de frequência compreendida no intervalo de ν a $\nu + d\nu$ de Rayleigh-Jeans é dada por:

$$\rho_T(\nu)b\nu = \frac{8\pi\nu^2 k_B T}{c^3} d\nu. \quad (4.10)$$

Apesar de ter sido posterior às deduções de Planck sobre o espectro da radiação de corpo negro, essas podem ser consideradas deduções clássicas, uma vez que toda a base de cálculo e de interpretação física fora dada através de postulados já bem estabelecidos até aquele ponto (BASSALO, 1996). A interpretação de Rayleigh e Jeans para a energia irradiada pelo corpo negro leva a um curioso caso: a catástrofe ultravioleta. Conforme suas deduções foram experimentadas, notou-se que existe um limite para o qual valores de frequência maiores – como na faixa do ultravioleta – levam a um valor de densidade de energia que tende ao infinito, enquanto que, experimentalmente, $\rho_T(\nu)$ possui valores bem comportados quando analisadas frequências mais altas na faixa térmica do espectro eletromagnético.

A grande contribuição de Max Planck para este ramo foi que ele percebeu haver uma distribuição discreta da energia irradiada pelas ondas eletromagnéticas, e não contínua. Esta é uma violação direta na lei da equipartição de energia, e sua interpretação foi capaz de resolver as discrepâncias entre a teoria clássica elaborada por Rayleigh e Jeans e a experimentação. Para Planck, a energia envolvida nesse sistema não pode assumir quaisquer valores, como o suposto pela distribuição contínua. Ao invés disso, a energia irradiada por cada onda eletromagnética deveria assumir valores discretos, únicos e precisos.

Figura 28 – Curva de Planck x Curva de Rayleigh-Jeans



Fonte: (RESENDE; MACIEL, 2023)

A figura 28 mostra os resultados teóricos obtidos de cada uma das concepções, tanto de Planck, quanto de Rayleigh-Jeans. Perceba que enquanto as deduções de Rayleigh-Jeans levam à uma significativa discrepância, aquelas feitas por Planck possuem valores muitíssimo

bem comportados, como demonstrava a experimentação. Para mostrar como Planck resolveu essa problemática, é importante retornar a uma *forma especial* da distribuição de Boltzmann:

$$P(\xi) = \frac{e^{-\xi/k_B T}}{k_B T}, \quad (4.11)$$

onde $P(\xi)d\xi$ é a probabilidade de encontrar um ente no sistema com energia no intervalo entre ξ e $\xi + d\xi$. O cálculo para a energia média total de cada ente do sistema segundo as deduções clássicas deveriam ser feitos de maneira que:

$$\bar{\xi} = \frac{\int_0^\infty \xi P(\xi) d\xi}{\int_0^\infty P(\xi) d\xi} = k_B. \quad (4.12)$$

Este resultado é justamente a lei da equipartição de energia. Planck supôs que ao invés da distribuição contínua proposta por Boltzmann, ξ deveria assumir valores discretos, e somente. Esses valores estariam situados em termos de múltiplos inteiros de um $\Delta\xi$, que pode ser tanto maior quanto menor que $k_B T$; de forma que a energia total do sistema é dada por:

$$\xi = 0, \Delta\xi, 2\Delta\xi, 3\Delta\xi, 4\Delta\xi, \dots, \quad (4.13)$$

sendo $\Delta\xi$ os intervalos constantes para os possíveis valores de energia. Planck relacionou esses intervalos aos diferentes valores de frequência contidos entre os entes que compõem a radiação de cavidade. Ele percebeu que, para que houvesse coerência no cálculo da densidade de energia por unidade de volume para uma certa cavidade a uma dada temperatura absoluta T , tanto $\Delta\xi$ quanto ξ deveriam depender da faixa de frequência dos entes analisados – neste caso, ondas senoidais performando um movimento harmônico simples. Assim, Planck introduziu que:

$$\Delta\xi = h\nu, \quad (4.14)$$

com h sendo a constante de proporcionalidade de Planck, de valor $6,63 \times 10^{-34}$ Js. ν é a frequência a ser analisada entre os entes componentes da radiação. Ele ainda inferiu que, para um sistema como esse, a energia por ente analisado pode ser dada pela relação:

$$\bar{\xi}(\nu) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1}. \quad (4.15)$$

A relação que Planck imediatamente obteve para descrição da densidade de energia por unidade volumétrica de um corpo negro é tal que:

$$\rho_T(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu. \quad (4.16)$$

A partir deste ponto, a descrição da densidade de energia proveniente de um corpo negro a certa temperatura T conta com uma energia média por ente analisado que também depende

de ν , e não somente da temperatura absoluta do sistema. É usando essa relação que o padrão gerado na figura 28 pode ser satisfeito, alinhando os resultados experimentais com a teoria. Com a interpretação de Planck para a descrição da radiação proveniente de uma cavidade, quando analisadas frequências em que estão ondas na faixa do ultravioleta, por exemplo, o que se percebe é um padrão bem comportado para a energia proveniente nessa faixa de frequências. A energia média de cada ente analisado agora possui valores que variam discretamente, e são bem determinados para cada sistema, sendo que, neste sentido, o número de entes integrantes da radiação do corpo negro, isto é, ondas estacionárias num movimento harmônico simples, possui valores de energia média únicos, de acordo com sua faixa de frequência, que podem assumir valores múltiplos inteiros de um $\Delta\xi$. Todas essas ideias foram expostas no artigo “*Sobre a Teoria da Lei da Distribuição de Energia do Espectro Normal*”, apresentado por Max Planck em 14 de Dezembro de 1900, data considerada a do nascimento da *Teoria Quântica*.

O postulado de Planck proveniente dessa interpretação pode ser sintetizado na seguinte forma: *quaisquer entes que oscilem, com um grau de liberdade, num movimento harmônico simples, somente podem possuir energias totais ξ tais que:*

$$\xi = nh\nu; \quad (4.17)$$

sendo essa a primeira ideia de quantização de energia na física. Neste sentido, ξ nos dá os *estados quânticos* possíveis, n é o chamado *número quântico*.

Foi da interpretação de Planck para uma descrição discreta da energia de um chamado sistema quântico que Albert Einstein (1879 - 1955), nascido em Ulm, na Alemanha, um físico com enorme notoriedade no século XX, descreveu o chamado *efeito fotoelétrico*. Einstein percebeu que poderia descrever o efeito fotoelétrico, isto é, a ejeção de elétrons de uma superfície metálica através da incidência de luz na faixa do ultravioleta, se usasse da interpretação de Planck para ξ . Einstein observou que cada fóton em particular poderia ser visto como um único e individual pacote de energia, relacionando a medida dessa energia com a frequência com que o fóton estivesse associado à partir da fonte de que ele foi emitido. Neste sentido, cada fóton teria energia total tal que:

$$E = h\nu, \quad (4.18)$$

sendo ν a frequência da onda de emissão associada ao fóton, E sua energia total, e h a constante de Planck. Essa interpretação é um prelúdio para a visada onda-partícula que ganhou a matéria, conectando características ondulatórias ν com características corpusculares E .

4.1.3 Modelo Atômico de Bohr

Em 1913, Niels Henrik David Bohr (1885 - 1962), nascido em Copenhage, na Dinamarca (FRAZÃO, 2024), utilizou da interpretação de Planck e Einstein para a distribuição de energia de um certo ente, seja este performando um movimento harmônico simples com único grau de liberdade, ou mesmo uma simples partícula que trafega pelo espaço com energia total $h\nu$, para conceber seu próprio modelo atômico.

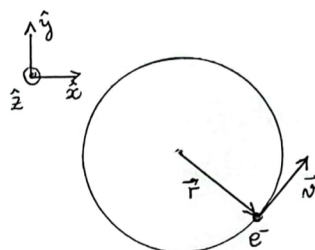
Em termos ilustrativos, o átomo proposto por Bohr é bastante parecido com o de Rutherford, como visto na figura 21. O que interessa agora é a reinterpretação com relação às órbitas e à maneira como funciona a estrutura atômica em sua totalidade.

Para situar sua teoria, Bohr postulou:

1. Elétrons movimentam-se em órbitas circulares, de forma que são atraídos por seu núcleo através de uma força coulombiana, obedecendo os postulados da mecânica clássica;
2. Ao contrário do suposto pela teoria clássica, elétrons poderiam se movimentar apenas em órbitas em que seus momentos angulares orbitais fossem múltiplos inteiros de \hbar , ($\hbar = h/2\pi$, sendo h a constante de Planck);
3. Um elétron, desde que esteja em alguma dessas órbitas, mesmo que acelerado, não emite radiação eletromagnética. Neste sentido, sua energia total E é constante;
4. Caso um elétron esteja em uma órbita de energia E_i , e transite para outra órbita de energia E_f , a frequência da radiação emitida pelo elétron devido ao processo é dada por $(E_i - E_f)$ divididos pela constante de Planck.

Neste sentido, as órbitas eletrônicas em torno do átomo seriam *quantizadas*. Para demonstrar, é útil idealizar um átomo cuja estrutura possua um único elétron, com núcleo parado. Como a massa do núcleo é muito maior que do elétron ($M \geq m$), m pode ser, por vezes, desprezado. Para um elétron em órbita circular em torno de seu núcleo que se move a uma velocidade v , obtém-se o esquema da figura 29.

Figura 29 – Um Elétron Movendo-se Em Torno de Seu Núcleo



Como observado pelo primeiro postulado, a força que atua entre o elétron e o núcleo positivo é a coulombiana, enquanto o elétron está tipicamente se movimentando por uma aceleração centrípeta, assim como estabelecido pela mecânica clássica (TAYLOR, 2013). Portanto, a condição de estabilidade do elétron em torno de seu núcleo pode ser obtida através da relação estabelecida pela Segunda Lei de Newton:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}. \quad (4.19)$$

A quantidade Z está relacionada com a carga dos átomos, sendo este o chamado *número atômico*. Este número representa a quantidade de prótons existentes no núcleo atômico quando este está em estado neutro, e também, para estas condições, o número de elétrons. Caso o número represente átomos ionizados, no entanto, Z pode diferir entre o número de prótons e elétrons. Por exemplo, para um átomo de hidrogênio neutro, $Z = 1$, sendo a estrutura do átomo composta por um próton e um elétron. Para um átomo de hélio ionizado, $Z = 2$, sendo dois prótons as constituintes do núcleo, mas não necessariamente dois elétrons compõem a estrutura atômica, uma vez que esta medida depende da forma com que foi ionizado o átomo. Como o máximo de prótons para este átomo são dois deles, ao assumir que o átomo está ionizado positivamente, também se assume que, em sua estrutura, há um único elétron. Para um átomo de lítio duplamente ionizado, $Z = 3$, e, assim, somente um elétron compõe a estrutura atômica.

Como sugerido, a relação entre cargas na estrutura atômica é de um para um. Se ao invés de duplamente ionizado, o átomo de lítio estivesse em seu estado neutro, isto significaria que três prótons e três elétrons seriam as componentes de sua estrutura. Isso significa que diferentes processos de ionização podem tornar um determinado átomo carregado positiva ou negativamente. O número atômico Z é capaz, portanto, de situar a quantidade de elétrons constituintes de um dado átomo, desde que se conheçam as condições de ionização deste ente. Átomos podem sofrer, também, processos de ionização negativa, mas estes são menos comuns na natureza. Portanto, tipicamente, assumir que um átomo está simplesmente ionizado é também assumir que sua carga é predominantemente positiva, com o menor número de elétrons possível. Isto é importante pois, para os modelos aqui analisados, interessa principalmente aqueles que possuem apenas um elétron em sua constituinte: os chamados *hidrogenoides*. O número atômico Z foi formalmente conceituado pelo químico Henry Gwyn Jeffreys Moseley (1887–1915), no mesmo ano em que Bohr concebeu seu modelo para os átomos (SILVA, [s.d.]).

O segundo postulado quantiza as órbitas possíveis, em que o elétron pode ou não estar, através de seu momento angular. Também, através do diagrama proposto pela figura 29:

$$L = mvr = n\hbar, \quad \text{com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.20)$$

sendo r o raio entre o núcleo atômico e a posição do elétron. Substituindo v em (4.19);

$$Ze^2 = 4\pi\epsilon_0 mv^2 r = 4\pi\epsilon_0 mr \left(\frac{n\hbar}{mr} \right)^2 = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{mr}, \quad (4.21)$$

portanto:

$$r = 4\pi\epsilon_0 \frac{n^2 \hbar^2}{mZe^2}, \quad \text{com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.22)$$

e, também:

$$v = \frac{n\hbar}{mr} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{n\hbar}, \quad \text{com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.23)$$

As relações expostas em (4.22) e (4.23) verificam os dois primeiros postulados de Bohr, estabelecendo o raio das órbitas possíveis em de um dado átomo. Especialmente, (4.23) demonstra o motivo pelo qual Bohr jamais poderia admitir uma órbita com $n = 0$, como fez Planck para sua descrição da distribuição discreta de energia. O raio de menor órbita para um átomo de hidrogênio, com $n = 1$ e $Z = 1$; $r = 5,3 \times 10^{-11} m \simeq 0,5 \text{ \AA}$. Resta, agora, obter as relações que explicitam os postulados 3 e 4.

Para obter a energia total do elétron enquanto em órbita, vale a análise feita em termos, também, da mecânica clássica. Para um elétron que se move em torno de sua órbita, vale que a energia potencial num dado raio r é a integral do trabalho realizado pela força coulombiana que atua de r até o ∞ :

$$V = - \int_r^\infty \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (4.24)$$

Esta energia é negativa, uma vez que é necessário trabalho para levar o elétron de r até o infinito, contra a força coulombiana que atua sobre o sistema. A relação (4.19) deduz, também, a energia cinética K do elétron, como sendo:

$$K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 2r}. \quad (4.25)$$

A energia total E do sistema é, portanto:

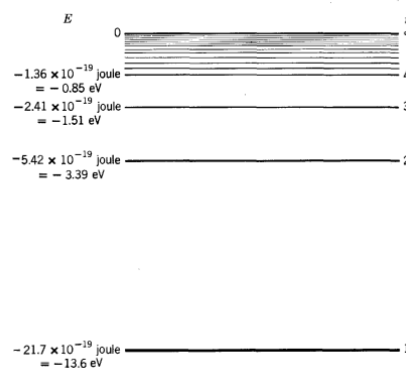
$$E = K + V = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 2r} = -K. \quad (4.26)$$

Substituindo r :

$$E = - \frac{mZ^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad \text{com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.27)$$

A quantização do momento orbital do elétron torna uma consequência direta a quantização de sua energia total. O sinal negativo indica o mínimo de energia necessário para retirar o elétron daquela órbita. É possível denotar E , portanto, como uma dada energia de ligação do elétron a seu núcleo. Para o caso do átomo de hidrogênio, com $Z = 1$, a figura 30 ilustra os valores de energia total encontrada para cada uma das órbitas em que se pode transitar o elétron, desde seu *estado fundamental*, com $n = 1$, em que a partícula está com maior ligação, a até os chamados *estados excitados*, em que o elétron possui energia menos negativa, o que indica um *ganho* dessa propriedade.

Figura 30 – Relação Entre a Energia de Ligação E e o Número Quântico n



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Vale comentar que $1eV \simeq 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$. A energia de ligação E é constante para o elétron enquanto adequadamente em órbita, tendo seus valores denotados principalmente por Z e n . O último aspecto da teoria de Bohr que se precisa verificar é o postulado 4, que comenta de que maneira ocorre o processo de emissão de linhas eletromagnéticas conforme um elétron transita de uma órbita inicial denotada por n_i até uma órbita final n_f . Usando a relação exposta no quarto postulado e aquela obtida em (4.27), tem-se que:

$$\nu = \frac{(E_i - E_f)}{h} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon}\right)^2 \frac{mZ^2e^4}{4\pi\hbar^3c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right). \quad (4.28)$$

Se for considerado que $k = 1/\lambda = \nu/c$, é possível reduzir (4.29) a:

$$k = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon}\right)^2 \frac{mZ^2e^4}{4\pi\hbar^3c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right). \quad (4.29)$$

Ou, simplesmente:

$$k = R_\infty Z^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right), \quad \text{com } R_\infty = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{me^4}{4\pi\hbar^3c}. \quad (4.30)$$

Para um caso típico, um elétron pode ser excitado através de diversos processos, como uma descarga elétrica num gás qualquer. Um elétron nessas condições pode ser excitado até $n = 7$, decaindo em níveis sucessivos de energia até retornar a seu estado fundamental. As linhas de emissão são observadas através da radiação emitida quando um elétron transita de uma órbita inicial n_i até uma órbita final n_f , de maneira que os espectros são enxergados como o sugerido na figura 27.

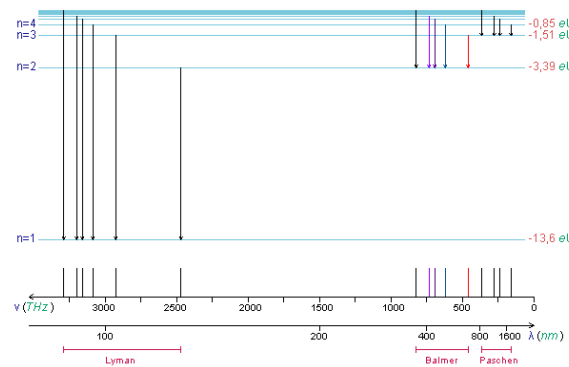
Para este caso, inclusive, se for suposto que $n_f = 2$ e que $n_i > n_f$, isto é, supor que o elétron *emite* energia na forma de radiação, obtém-se que:

$$k = R_{\infty} Z^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), \quad (4.31)$$

que é a mesma forma observada pela fórmula de Balmer, em (4.5), desde que estabelecida a igualdade entre R_H e R_{∞} , o que, para átomos *hidrogenoides*, demonstrou-se praticamente consistente. Este último comentário será explicado melhor, posteriormente.

Bohr sugeriu que todos os espectros do átomo de hidrogênio eram derivados de subconjuntos de transições eletrônicas entre suas órbitas possíveis. Para cada um dos descobridores das séries fora atribuído seu nome, de forma que o se pode observar a formação da linha através das transições de maneira esquemática, como proposto na figura 31.

Figura 31 – Linhas de Emissão do Átomo de Hidrogênio



Fonte: (BETZ, [s.d.])

Todos os espectros de emissão para átomos hidrogenoides respeitam a previsão de Bohr para k . Na imagem da figura 31, três das cinco distintas linhas de emissão para o átomo de hidrogênio foram identificadas, distintas por n_f . A primeira, chamada série de Lyman, com $n_f = 1$, além de outras duas: a série de Brackett com $n_f = 4$ e a série de Pfund, com $n_f = 5$, eram particularmente importantes à luz da época, uma vez que não eram conhecidas quando Bohr concebeu suas deduções para o modelo atômico, mas já eram previstas por (4.31). Outra característica mensurável de seu modelo é que ele previa, quase que perfeitamente, também linhas de emissão de átomos como o hélio ionizado He^+ , com $Z = 2$. Os espectros de emissão

desse átomo coincidem com o átomo de hidrogênio, exceto pelo fato que diferem da medida de seu comprimento de onda, que é quatro vezes maior. Na relação estabelecida por Bohr em (4.31), Z é elevado a um fator 2, o que confere com as previsões feitas por seu modelo para os átomos hidrogenoides.

O grande trunfo do modelo estabelecido por Niels Bohr foi justamente o de prever as linhas de emissão com que certos tipos de átomos emitiam no processo de transição eletrônica, mesmo antes de obter evidências experimentais. Esses átomos em específico são classificados como *hidrogenoides*, que significa dizer que, na totalidade de sua estrutura, há somente um elétron, mesmo com $Z > 1$. Um átomo não neutro com $Z > 1$ é dito ionizado, de forma que, a depender da forma com que chegou a este estado, pode obter somente um elétron, enquadrando-se nos moldes do modelo de Bohr. Um típico processo que gera átomos como o de hélio ionizado He^+ é o de uma violenta descarga elétrica no gás em seu estado normal, capaz de fazer com que o um dos dois elétrons constituintes ganhe energia, superando a de ligação, sendo ejetado de sua órbita – como, por exemplo, a energia cinética que ganha o elétron ao absorver radiação ultravioleta, outrora prevista por Einstein em sua interpretação do efeito fotoelétrico; é, inclusive, por esse ganho de energia, que o elétron supera as forças atrativas que o mantém preso no metal, sendo ejetado da estrutura original. Mesmo que esteja ionizado, um átomo cujas componentes somam um único elétron costumeiramente gera linhas espectrais mais simples que quaisquer outros com mais de uma dessas partículas. Ainda citando o átomo de hélio como exemplo, o espectro formado por aquele com somente um elétron é significativamente mais simples que aquele formado pelo átomo de hélio em seu estado normal.

Todas as previsões de Bohr para este primeiro momento foram em torno de uma descrição que visa o núcleo atômico com $M \geq m$; isto é, uma massa muito maior que a do elétron. No entanto, as experimentações demonstraram que algumas das previsões feitas por (4.31) possuíam um incomodo erro associado. Posteriormente, percebeu-se que era possível atribuir maior fidelidade à relação encontrada por Bohr, desde que se mudasse a perspectiva com que eram enxergadas as massas do sistema, além de seu movimento. Como Bohr inicialmente assumiu que o núcleo atômico era infinitamente massivo se comparada à massa do elétron, toda a idealização do problema foi concentrada num núcleo essencialmente parado, com um elétron circulando a seu redor, em uma de suas órbitas possíveis. Se, ao invés disso, for considerado para o núcleo atômico uma massa finita, R_∞ deverá assumir valores que considerem a massa reduzida do sistema, visto que dessa interpretação, tanto o núcleo atômico quanto o elétron movem-se em torno de um centro de massa em comum. Isso ocorre pois ao resolver essa questão, Bohr modificou o postulado número 2, de forma que o momento angular do sistema do sistema todo deveria ser considerado quantizado; tanto o(s) próton(s), quanto o elétron. Com o núcleo essencialmente parado na origem, somente o momento angular do elétron parecia ser coerente em se considerar. Como toda a estrutura atômica agora é considerada, tanto prótons, quanto elétrons, (4.20) muda, de forma que:

$$L = \mu v r = n\hbar, \quad \text{com } \mu = \frac{mM}{m + M}. \quad (4.32)$$

Consequentemente, a constante de Rydberg deduzida por Bohr que acompanha k deve ser reconsiderada também em termos de μ , de forma que:

$$R_M = \frac{\mu}{m} R_\infty, \quad (4.33)$$

sendo esta a chamada constante de Rydberg para um átomo com núcleo de massa M , deduzida por Bohr. A relação (4.31) pode, então, ser redefinida em termos de R_M :

$$k = R_M Z^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.34)$$

Para obter R_M em seus detalhes, todos os cálculos até aqui demonstrados devem ser reobtidos em termos do centro de massa entre o núcleo atômico e o elétron, e o vetor relativo entre eles. Essas operações são costumeiramente encontradas quando analisado o problema entre dois corpos, descrito muito bem pela mecânica clássica. Devida sua extensão, no entanto, essa dedução será *omitida*.

O espectro formado através da absorção de energia pelo elétron também é facilmente explicado pelo modelo de Bohr. Ao fazer com que a órbita final seja de menor energia de ligação E , isto é $n_i > n_f$, o espectro formado pelo átomo de hidrogênio é o associado à absorção de energia eletromagnética, incidente no elétron. O elétron em órbita, segundo Bohr, só pode emitir e absorver energias ditas *quantizadas*, como estabelecido por (4.27). Significa então que o espectro de absorção é observado somente quando se faz incidir sobre o elétron faixas de frequência discretas, a quais ele pode absorver.

O espectro formado para a absorção de energia do átomo de hidrogênio é exatamente o mesmo que o de emissão. Tipicamente, como o átomo está em seu estado fundamental, apenas séries como a de Lyman são observadas com relação ao espectro de absorção de energia eletromagnética. No entanto, caso o átomo esteja excitado, costumeiramente o elétron está em orbitas iniciais com $n_i > 1$. Para casos assim, são observadas as séries de Balmer e de Paschen quando $n_i = 2$ e $n_i = 3$, respectivamente, sendo os comprimentos de onda da radiação emitida pelo elétron durante a transição de órbita eletrônica igualmente previstos por (4.34).

4.2 Modelo Atômico de Bohr-Ishiwara-Wilson-Sommerfeld

Após o sucesso do modelo proposto por Bohr em descrever as linhas espectrais com que os átomos de tipo hidrogenoide emitiam radiação eletromagnética, os esforços dos físicos à luz da época voltaram-se para tentar buscar uma teoria geral, da qual se derivassem tanto as

concepções de Planck quanto de Bohr para a relação entre o número quântico e a constante de Planck (nh).

Foi em 1915 que Jun Ishiwara e William Wilson descreveram, independentemente, as chamadas *regras de quantização*. Em seu trabalho publicado em março daquele ano, de título "*The Quantum Radiation and Line Spectra*", Wilson baseou-se nas seguintes *hipóteses* para buscar uma concepção que reunisse tanto as percepções de Planck sobre a radiação de cavidade quanto as de Bohr para o modelo dos átomos:

- Trocas de energia entre sistemas físicos, ou mesmo entre algum ente e o próprio éter, são de caráter *descontínuo*. Neste sentido, essas trocas acontecem de forma discreta, onde cada sistema absorve somente quantidades bem definidas de energia;
- O movimento dos sistemas devem respeitar a dinâmica Hamiltoniana para aqueles ditos conservativos, de maneira que seja respeitado o espaço de fase (onde o número de coordenadas é o mesmo que os graus de liberdade de um sistema) e que se possa estabelecer aquele como um sistema estacionário (visto que $d\mathcal{H}/dt = 0$), isto é, em que a energia total do sistema não varie simplesmente com o tempo;
- Utilizando das relações da energia cinética do sistema (isto é, de sua dependência em q_s (coordenada generalizada da posição), pode-se estabelecer que a troca de energia descontínua é tal que o movimento estacionário satisfaz:

$$2 \int L_s dt = \int p_s dq_s, \quad \text{onde,}$$

L_s é o momento angular. Como o lado esquerdo dessa relação é constante, nada impede de observar que essa constante pode ser dada em termos de nh .

É dessa forma que Wilson introduz as regras de quantização. Jun Ishiwara publicou em abril de 1915 o artigo de título "*The universal meaning of quantum of action*", onde busca encontrar uma significância universal para a constante de Planck h . Para tal, Ishiwara utilizou da definição proposta por Planck em 1911, no primeiro congresso de Solvay; o menor elemento de um dado estado de fase é tal que:

$$\int \int dq dp = h.$$

onde h fora introduzido como quantum de ação. Jun Ishiwara foi responsável por unir esta concepção com aquela empregada no modelo atômico de Bohr, em que o momento angular do elétron em órbita circular é quantizado. Ele estabeleceu que: "Na natureza, os movimentos sempre acontecem de forma que todo plano de fase (p, q) pode ser dividido naquelas regiões elementares de probabilidade cujo valor médio, em um ponto definido no estado de fase, resulta em:

$$\frac{1}{j} \sum_{i=1}^j p_i dq_i = h."$$

Esta é a regra de quantização obtida através da perspectiva de Ishiwara. Apesar de terem grande influência sobre as concepções posteriores ao modelo atômico de Bohr, nem Wilson e nem Ishiwara pareceram averiguar a fundo a que levavam suas regras de quantização. Este trabalho pareceu recair sobre outro importante físico: o alemão Sommerfeld. Um fato importante para Sommerfeld foi que Bohr conseguiu derivar a constante de Rydberg como uma função que dependia da constante de Planck, algo que as interpretações de Wilson e Ishiwara ainda não contemplavam completamente. Outra abordagem a qual interessava seu escopo de conhecimentos seria do efeito Zeeman, do qual se trata as faixas frequências emitidas por átomos quando em influência de um campo magnético.

Em uma carta de Sommerfeld para Bohr, o físico tenta estabelecer se é possível obter melhores conclusões sobre o efeito Zeeman com as novas interpretações de Bohr para o átomo. Em resposta, em 1914, Bohr publica "*On the Effect of Electric and Magnetic Fields on Spectral Lines*" em que expõe seus estudos relacionados ao efeito Zeeman. Bohr demonstrou através de suas relações que a fórmula exposta em (4.30) não correspondia aos comprimentos de onda com que eram emitidos os espectros de transição eletrônica quando estes estivessem sob influência de um campo eletromagnético, resultando em importantes discrepâncias experimentais. Na terceira seção do artigo, Bohr expõe que: "segue-se que o efeito do campo magnético não pode ser explicado por considerações análogas àquelas expostas na seção anterior, ao considerar-se o efeito de um campo elétrico". Neste sentido, Bohr até explicou como a influência de um campo elétrico pode alterar certas linhas espectrais, mas não o pode fazer ao estender a interpretação anterior à influência de campos magnéticos.

É importante frisar que Sommerfeld tentou usar da ideia do quantum de ação desde que esta foi explícita por Planck em 1911; isto é, neste contexto, o mínimo de energia para que elétron transite de órbita eletrônica. Em 1913, por exemplo, publicou com Debye um artigo em que explicitava a interpretação do efeito fotoelétrico com o quantum de ação. Ainda no mesmo ano, Sommerfeld publica outro artigo, no qual estudava o recém descoberto efeito Paschen-Back, no qual Paschen e seu aluno Back descreveram a formação de linhas espectrais sob influência também de campos magnéticos, mas menos intensos, em 1912. Ao tratar de elementos como o H (hidrogênio), He (hélio), e Li (lítio), notadamente se constou que conforme a medida do campo magnético tornava-se mensurável, o comportamento do espectro observado seria o mesmo que de um efeito Zeeman comum. Isto configura a chamada transformação magnética.

Todas essas descobertas colocaram Sommerfeld numa posição em que absolutamente destacava seu interesse em observar e descrever espectros atômicos, assim como alinhar essa hipótese para o quantum de ação como fora exposto por Planck inicialmente em 1911. Foi neste cenário que Sommerfeld estende o modelo de Bohr, aliando às concepções do físico

suas próprias conclusões. A primeira publicação data de dezembro de 1915, e foi novamente publicado em 1916. Foi ainda neste ano que Sommerfeld publicou suas revisões, resumindo suas principais ideias (VELASQUEZ-TORIBIO, 2022). Antes de ilustrar o modelo atômico proposto por Sommerfeld (que deriva também das concepções de Wilson e Ishiwara), no entanto, vale comentar de que forma devem ser interpretadas as regras de quantização.

É possível sintetizar as regras de quantização da seguinte forma: “*para quaisquer sistemas físicos cujas coordenadas sejam funções periódicas no tempo, existe uma condição quântica para cada coordenada. Estas condições podem ser expressas na forma:*

$$\oint p_q dq = n_q h,$$

onde q é uma das coordenadas, p_q é o momento associado à ela, e \oint significa que a integração é tomada por um período completo de q ” (EISBERG; RESNIK, 1979).

É possível observar o uso dessas regras em termos de exemplos específicos. Para ilustrar, considere um oscilador harmônico simples em uma dimensão. É possível obter a descrição de sua energia através de sua posição e de seu momento, de forma que:

$$E = K + U = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{kx^2}{2}, \quad (4.35)$$

ou

$$\frac{p_x^2}{2mE} + \frac{x^2}{2E/k} = 1. \quad (4.36)$$

É, portanto, explícito por (4.36) que a relação entre as coordenadas p_x e x é a mesma de uma elipse. Se for considerado que $p_x^2/a^2 + x^2/b^2 = 1$, é útil considerar que, para o caso comentado, os semi-eixos a e b da elipse são dados por:

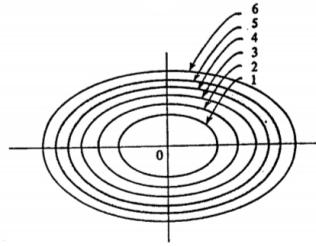
$$a = \sqrt{2mE} \quad \text{e} \quad b = \sqrt{2E/k}. \quad (4.37)$$

Cada estado instantâneo do oscilador é representado por um distinto ponto em um gráfico da equação (4.36), onde p_x e x representam um espaço bidimensional, sendo eles suas coordenadas. Neste sentido, o espaço formado pelo plano $(p - q)$ é denominado *espaço de fase*.

O diagrama de fases que representa os possíveis estados de energia do oscilador harmônico pode ser observado na figura 32:

A área das elipses que representam os estados de fase possíveis para um dado oscilador harmônico correspondem exatamente ao produto (nh) . Neste sentido, a área de cada elipse adjacente é dada por h . Sabe-se, então, que a área de uma elipse é o produto entre seus pontos médios e π . Para o caso aqui abordado, portanto:

Figura 32 – Diagrama de Fases de Um Oscilador Harmônico Simples



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

$$\oint p_q dq = n_q h = \pi ab \quad \longrightarrow \quad \oint p_x dx = \frac{2\pi E}{\sqrt{k/m}}, \quad (4.38)$$

mas,

$$\sqrt{\frac{k}{m}} = 2\pi\nu, \quad (4.39)$$

onde ν é a frequência de oscilação. Substituindo (4.39) em (4.38) e aplicadas as regras de quantização, obtém-se que:

$$\oint p_x dx = E/\nu \quad \longrightarrow \quad \oint p_x dx = n_x h = nh = E/\nu, \quad (4.40)$$

ou, simplesmente:

$$E = nh\nu, \quad (4.41)$$

que é idêntica lei de quantização proposta por Planck. Também é possível obter a relação de Bohr para a quantização do momento angular de um elétron através das regras de quantização. Um elétron movendo-se em órbita circular em torno de um núcleo possui momento angular constante tal que $L = mvr$. Considerando r a coordenada radial e θ a coordenada angular, θ pode ser considerada como função periódica no tempo, de forma que seu período estende-se de 0 a 2π linearmente, de maneira que se repete ao final de cada um deles. Matematicamente, a revolução desse período pode ser vista através de uma função “dente de serra”, em que cada um deles começa em 0 e cresce linearmente até findar-se em 2π .

A regra de quantização neste caso, fica, portanto:

$$\oint p_q dq = n_q h \quad \longrightarrow \quad \oint L d\theta = nh, \quad (4.42)$$

e, ao resolver a integração de 0 a 2π :

$$\oint L d\theta = L \int_0^{2\pi} d\theta = nh \quad \longrightarrow \quad 2\pi L = nh, \quad (4.43)$$

ou

$$L = nh/2\pi = n\hbar, \quad (4.44)$$

que é idêntica à lei de quantização proposta por Bohr.

4.3 Órbitas Elípticas

As regras de quantização foram usadas por Sommerfeld na tentativa de construir um modelo atômico que explicasse o aspecto da *estrutura fina*. Essa estrutura é a separação formada nas linhas espectrais emitidas pelo átomo de hidrogênio, de maneira que só podem ser observadas através de um equipamento altamente preciso, uma vez que, comparado com a separação entre linhas espectrais adjacentes, as linhas da estrutura fina possuem separação cerca de 10^{-4} vezes menor. Isto significa que os possíveis estados de energia de um átomo de hidrogênio representam mais do que um valor absoluto de energia possível. Um único estado de energia (como $n = 1$) representa, na verdade, *vários* estados de energia, com valores muito próximos dessa quantidade.

Sommerfeld percebeu que poderia explicar a estrutura fina se supusesse que os elétrons transitassem em órbitas elípticas em torno do núcleo atômico, em vez de órbitas puramente circulares, como anteriormente sugerido por Bohr e Rutherford. O primeiro passo de seus trabalhos voltados para a idealização deste novo modelo foi o de encontrar os possíveis tamanhos para essas órbitas, respeitando os princípios da mecânica clássica. Considerando o plano formado entre o núcleo atômico e o elétron, através de uma descrição de suas coordenadas radial e angular (r, θ) respectivamente, e, considerando também a posição do núcleo atômico como sendo a origem do sistema, é possível obter as regras de quantização em termos desse conjunto de coordenadas, denominadas *polares*:

$$\oint L_\theta d\theta = n_\theta h, \quad (4.45)$$

e,

$$\oint p_r dr = n_r h. \quad (4.46)$$

A primeira relação leva à característica quantização do momento angular, exatamente da maneira como foi proposta por Bohr, de maneira que resolver (4.45) resulta, simplesmente, em $L = n_\theta \hbar$. Já a segunda relação leva a um importante vínculo entre L e os semi-eixos a e b das possíveis órbitas *elípticas* constituintes do átomo, algo imensurável na idealização de órbitas puramente circulares. Ao resolver (4.46), encontra-se que;

$$L(a/b - 1) = n_r \hbar, \quad \text{com } n_r = 1, 2, 3, \dots \quad (4.47)$$

Estabelecendo a condição de estabilidade mecânica do elétron em torno do núcleo atômico através das órbitas elípticas, é possível deduzir sua energia total E de ligação, de maneira a considerar, também, a descrição radial que ganhou a estrutura atômica, para além daquela que considera somente a variação do ângulo relativo ao vetor posição \vec{r} . Assim, Sommerfeld obteve que:

$$E = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\mu Z^2 e^4}{2n^2 \hbar^2}, \quad \text{sendo } n = n_\theta + n_r, \quad (4.48)$$

e μ , a massa reduzida do sistema. Como o n_θ (o denominado número quântico azimutal), assume valores como 1, 2, 3, ... e n_r assume valores como 0, 1, 2, ..., o número quântico principal n somente poderá assumir valores inteiros tais que 1, 2, 3, ..., isto é, aqueles considerados não nulos. Sommerfeld também deduziu a forma das elipses possíveis para o átomo de maneira que se considerassem esses números quânticos. Para tal, ele deduziu que os semi-eixos maior e menor (a e b) das elipses deveriam corresponder às relações;

$$a = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{\mu Z e^2}, \quad (4.49)$$

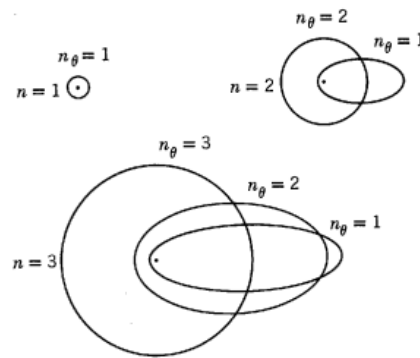
e

$$b = a \frac{n_\theta}{n}. \quad (4.50)$$

A equação (4.50) observa a relação entre a razão a/b , isto é, a *forma* da elipse. Caso o coeficiente entre n_θ e n seja 1, a órbita sugerida resultante é exatamente igual àquela proposta por Bohr em (4.22), sendo esta puramente circular. Para cada número quântico principal n existe uma órbita exatamente dessa maneira, podendo assim ser visualizada na exata mesma forma que a proposta pelo modelo atômico de Bohr. As outras órbitas componentes da estrutura do átomo são as elípticas, ditas *degeneradas*. Para exemplificar, a figura 33 expõe algumas órbitas possíveis para um átomo qualquer considerando seus diferentes valores possíveis para n , de maneira que o ponto central em cada um dos exemplos representa o núcleo atômico:

Para cada n possível, existem n órbitas a se considerar, sendo apenas uma delas puramente circular, enquanto as restantes são elipses. As órbitas elípticas dentro desse sistema são ditas degeneradas pois, apesar de representarem distintos estados de energia (caracterizados por n_θ), a energia de ligação é a mesma para todos os elétrons contidos naquelas órbitas que podem ser obtidas através de um único número quântico principal n . Em poucas palavras, a energia total do elétron (E) é *degenerada* para o mesmo valor, uma vez que a dependência de E é observada apenas em n através da relação exposta em (4.48). Sabendo que esta perspectiva não era condizente com a realidade, Sommerfeld buscou eliminar essa “degenerescência” através de

Figura 33 – Órbitas de Bohr-Sommerfeld



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

relações que considerassem velocidades relativísticas para o elétron, uma vez que as deduções até aqui expostas dependem unicamente das proposições explícitas pela mecânica clássica.

Considerando a massa relativística γm do elétron a altas velocidades (comparáveis à da luz), Sommerfeld deduziu uma nova forma para a energia de ligação do elétron, de forma que dependesse também do número quântico azimutal n_θ , sendo ela:

$$E = -\frac{\mu Z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2n^2 \hbar^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{n_\theta} - \frac{3}{4n} \right) \right], \quad (4.51)$$

em que,

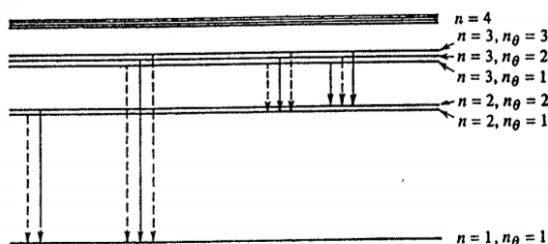
$$\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} = 7,297 \times 10^{-3} \simeq \frac{1}{137}, \quad (4.52)$$

é a chamada *constante da estrutura fina*. As transições eletrônicas possíveis no átomo idealizado por Sommerfeld seguem uma chamada *regra de seleção*, de maneira que respeitem a relação:

$$n_{\theta_i} - n_{\theta_f} \pm 1. \quad (4.53)$$

A regra leva esse nome justamente por mensurar quais transições entre possíveis os estados de energia do átomo são verdadeiramente observadas, para além daquelas previstas pela teoria. Neste sentido, o esquema da figura 34 ilustra como serão observadas as transições para um átomo de hidrogênio idealizado pela perspectiva de Sommerfeld, sendo as setas pontilhadas aquelas previstas, mas não observadas, enquanto que as setas sólidas representam transições que realmente acontecem. Essas linhas foram grandemente ampliadas para visualização, uma vez que seu espaçamento é muitíssimo pequeno para ser observado na escala real – sendo este, como dito anteriormente, da ordem de 10^{-4} :

Figura 34 – Linhas de Emissão do Átomo de Hidrogênio de Sommerfeld



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Finalmente, Sommerfeld foi capaz de conceber seu próprio modelo atômico, embasando-se principalmente no modelo proposto por Bohr, de maneira que este satisfizesse não somente a predição das linhas emitidas pelas transições eletrônicas do átomo de hidrogênio, como também explicasse a estrutura fina entre elas. Os comprimentos de onda provenientes da radiação emitida pelo átomo de hidrogênio conforme acontecem as transições são absolutamente condizentes com as deduções de Sommerfeld para E , o que evidencia mais um significativo passo na tentativa de entender o mais básico dos entes conhecidos à luz da época: o átomo de hidrogênio. Apesar de representar um avanço grandioso na perspectiva de uma teoria que descreve a estrutura da matéria, o modelo proposto por Bohr e por Sommerfeld conta com uma importante limitação: eles só eram capazes de prever linhas espectrais de estruturas atômicas com um único elétron. Para um ente com $Z = 2$ não ionizado, por exemplo, a teoria proposta pelos físicos até 1916 não era capaz de descrever as linhas espectrais de emissão, o que indicava não ser o modelo planetário o grande produto final da teoria atomista.

Todas essas deduções podem ser situadas como sendo a *antiga teoria quântica*, uma vez que descreve sistemas em termos, *a priori*, de uma periodicidade bem aparente. Apesar do grande sucesso em descrever sistemas periódicos, a antiga teoria quântica falha na descrição de sistemas de pequena escala que não possuem essa característica, o que impõe grande limitação em suas aplicações.

4.4 Ondas de Matéria

Ainda falando da antiga teoria quântica, um último modelo atômico pode ser considerado: o modelo atômico de de Broglie. Em 1924, Louis de Broglie apresentou ao mundo científico, em sua tese de doutorado, sua ideia sobre *ondas de matéria*. Seus trabalhos (e de seu irmão, Maurice de Broglie), foram grandemente influenciados pelas ideias propostas por Compton, com relação ao aspecto dual da radiação, que diz respeito ao comportamento onda-partícula que exhibe quando em interação com a matéria. De Broglie foi responsável por estender a compreensão da dualidade onda-partícula para toda a matéria, para além, somente, da radiação. Ele propôs que, assim como a radiação, a matéria também deveria ter seu comportamento descrito em termos ondulatórios,

sendo que, neste sentido, toda partícula material tem consigo um movimento que pode ser descrito através de ondas periódicas. Para ele, tanto a matéria quanto a radiação possuem energia total tal que esta depende tanto da frequência de oscilação da onda que descreve o movimento quanto da constante de Planck ($E = h\nu$). Associado ao momento daquela partícula material, de Broglie estabelece que toda a matéria pode ser descrita em termos de ondas, de forma que o comprimento de onda característico para um ente com momento linear p pode ser dado por:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (4.54)$$

Essas relações já eram bem conhecidas por Einstein e Compton, anos antes das contribuições de de Broglie. Seu grande trufo é atribuído, portanto, à extensão da interpretação da dualidade onda-partícula da radiação, uma vez que, neste cenário, tendo em vista que todo o universo é composto de radiação e matéria, de Broglie estabeleceu uma grande *simetria* da natureza. Ainda em 1924, de Broglie foi responsável por elaborar sua própria interpretação para a estrutura dos átomos, também se embasando no modelo de Bohr das órbitas circulares. Da quantização do momento angular de Bohr;

$$mvr = pr = \frac{nh}{2\pi}, \quad (4.55)$$

sendo r o raio da órbita possível e p o momento associado ao elétron nesta órbita. Ao substituir p pela expressão proposta por de Broglie, obtém-se que:

$$\frac{hr}{\lambda} = \frac{nh}{2\pi}, \quad (4.56)$$

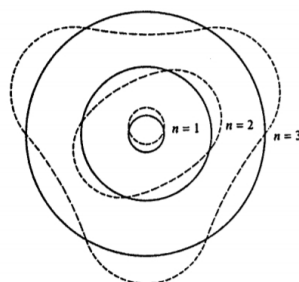
ou

$$2\pi r = n\lambda, \quad \text{com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.57)$$

Isto é, as possíveis órbitas em torno de um núcleo atômico são aquelas cuja circunferência mede um exato múltiplo inteiro do comprimento de onda de de Broglie para o elétron. Para que essa ideia seja totalmente coerente, é preciso supor que essas ondas sejam ditas estacionárias, uma vez que sua formação periódica precisa acontecer em valores bem delimitados de frequência, possibilitando a formação de nós. Essa imposição certifica que as ondas características que governam o movimento do elétron estejam sempre em fase, o que torna capaz mensurar uma órbita cuja medida da intensidade média é diferente de zero, uma vez que a medida da intensidade depende da presença do elétron. A ideia por trás dessa descrição pode ser ilustrada pela figura 35.

Como a medida da intensidade média é nula para os casos em que os modos de frequência não são bem-comportados, há de se supor que, nesse casos, nenhuma órbita é configurada. As

Figura 35 – Modelo Atômico de de Broglie

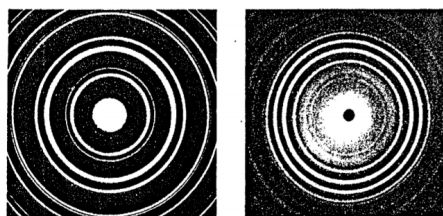


Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

previsões de Louis de Broglie foram dramaticamente confirmadas em 1926 por Elsasser, em um experimento em que ele fez incidir, sob um sólido cristalino, elétrons energizados. O sólido comporta-se como uma rede de difração, e foi através do aspecto com que suas ondas incidentes eram difratadas que se pôde mensurar a característica ondulatória do elétron, uma vez que os ângulos formados respeitavam a descrição ondulatória da chamada “reflexão de Bragg”, reflexão essa que acontece nos planos atômicos de um cristal. Davisson e Germer nos Estados Unidos, e G. P. Thomson (filho de J. J. Thomson), na Escócia, foram os grandes responsáveis por continuar com essas pesquisas.

Thomson, em 1927, usou de filmes finos para fazer suas experimentações, o que contribuiu para a formação de planos atômicos mais bem distribuídos que aqueles obtidos por cristais maciços. De suas observações foi possível notar uma quantidade bem maior desses planos presentes na difração dos raios X incidentes. Para comparar, a figura 36 demonstra os resultados obtidos por ele ao fazer incidir sob um filme fino de óxido de zircônio raios X, como visto no lado esquerdo, enquanto que o padrão ao lado direito é dado por um filme fino de ouro fazendo-se incidir elétrons altamente energizados.

Figura 36 – Difração de Raios X



Fonte: (EISBERG; RESNIK, 1979)

Como o aparato utilizado por Thomson dispunha de uma formação com muito mais átomos, centenas de planos atômicos foram capazes de contribuir na formação do seu padrão de difração, enquanto que um cristal com planos bem delimitados exhibe padrões somente admitidos por eles. Neste sentido, o elétron difratado pelo plano atômico exhibe o mesmíssimo

comportamento de uma onda incidindo neste com sua frequência, fato este que fica evidente através da fotografia disposta na figura 36. Por deduzir independentemente a relação $\lambda = h/p$, G. P. Thomson ganhou, em 1937, o Prêmio Nobel da Física.

“[...] Max Jammer escreve: “Pode-se ficar inclinado a dizer que Thomson, o pai, recebeu o Prêmio Nobel por ter mostrado que o elétron é uma partícula, e Thomson, o filho, o recebeu por ter mostrado que o elétron é uma onda”. [...]”.

A descrição das ondas de matéria de de Broglie foi grandemente responsável pela formulação de Schrödinger da mecânica quântica, uma vez que está é, de fato, uma generalização de seu postulado. É da mecânica quântica desenvolvida por ele da qual também se deriva seu próprio modelo atômico, o qual também será explorado neste trabalho. Antes de abordar este modelo, no entanto, é importante que seja situada uma importante limitação na teoria quântica: a de que certas quantidades não podem ser mensuradas precisamente de forma *simultânea* (EISBERG; RESNIK, 1979).

4.5 Princípio da Incerteza

Ao contrário da física clássica, a física quântica é dita *probabilística*. Conforme os avanços aconteciam no campo dos estudos envolvendo o comportamento onda-partícula da radiação, os físicos perceberam que existia um limite para qual as teorias deveriam ser aplicadas. Neste sentido, Bohr estabeleceu o chamado *princípio da complementaridade*. Este princípio diz respeito ao fato de que a teoria corpuscular (vinculada a características de partícula) e ondulatória são complementares. Isso significa que para um dado ente, cabe a descrição que melhor concebe suas características sob dadas condições, de forma que quanto melhor descrita por uma teoria, menos a outra o fará. Para fótons, por exemplo, experiências que envolvem difração e aspectos que de envolvem um grande conjunto desses entes são explicados pela teoria ondulatória, de forma que a performance das ondas envolvidas no sistema deduz a melhor descrição experimental do fenômeno e, à mesma medida, fazendo com que aspectos corpusculares sejam menos proeminentes. Em sua particular interação com a matéria, no entanto, no limite em que as escalas envolvidas são muito pequenas (da ordem da grandeza de um átomo, ou menor que isso), como no espalhamento Compton, a teoria que reduz o fóton a um envólucro de energia contido num determinado volume, isto é, observá-lo como uma partícula, é a que melhor explica o motivo pelo qual os raios espalhados o fazem num comprimento de onda diferente do original, ao contrário do estabelecido pela teoria clássica.

Como a física clássica descreve sistemas muito precisamente através de seus momentos e respectivas posições num dado referencial, naturalmente as tentativas de obter essas mesmas quantidades em sistemas quânticos tornou-se de praxe, já que seria de grande valia estabelecer uma teoria também determinística para escalas muito pequenas. Bohr e Heisenberg questionaram essa hipótese, estabelecendo que, assim como Einstein deduziu uma granulosidade para o

fóton (considerando-o também uma partícula, ao contrário do modelo ondulatório para a luz de Maxwell), a teoria quântica deveria levar em consideração aspectos que consideram a matéria e a radiação para além de aspectos puramente corpusculares ou puramente ondulatórios.

Foi neste contexto que, em 1926, Heisenberg postulou o chamado *princípio da incerteza*. O princípio da incerteza estabelece que para sistemas ditos quânticos, não é possível mensurar com precisão as quantidades de momento e posição de um dado ente de forma *simultânea*. Assim como Einstein supôs um argumento relativístico para a simultaneidade, sendo ela dependente do referencial em que se vê acontecendo os eventos do sistema, Heisenberg supôs que, num mesmo referencial, é impossível obter simultaneamente as medidas de momento e posição de um dado ente com precisão maior que o estabelecido por $\hbar/2$. A segunda parte do princípio da incerteza diz respeito à energia e ao intervalo de tempo de um dado ente, sendo este, por exemplo, uma partícula. Neste contexto, quanto melhor descrito o possível intervalo de energia que um fóton precisa para ser emitido de uma certa fonte (como na produção de raios X), menos precisa será a descrição envolvendo o intervalo de tempo que ele leva para ser emitido fóton.

O princípio da incerteza pode ser resumido nas formas:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (4.58)$$

onde Δp_x é a incerteza do momento p_x e Δx a incerteza da posição x . E:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (4.59)$$

onde ΔE é a incerteza da energia total E e Δt a incerteza do instante de tempo t . Isto significa, portanto, que intrínseco ao ato de medir simultaneamente essas quantidades para entes componentes de um dado sistema quântico, está uma condição que estabelece o quanto aquela medida é precisa. Quanto maior a precisão com que se mede a posição de um elétron num dado espaço quântico, isto é, quanto menor Δx , maior a incerteza com relação à sua quantidade de movimento p_x , quantidade relacionada com sua velocidade. É importante estabelecer que o princípio da incerteza tem relação *intrínseca* a sistema ditos *quânticos*, assim como campos magnéticos são propriedades intrínsecas da matéria; isto é, algo inerente, imutável, conectado ao sistema. Neste sentido, ele não tem nenhuma relação com a precisão do equipamento experimental com que se observam os fenômenos microscópios. Devida a sua extensão e, em alguns casos, complexidade, os cálculos que levam até (4.58) e (4.59) serão omitidos.

O princípio da incerteza serve de base para delimitar em que espaços devem ser consideradas medidas verdadeiras precisas de um dado sistema, denominado, nesses parâmetros, *determinístico*. Ele também evidencia de que forma é possível distinguir e estabelecer o comportamento dual (onda-partícula) da radiação e da matéria. No experimento da dupla fenda de Young, uma onda original passa por duas fendas que alteram a trajetória característica, fazendo com que surja um padrão de interferência no anteparo. Esse resultado é caracteristicamente

distinguido pela teoria ondulatória, que admite a superposição das ondas difratadas. A onda resultante atinge o anteparo e, nos pontos de maior intensidade, isto é, onde a superposição é completamente construtiva, formam-se os padrões de intensidade luminosa. Se o anteparo (que, neste contexto, seria uma chapa fotográfica) fosse trocado por uma chapa fotoelétrica, o mesmo padrão de intensidade seria observado, com a exceção de que, neste caso, também seriam emitidos fotoelétrons da superfície metálica. Observar os pontos em que são emitidos os fotoelétrons fornecem, inclusive, o mesmo padrão que o observado pela fotografia. No entanto, ao tentar mensurar o caráter da energia E do fotoelétron emitido ou do instante de tempo t em que houve sua emissão, o princípio da incerteza deixa clara a necessidade da descrição corpuscular, de forma que estabelece um limite para o qual a precisão dessas medidas é condizente com a experimentação. Também, ele expõe como num dado sistema o caráter ondulatório e corpuscular são complementares, e não necessariamente opostos, assim como o predito por Bohr anteriormente. Resumidamente, princípio da incerteza estabelece um limite para o qual a aplicabilidade de uma teoria é mais conveniente que outra.

Como cada fóton que passa pela fenda possui um comprimento de onda de Broglie, é razoável tentar interpretar de que forma seu movimento é afetado pela interação com uma fenda pela qual ele sequer passou. A contradição desse raciocínio está no fato de que, nessa ocasião, não é conveniente assumir que cada fóton passa individualmente por uma fenda ou por outra. Na tentativa de tentar observar por qual fenda passou o fóton, a simples utilização de um detector faz com que seu movimento sofra tamanha mudança que a figura das franjas de intensidade fica totalmente destruída. É, portanto, impossível mensurar aspectos ondulatórios na mesma medida em que se faz por características corpusculares, e vice-versa. Forçar com que uma dessas características seja proeminente faz com que a outra seja naturalmente inibida. No exemplo acima, para que seja configurada corretamente a figura de intensidade luminosa é preciso que os fótons envolvidos no sistema não sejam perturbados, conservando assim os aspectos ondulatórios de sua propagação.

É neste sentido que a física quântica se estabelece como *probabilística*. O princípio da incerteza estabelece que, para cada medida feita num sistema dito quântico, existe uma incerteza intrínseca dessa propriedade, de maneira que nunca se poderá saber, simultaneamente, e de forma precisa, sua verdadeira medida. Ao contrário, ele estabelece uma medida *provável* dos acontecimentos. Nunca será possível determinar em que instante de tempo um fotoelétron é emitido da chapa metálica se for possível denotar bem sua energia, no entanto, com o princípio da incerteza, é possível estabelecer um intervalo de tempo Δt provável para que isso aconteça (EISBERG; RESNIK, 1979).

4.6 Modelo Atômico Segundo a Mecânica Ondulatória de Erwin Schrödinger

Conforme se desenvolviam as deduções envolvendo a teoria quântica como um todo, os físicos perceberam haver limitações importantes no modelo atômico como proposto por Bohr, sendo uma das mais importantes entre elas o fato de que sua equação para os comprimentos de onda recíprocos do átomo de hidrogênio não conseguia descrever as linhas de emissão eletrônica de átomos com mais de um elétron em suas órbitas possíveis. Isso apontava para uma direção que parecia indicar a necessidade de um modelo totalmente distinto daquele proposto por Bohr.

Erwin Schrödinger foi um físico austríaco responsável por desenvolver uma forma matemática capaz de deduzir uma gama das fenomenologias envolvendo sistemas quânticos. Para fazer isso, ele generalizou o postulado de de Broglie, associando a cada sistema físico denominado *quântico* uma chamada *equação de onda*. Curiosamente, Schrödinger não parecia compreender de que maneira sua equação descrevia certos entes microscópicos; ela apenas *funcionava*. A equação de Schrödinger pode ser observada de forma simples. Através do operador hamiltoniano e da *função de onda* ψ , a equação de Schrödinger relaciona as energias envolvidas no sistema, e pode ser observada em uma de suas mais simples formas:

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (4.60)$$

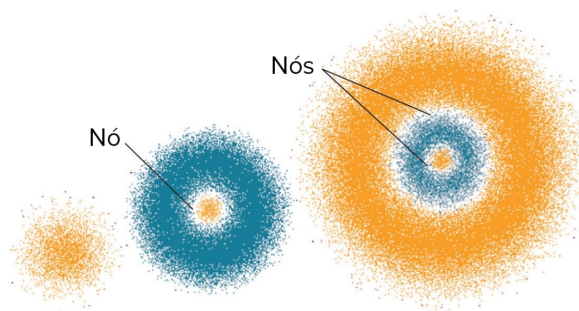
onde o termo \hat{H} é o hamiltoniano da função de onda ψ . E são as energia totais contidas no sistema. No contexto do modelo atômico, portanto, a equação de Schrödinger é responsável por situar as energias totais dos elétrons presentes no átomo de forma a mensurar seu comprimento de onda característico. Neste sentido, cada solução de (4.60) deduz uma possível energia de ligação para o elétron, sendo que a solução pode ser coerentemente observada mesmo para átomos com mais de um elétron em sua composição. O modelo em si não diz respeito à forma como foi particularmente idealizado (como um modelo planetário, ou pudim de passas), mas à forma com que as várias soluções de (4.60) consegue descrever a interação de entes denominados *subatômicos*, componentes da estrutura atômica. Como estabelecido pelo princípio da incerteza, ao admitir valores bem definidos para a energia E para uma certa partícula (algo permitido através de reações químicas e/ou descargas elétricas, por exemplo), admite-se também a impossibilidade de localizar aquela partícula isoladamente no sistema, obtendo, assim, apenas uma probabilidade de encontrar o ente em algum intervalo de espaço do sistema proposto.

A descrição de ondas estacionárias é especialmente importante neste contexto, assim como já se mostrou promissora em outras ocasiões. Como a energia do elétron é dita quantizada, isso significa que, para que a descrição das ondas seja apropriada, é preciso que seus modos de vibração sejam bem delimitados, de maneira que apenas valores inteiros de uma certa frequência performam os nós necessários na formação dessa onda. Essa exclusividade de tratamento foi predita por de Broglie em seu modelo atômico, mas a exposição desse ideal muda neste caso.

Schrödinger usou de toda a base teórica quântica que havia sido construída nas duas primeiras décadas do século XX, o que conferiu grande sucesso na aplicação de suas deduções.

No modelo atômico de Schrödinger não existem órbitas em que os elétrons estão alocados. Ao invés disso, cada solução para a equação (4.60) é denominada *orbital atômico*, e resulta num possível estado de energia para o elétron. De forma resumida, um orbital atômico é uma região do átomo em que a probabilidade de encontrar o elétron é máxima em 90% do tempo. O esquema que representa a formação dos orbitais atômicos pode ser observado na figura 37:

Figura 37 – Orbitais Atômicos



Fonte: (ACADEMY, [s.d.])

As regiões em que se configuram os nós das ondas associadas ao elétron são de probabilidade nula do encontro deste ente. Os diferentes modos de energia são obtidos de forma *discreta*, de maneira que a ilustração pode ser melhor compreendida em termos de pacotes de onda. Este conceito é bastante abstrato, e diz respeito ao espaço matemático composto por ondas em que se pode localizar uma dada partícula. Com a formação dos nós como acontece acima, cada orbital atômico possui seu próprio modo de energia possível, com diferentes elétrons sendo distribuídos entre eles (ACADEMY, [s.d.]).

Assim como previsto por Bohr, a energia do elétron em seu orbital atômico (que pode ser visto como uma “nuvem” de probabilidade) é quantizada, possuindo valores discretamente distribuídos ao longo da extensão do átomo. O grande trunfo do modelo desenvolvido por Schrödinger reside no fato de que sua função de onda trouxe uma interpretação capaz de prever o comportamento das linhas de emissão de átomos que possuem *vários* elétrons, e não somente um deles, algo que não era possível através da antiga teoria quântica. Também, em 1928, Born deu uma interpretação mais física para a função de onda ψ , estabelecendo a medida $|\psi|^2$ como sendo a probabilidade de encontrar o elétron em um dado espaço determinado. É neste cenário que a teoria formulada por Schrödinger denomina-se *mecânica quântica* ou, ainda, *modelo ondulatório* (o termo “*modelo ondulatório*” se vale da interpretação de Schrödinger para toda a fenomenologia quântica, e não somente para o modelo dos átomos em si). Vale comentar que esta, apesar de admitida como ainda aceita atualmente, não é a última formulação conhecida para o átomo.

Desde sua primeira vez, em 1911, a conferência de Solvay continuou a acontecer ao longo do tempo. Em 1927, a quinta conferência de Solvay conseguiu reunir alguns dos grandes nomes citados neste trabalho, e, por isso, a figura 38 é uma fotografia deste evento, com os nomes de cada um deles:

Figura 38 – Conferência de Solvay de 1927



Fonte: (SIDLEY, 2019)

Não é difícil notar o quanto esta fotografia é emblemática. Dos 29 presentes, 17 eram ganhadores de Prêmios Nobéis por suas contribuições. Esta foi (e continua sendo), uma das importantes conferências do mundo científico, tanto a conferência de Solvay em si quanto aquela que aconteceu em 1927 (SIDLEY, 2019).

4.7 O Modelo Padrão

O modelo padrão *não é um modelo atômico*, mas um modelo desenvolvido para descrever as interações fundamentais da natureza, capaz de situar os processos que envolvem tanto a emissão de radiação por núcleos instáveis quanto a estabilidade da própria matéria. Em 1932 o físico James Chadwick descobriu mais um entre os entes que compõem o átomo: o nêutron. A existência desse ente já havia sido prevista outrora por Rutherford, mas a comprovação surgiu somente com os experimentos de Chadwick, onde, usando a conservação do momento, pode-se comprovar a existência de uma partícula de massa extremamente próxima à do próton, mas *sem carga elétrica* (SANTOS, [s.d.]). A possibilidade de mensurar o nêutron na estrutura atômica trouxe consigo a última “peça” necessária para entender-se melhor o número de massa do átomo (que é dado por $A = Z + n$, sendo A o número de massa, Z o número atômico, como descrito anteriormente, e n o número de prótons de sua constituinte) (NOVAIS, [s.d.]).

A matéria, portanto, pode ser vista por um conjunto ainda mais complexo de entes envolvidos na sua construção: as chamadas *partículas subatômicas*. Essas partículas são ainda menores que prótons e nêutrons, e foram separadas em grupos esquemáticos de maneira a se

modelo padrão, uma vez que os léptons interagem com outras partículas somente através da força eletromagnética e a força fraca (HOSTI, 2021). Os chamados “bósons de calibre” são bósons vetoriais, enquanto que o bóson de higgs é um bóson escalar. Isto significa que bósons de calibre são essencialmente intrínsecos ao movimento da interação entre sistemas de partículas (como no caso de uma força) assim como quarks e léptons interagentes em um átomo qualquer, enquanto que o bóson de higgs é responsável por determinar uma característica imutável deste sistema: sua massa.

Para descobrir o bóson de Higgs, Peter Higgs usou do chamado “mecanismo de Higgs”, o qual desenvolveu. Segundo ele, regimes de altas energias são favoráveis na quebra espontânea de simetrias, algo capaz de produzir partículas com massa. Essa ideia é sustentada pela hipótese da existência de um campo que surgiu logo após o resfriamento do universo, capaz de permear todo o espaço. Esse campo mudaria, então, as regras de probabilidade que regem os bósons altamente energéticos. A interação entre bósons de alta energia e o campo gerado resultaria em partículas com massa (HELERBROCK, [s.d./a]). Peter Higgs faleceu em 8 de abril de 2024, aos 94 anos (FÍSICA, 2024).

Apesar de fornecer uma das mais refinadas interpretações para o átomo e a natureza da matéria, o modelo padrão é incompleto na forma que se apresenta. Ele ainda não inclui a mais fundamental força da natureza: a gravidade. Talvez um grande fator para isso seja o fato de que a teoria quântica e a teoria da relatividade não cooperam mutuamente. Ao tentar impor a relatividade em sistemas quânticos, grande parte das relações conhecidas e funcionais deixam de descrever sistemas microscópicos, o que causa grande problema na tentativa de explicar quanticamente a gravidade (ou melhor, a deformação causada no espaço-tempo). Neste sentido, um grande desafio dos dias de hoje é tentar estabelecer qual bóson media a força gravitacional. É nesta perspectiva que atualmente se acredita na existência de um sexto bóson, chamado *gráviton*, capaz de mensurar a interação relacionada à forças gravitacionais; no entanto, evidências experimentais ainda não são palpáveis o suficiente para estabelecer que esta é uma verdade aplicável no cotidiano (HELERBROCK, [s.d./b]).

5 CONCLUSÃO

Estudar a evolução da teoria atômica pode ser de grande valia na construção de um conhecimento que une perspectivas clássicas com os princípios da teoria quântica. No início das tentativas de descrição dos entes subatômicos, os físicos muito naturalmente estenderam a interpretação clássica para lidar com sistemas microscópicos, fosse da forma com que se interpretava a distribuição de energia do sistema a outras dinâmicas importantes, como a distribuição do elétron em órbitas de variados tipos. Com o tempo, a teoria quântica provou-se totalmente diferente daquilo que se esperava, necessitando de uma formulação totalmente nova para lidar com suas problemáticas. O mais curioso fato que até aqui se apresenta é que esta é uma física dita probabilística, e não determinística.

Assumir que é coerente adotar uma teoria que não descreve com a precisão costumeiramente newtoniana mesmo os mais simples sistemas quânticos não pareceu de bom grado no surgimento dessa teoria. Einstein, em uma das cartas que trocava com Born, disse que “*Deus não joga dados com a natureza*” fazendo alusão ao fato de que acreditava que, até aquele ponto (situado no início do século XX), a teoria quântica que se obtinha parecia o subproduto de uma teoria maior, também determinística, dita para sistemas quânticos. Apesar disso, até os dias atuais, o modelo atômico vigente ainda pode ser deduzido através das relações de Schrödinger, sendo elas, em suma, probabilísticas. O caminho que se segue através da teoria dos átomos é capaz de idealizar a “ponte” necessária para obter descrições capazes de prever aquilo que se observa nas experimentações envolvendo a radiação e os elementos materiais. Isso não significa, no entanto, que mesmo os físicos envolvidos nas pesquisas nesses campos estavam preparados para o que viria. Mesmo Schrödinger, com a genialidade de sua *equação de onda*, não pode descrever de primeira o que, exatamente, ela descrevia. Foi preciso que outro físico, mais especificamente Born, o fizesse, mas posteriormente.

O conhecimento científico está diretamente ligado com aquilo que precisamente *funciona*. Nenhum físico sente-se verdadeiramente confortável em assumir que algo deve ser empregado em certo cenário sem haver descrição precisa do que é aquilo, mesmo se tratando de um modelo matemático. No entanto, ele ainda o faz se aquele modelo é capaz de prever corretamente a fenomenologia por trás de um sistema. Descrever aquele modelo fisicamente torna-se, então, outro trabalho, também de responsabilidade daqueles que buscam entender os limites da aplicabilidade daquela relação. A matemática, inclusive, é o único meio pelo qual se pode assegurar que não haverão ambiguidades no entendimento de uma certa teoria, uma vez que seus símbolos e operações são as mesmas, únicas no mundo todo (PIRES; CARVALHO, 2014).

A teoria atomista ainda está em desenvolvimento. O modelo atômico da mecânica quântica de Schrödinger, apesar de trazer uma perspectiva totalmente nova para a descrição dos

entes subatômicos não pode ser vista como o mais recente trabalho relacionado a este campo. O mesmo acontece com o modelo padrão (a diferença é que a teoria de Schrödinger é uma teoria, já estabelecida e capaz de prever dados experimentais. Já o modelo padrão é apenas um modelo, uma teoria ainda em desenvolvimento). O modelo ondulatório de Schrödinger conta com a imprecisão intrínseca envolvida nos cálculos através do princípio da incerteza de Heisenberg, além de sua alta complexidade. Além disso este é um modelo altamente abstrato, uma vez que, devido aos limites clássicos, é impossível obter uma visualização verdadeiramente precisa do que está acontecendo no interior do átomo, mesmo com desenhos ou *diagramas de corpo livre* teoricamente apropriados (PLANAS, 2021). Note que esta descrição é quase irônica, uma vez que a própria teoria quântica admite a impossibilidade da descrição simultânea de certas quantidades, sendo elas as consideradas grandes “norteadoras” da descrição do movimento de sistemas ditos *clássicos*. As aplicações envolvendo os conceitos expostos por Schrödinger vão desde a tecnologia médica (com a possibilidade de otimizar processos envolvendo radiação, por exemplo) a até o melhor entendimento de materiais semicondutores, essenciais para a construção de máquinas dos mais diversos tipos.

O modelo padrão como é conhecido é passível a grandes mudanças, uma vez que ainda não conta com a descrição de um dos mais importantes elementos da física: a força gravitacional. Essa problemática torna-se ainda mais palpável ao considerar que, segundo a relatividade geral, a gravidade é nada mais que uma *consequência* na deformação do espaço-tempo. Ele ainda pode ser grandemente utilizado na tecnologia envolvida na construção de aceleradores de partículas, além de também contribuir no escopo de conhecimentos necessários para adotar as melhores técnicas de construção de aparatos nanotecnológicos industriais, nos mais diversos ramos (como a medicina e a comunicação, por exemplo) (HELERBROCK, [s.d./b]).

Este trabalho tem também inclinações que evidenciam a cronologia necessária para o emprego educacional da episteme envolvida na chegada até os dias atuais dos conhecimentos em torno da descrição dos mais básicos entes constituintes da matéria. Frequentemente alunos do ensino médio perdem-se nos diversos modelos que apareceram com o tempo, tendo suas descrições qualitativas perdidas em um conjunto de informações que parece grande demais num primeiro momento. A organicidade e tomada correta dos “ganchos” necessários para explicar a teoria podem ser a chave para assegurar tanto o interesse quanto o entendimento do aluno, tornando menos frequente o aparecimento das chamadas “lacunas de apredizado”, um tanto problemáticas em certos cenários. É com esta perspectiva que torna-se possível viabilizar o conhecimento como ferramenta prática da construção da cidadania plena, para além do viés epistemológico (ILLERIS, 2013).

“Se, em algum cataclisma, todo o conhecimento científico for destruído e só uma frase puder ser passada para a próxima geração, qual seria a afirmação que conteria maior quantidade de informação na menor quantidade de palavras? Eu acredito que seria a hipótese atômica de que todas as coisas são feitas de átomos...”

- *Richard Feynman (1918-1988)*. (OLIVEIRA, [s.d.]

Referências

- ACADEMY, K. *O modelo de mecânica quântica para o átomo*. [s.d.]. Último acesso em 4 de Março de 2024. Disponível em: <<https://pt.khanacademy.org/science/physics/quantum-physics/quantum-numbers-and-orbitals/a/the-quantum-mechanical-model-of-the-atom>>. Citado na página 65.
- ALTMAN, M. *Hoje na História: 1691 - Morre cientista irlandês Robert Boyle*. 2021. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://operamundi.uol.com.br/hoje-na-historia/33209/hoje-na-historia-1691-morre-cientista-irlandes-robert-boyle>>. Citado na página 14.
- ALTMAN, M. *Hoje na História: 1902 - Marie e Pierre Curie isolam o elemento rádio*. 2021. Último acesso em 13 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://operamundi.uol.com.br/hoje-na-historia/3738/hoje-na-historia-1902-marie-e-pierre-curie-isolam-o-elemento-radio>>. Citado na página 36.
- BASSALO, J. M. F. *Sobre a Lei de Rayleigh-Jeans*. 1996. Último acesso em 12 de Fevereiro de 2024. Disponível em: <http://www.sbfisica.org.br/rbef/pdf/v18_30.pdf>. Citado na página 41.
- BETZ, M. *Modelo de Bohr do átomo de hidrogênio*. [s.d.]. Último acesso em 17 de Março de 2024. Disponível em: <https://www.if.ufrgs.br/~betz/iq_XX_A/modBohr/aModBohrFrame.htm>. Citado na página 48.
- BREDA, F. *Joseph Louis Proust*. 2017. Último acesso em 06 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.portalsaofrancisco.com.br/biografias/joseph-louis-proust>>. Citado na página 15.
- BRICEÑO, G. V. *Leucipo de Mileto*. 2018. Último acesso em 03 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.euston96.com/leucipo-de-mileto>>. Citado na página 11.
- CECON, K. Um exemplo de negação do conceito de elemento na filosofia natural. In: . [s.n.], 2013. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:170531672>>. Citado na página 13.
- CONSTABLE, E. C. John dalton - the man and the myth. *Dalton Trans.*, v. 51, n. 1, p. 768–776, 2022. Citado na página 15.
- DIAS, D. L. *Leis ponderais*. [s.d.]. Último acesso em 05 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/quimica/leis-ponderaislei-conservacao-das-massas.htm>>. Citado na página 15.
- EDITORS, B. *J.J. Thomson Biography*. 2021. Último acesso em 08 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.biography.com/scientist/jj-thomson>>. Citado na página 19.
- EISBERG, R.; RESNIK, R. *Física Quântica*. 1. ed. Rio de Janeiro: Campus, 1979. Citado 12 vezes nas páginas 27, 28, 29, 38, 47, 53, 54, 57, 58, 60, 61 e 63.
- FERREIRA, V. R. *Atomística*. [s.d.]. Último acesso em 09 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/quimica/atomistica.htm>>. Citado na página 28.

FÍSICA, S. B. de. *Peter Higgs morre aos 94 anos*. 2024. Último acesso em 06 de Junho de 2024. Disponível em: <<https://www.sbfisica.org.br/v1/sbf/peter-higgs-morre-aos-94-anos/>>. Citado na página 68.

FOGAÇA, J. R. V. *Modelo atômico de Dalton*. [s.d.]. Último acesso em 06 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.manualdaquimica.com/quimica-geral/modelo-atomico-dalton.htm>>. Citado na página 16.

FOGAÇA, J. R. V. *Modelo atômico de Dalton*. [s.d.]. Último acesso em 9 de Março de 2024. Disponível em: <<https://www.manualdaquimica.com/quimica-geral/modelo-atomico-dalton.htm>>. Citado na página 17.

FOGAÇA, J. R. V. *Robert Boyle, o químico alquimista*. [s.d.]. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/quimica/robert-boyle-quimico-alquimista.htm>>. Citado na página 13.

FRAZÃO, D. *Empédocles*. 2016. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.ebiografia.com/empedocles/>>. Citado na página 11.

FRAZÃO, D. *Demócrito*. 2019. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.ebiografia.com/democrito/>>. Citado na página 11.

FRAZÃO, D. *Joseph John Thomson*. 2020. Último acesso em 07 de Janeiro de 2024. Disponível em: <https://www.ebiografia.com/joseph_john_thomson/>. Citado na página 18.

FRAZÃO, D. *Max Planck*. 2020. Último acesso em 17 de Janeiro de 2024. Disponível em: <https://www.ebiografia.com/max_planck/>. Citado na página 39.

FRAZÃO, D. *Aristóteles*. 2021. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.ebiografia.com/aristoteles/>>. Citado na página 12.

FRAZÃO, D. *Antoine Lavoisier*. 2023. Último acesso em 06 de Janeiro de 2024. Disponível em: <https://www.ebiografia.com/antoine_lavoisier/>. Citado na página 15.

FRAZÃO, D. *Ernest Rutherford*. 2023. Último acesso em 11 de Fevereiro de 2024. Disponível em: <https://www.ebiografia.com/ernest_rutherford/>. Citado na página 27.

FRAZÃO, D. *Paracelso*. 2023. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.ebiografia.com/paracelso/>>. Citado na página 13.

FRAZÃO, D. *Platão*. 2023. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.ebiografia.com/platao/>>. Citado na página 12.

FRAZÃO, D. *Biografia de Niels Bohr*. 2024. Último acesso em 17 de Março de 2024. Disponível em: <https://www.ebiografia.com/niels_bohr/>. Citado na página 44.

FREZZATTI, W. A. Boyle: a introdução do mecanicismo na química. In: . [s.n.], 2005. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:187287916>>. Citado na página 14.

FURIAN, P. H. *Sólidos platônicos e os elementos clássicos mostrados pelo Kepler 1596*. [s.d.]. Último acesso em 03 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://pt.dreamstime.com/s%C3%B3lidos-plat%C3%B4nicos-e-os-elementos-cl%C3%A1ssicos-mostrados-pelo-kepler-poliedros-regulares-atribui%C3%A7%C3%B5es-aos-conforme-mostrado-em-image272547122>>. Citado na página 12.

GARCIA, G. *Montreal para estudantes*. 2013. Último acesso em 09 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://oicanada.com.br/29095/montreal-para-estudantes/>>. Citado na página 27.

HELERBROCK, R. *Bóson de Higgs*. [s.d.]. Último acesso em 06 de Junho de 2024. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/fisica/boson-de-higgs.htm#:~:text=Higgs%20prop%C3%B4s%20a%20exist%C3%A2ncia%20de,em%20regimes%20de%20alta%20energia.>> Citado na página 68.

HELERBROCK, R. *Modelo-Padrão da Física*

de Partículas. [s.d.]. Último acesso em 5 de Março de 2024. Disponível em: <<https://www.preparaenem.com/fisica/modelo-padrao-fisica-particulas.htm>>. Citado 3 vezes nas páginas 67, 68 e 70.

HOSTI, B. P. *Entendendo o Modelo Padrão e as partículas fundamentais*. 2021. Último acesso em 17 de Março de 2024. Disponível em: <<https://www.espacotempo.com.br/modelo-padrao-particulas-fundamentais/>>. Citado na página 68.

ILLERIS, K. *Teorias Contemporâneas da Aprendizagem*. 1. ed. Porto Alegre: Penso, 2013. Citado na página 70.

LIMA, A. L. L. *Modelos atômicos*. [s.d.]. Último acesso em 13 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/fisica/modelos-atomicos.htm>>. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 33.

LORENA, S. *Ampola de Crookes*. [s.d.]. Último acesso em 06 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.infoescola.com/fisica/ampola-de-crookes/>>. Citado na página 18.

MADJAROF, R. *Demócrito de Abdera – Teorias*. 1997. Último acesso em 03 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://mundodosfilosofos.com.br/teorias-de-democrito-de-abdera>>. Citado na página 11.

MENEZES, P. *Filósofos Pré-Socráticos*. [s.d.]. Último acesso em 05 de Junho de 2024. Disponível em: <<https://www.todamateria.com.br/filosofos-pre-socraticos/>>. Citado na página 11.

MENEZES, V. M. S.; MACHADO, S. M. F.; SILVA, E. L. da. Perfil conceitual a respeito da concepção atomística dos estados físicos da matéria de um grupo de alunos da educação de jovens e adultos “eja”. *Revista de Ensino de Ciências e Matemática*, v. 11, p. 223–242, 2020. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:211929604>>. Citado na página 13.

MIRANDA, A. G. de. *Curso de Teoria Atômica e Propriedades Periódicas de Química para Engenharia de Materiais*. 2020. Último acesso em 13 de Janeiro de 2024. Disponível em: <https://www.google.com/url?sa=i&url=https%3A%2F%2Favauea.uea.edu.br%2Fpluginfile.php%2F217143%2Fmod_label%2Fintro%2FAulas%2520-%2520slides%2520-%2520Unidade%25202%2520%25281%2529.pdf&psig=AOvVaw1ENK92Yab0wGmSRFZX-6N7&ust=1705209426194000&source=images&cd=vfe&opi=89978449&ved=0CBIQjRxqFwoTCMDB7LzP2YMDFQAAAAAdAAAAABAD>. Citado na página 34.

MUNIZ, S. R. *Noções gerais de física atômica e ligações químicas*. [s.d.]. Último acesso em 07 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://edisciplinas.usp.br/course/view.php?id=2997§ion=6#tabs-tree-start>>. Citado 3 vezes nas páginas 20, 22 e 23.

- NETO, J. G. *Modelo atômico de Dalton*. [s.d.]. Último acesso em 05 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.infoescola.com/quimica/modelo-atomico-de-dalton/>>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- NEVES, D. et al. Uma proposta de baixo custo para experimentos com raios catódicos. *Caderno Brasileiro de Ensino de Física*, v. 36, p. 256–286, 05 2019. Citado na página 19.
- NOVAIS, S. A. *Prótons*. [s.d.]. Último acesso em 5 de Março de 2024. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/quimica/protons.htm>>. Citado na página 66.
- OLIVEIRA, A. de. *O mundo é feito de átomos*. [s.d.]. Último acesso em 06 de Junho de 2024. Disponível em: <<https://cienciahoje.org.br/coluna/o-mundo-e-feito-de-atomos/>>. Citado na página 71.
- PALLONE, J. A. R. E. M. J. A. *estrutura atômica e ligações*. [s.d.]. Último acesso em 10 de Janeiro de 2024. Disponível em: <https://www.google.com/url?sa=i&url=https%3A%2F%2Fedisciplinas.usp.br%2Fmod%2Fresource%2Fview.php%3Fid%3D4587203&psig=AOvVaw2KqJcJkEvVI_6wNWRyHeZT&ust=1704971546940000&source=images&cd=vfe&opi=89978449&ved=0CBIQjRxqFwoTCPIy_uje0oMDFQAAAAAdAAAAABBB>. Citado na página 33.
- PEREIRA, A. *Vida e Obra de Paracelso*. 2015. Último acesso em 04 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.monomaniacos.com.br/historia/vida-obra-paracelso/?amp=1>>. Citado na página 14.
- PIRES, A. S. T.; CARVALHO, R. P. de. *Por dentro do átomo: física de partículas para leigos*. 1. ed. São Paulo: Livraria de Física, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 11, 17 e 69.
- PLANAS, O. *Modelo atômico de Schrödinger, o modelo atual do átomo*. 2021. Último acesso em 9 de Março de 2024. Disponível em: <<https://pt.energia-nuclear.net/atomo/modelos-atomicos/schrodinger>>. Citado na página 70.
- PORFÍRIO, F. *Empédocles*. [s.d.]. Último acesso em 03 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/filosofia/empedocles.htm>>. Citado na página 12.
- PORFÍRIO, F. *Leucipo e Demócrito*. [s.d.]. Último acesso em 05 de Junho de 2024. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/filosofia/democrito-e-leucipo.htm#:~:text=Leucipo%20nasceu%20em%20500%20a.C.,fundado%20a%20Escola%20de%20Abdera.>> Citado na página 11.
- PORFÍRIO, F. *Platão*. [s.d.]. Último acesso em 03 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/filosofia/platao.htm>>. Citado na página 12.
- RESENDE, M.; MACIEL, M. Utilização do software geogebra no ensino de física quântica. *e-Boletim da Física*, v. 11, 04 2023. Citado na página 41.
- SANTORO, F. *A arte na educação a partir de Aristóteles*. 2012. Último acesso em 03 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://revistaeducacao.com.br/2012/12/03/a-arte-na-educacao-a-partir-de-aristoteles/>>. Citado na página 12.
- SANTOS, E. M. *Modelo atômico de Bohr*. 2022. Último acesso em 12 de Fevereiro de 2024. Disponível em: <https://edisciplinas.usp.br/pluginfile.php/7070921/mod_resource/content/2/aula_17_FQ_2022-05-26.pdf>. Citado 5 vezes nas páginas 34, 35, 36, 39 e 44.

SANTOS, E. M. *Modelo atômico de J. J. Thomson*. 2022. Último acesso em 11 de Fevereiro de 2024. Disponível em: <https://edisciplinas.usp.br/pluginfile.php/7065167/mod_resource/content/2/aula_15_FQ_2022-05-20.pdf>. Citado 4 vezes nas páginas 24, 27, 30 e 32.

SANTOS, M. A. da S. *Breve história da descoberta do nêutron*. [s.d.]. Último acesso em 5 de Março de 2024. Disponível em: <[SELLA, A. *Crooke's Tube*. 2015. Último acesso em 08 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://www.chemistryworld.com/opinion/crookes-tube/8381.article>>. Citado na página 19.](https://brasilecola.uol.com.br/fisica/breve-historia-descoberta-neutron.htm#:~:text=A%20descoberta%20do%20n%C3%AAutron%20aconteceu,comprovou%20a%20exist%C3%Aancia%20do%20n%C3%AAutron.> > Citado na página 66.</p></div><div data-bbox=)

SIDLEY, S. *The most important scientific gathering in history*. 2019. Último acesso em 5 de Março de 2024. Disponível em: <<https://www.linkedin.com/pulse/most-important-scientific-gathering-history-steven-sidley>>. Citado na página 66.

SILVA, P. A. L. S. da. *Moseley e a Tabela Periódica Atual*. [s.d.]. Último acesso em 9 de Março de 2024. Disponível em: <<https://www.infoescola.com/quimica/moseley-e-a-tabela-periodica-atual/>>. Citado na página 45.

SINHA, D.; AMARATUNGA, G. The noether current in maxwell's equations and radiation under symmetry breaking. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 376, n. 2134, p. 20170452, 2018. Disponível em: <<https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rsta.2017.0452>>. Citado na página 34.

SOUZA, L. A. de. *Ernest Rutherford*. [s.d.]. Último acesso em 09 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/quimica/ernest-rutherford.htm>>. Citado na página 27.

SOUZA, L. A. de. *William Crookes: o espírito da ciência*. [s.d.]. Último acesso em 06 de Janeiro de 2024. Disponível em: <<https://brasilecola.uol.com.br/quimica/william-crookes-espírito-ciência.htm>>. Citado na página 18.

TAYLOR, J. R. *Mecânica Clássica*. 1. ed. São Paulo: Bookman, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 45.

VELASQUEZ-TORIBIO, A. M. O modelo atômico de bohr e o início da mecânica quântica. *CADERNOS DE ASTRONOMIA*, v. 3, p. 65–83, 2022. Disponível em: <<https://periodicos.ufes.br/astrofísica/article/download/35812/24704/118726>>. Citado na página 53.