

Universidade de **S**ão **P**aulo
Instituto de **F**ísica de **S**ão **C**arlos
Escola de **F**ísica **C**ontemporânea

**Roteiros para Aulas Experimentais
de Física Moderna
(Estrutura da Matéria)**

São Carlos

2015

Impressa e encadernada no setor gráfico do IFSC/USP

Tiragem: 45 exemplares – Julho de 2015

© 2015 IFSC/USP

Todos os direitos reservados ao Instituto de Física de São Carlos

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC

Universidade de São Paulo. Instituto de Física de São Carlos. Escola de Física Contemporânea.

Roteiro para aulas experimentais de Física Moderna / compilado por Fernando F. Paiva e Sérgio R. Muniz. São Carlos: Instituto de Física de São Carlos, 2015.

95p.

ISBN

1. Física. 2. Laboratório de Física Moderna. 3. Escola de Física Contemporânea.

CDD 530

SUMÁRIO

PREFÁCIO	5
LABORATÓRIO DE FÍSICA MODERNA.....	7
EFEITO HALL	9
I - Introdução	9
II - Objetivos	9
III - Fundamentos Teóricos	9
IV - Parte Experimental	11
IV.1 - Materiais utilizados	11
IV.2 - Procedimento experimental.....	11
IV.2.a - Calibração do campo magnético.....	12
IV.2.b - Medidas de tensão Hall.....	13
V - Questionário	16
VI - Bibliografia	16
DETERMINAÇÃO DA RELAÇÃO E/M DO ELÉTRON	17
I - Introdução	17
II - Objetivos	17
III - Fundamentos Teóricos	18
IV - Parte Experimental	20
IV.1 - Materiais utilizados	20
IV.2 - Procedimento experimental.....	20
IV.2.a - Obtenção da razão e/m.....	22
IV.2.b - Determinação do campo magnético terrestre	22
V - Questionário	23
VI - Bibliografia	23
ESPECTROSCOPIA COM REDE DE DIFRAÇÃO EM GASES ELEMENTARES.....	25
I - Introdução	25
II - Objetivos	25
III - Fundamentos Teóricos	25
III.1 - Modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio.....	26
IV - Parte Experimental	28
IV.1 - Materiais utilizados	28
IV.2 - Procedimento	29
IV.2.a - Ajuste e orientação da rede de difração.....	29
IV.2.b - Rede de transmissão	29
IV.2.c - Determinação dos comprimentos de onda.....	30
IV.2.d - Espectro de emissão de gases elementares	31
IV.2.e - Lâmpada de hidrogênio.....	31
IV.2.f - Lâmpada de hélio.....	31
V - Questionário	31
VI - Bibliografia	32
VII - Apêndice.....	32
VII.1 - Leitura do goniômetro.....	32

EFEITO TERMIONICO	35
I - Introdução.....	35
II - Objetivos.....	36
III - Fundamentos Teóricos.....	36
IV - Parte Experimental.....	38
IV.1 - Materiais utilizados	38
IV.2 - Procedimento experimental	38
IV.2.a - Cálculo da função trabalho de um metal	40
IV.2.b - Efeito de carga espacial e determinação da razão e/m	40
V - Questionário.....	41
VI - Bibliografia	41
EXPERIMENTO DE MILLIKAN	43
I - Introdução.....	43
II - Objetivos.....	44
III - Fundamentos Teóricos.....	44
IV - Parte Experimental.....	46
IV.1 - Materiais utilizados	46
IV.2 - Procedimento experimental	46
V - Questionário.....	50
VI - Bibliografia	51
VII - Apêndice	51
VII.1 - Viscosidade do ar em função da temperatura	51
DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS	53
I - Introdução.....	53
II - Objetivos.....	54
III - Fundamentos Teóricos.....	55
III.1 - Relação de de Broglie	55
III.2 - Interferência	57
IV - Parte Experimental.....	59
IV.1 - Materiais utilizados	59
IV.2 - Procedimento experimental	59
IV.2.a - Comparar comprimentos de onda	60
IV.2.b - Determinação da constante de Planck	60
IV.2.c - Distância interplanar	60
V - Questionário.....	61
VI - Bibliografia	61
INTERFERÔMETRO DE MICHELSON-MORLEY	63
I - Introdução.....	63
II - Objetivos.....	64
III - Fundamentos Teóricos.....	64
IV - Parte Experimental.....	66
IV.1 - Procedimento.....	66
IV.1.a - Coeficiente (K) de proporcionalidade entre o deslocamento do espelho e o deslocamento acoplado do micrômetro.....	66
IV.1.b - Comprimento de onda de uma luz monocromática	67
IV.1.c - Separação energética entre os dubletos do sódio.....	68

V - Questionário	69
VI - Bibliografia	70
DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DA LUZ	71
I - Introdução	71
II - Objetivos	71
III - Parte Experimental.....	71
III.1 - Materiais utilizados	71
III.2 - Procedimento experimental	72
IV - Questionário	75
V - Referências.....	76
DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE PLANCK	77
I - Introdução	77
II - Objetivos	78
III - Fundamentos Teóricos	78
IV - Parte Experimental	80
IV.1 - Materiais utilizados	80
IV.2 - Procedimento experimental.....	80
IV.2.a - Determinando $V_{\min}$ a partir da curva I vs V dos LEDs.....	80
IV.2.b - Estimando a frequência de emissão dos LEDs.....	82
IV.2.c - Estimando a constante de Planck	83
IV.2.d - Opcional	84
V - Questionário	84
VI - Bibliografia	84
VII - Apêndice.....	84
VII.1 - Difração da luz e medida do comprimento de onda	84
RADIAÇÃO DE CORPO NEGRO	87
I - Introdução	87
II - Objetivos	89
III - Fundamentos Teóricos	89
IV - Parte Experimental	91
IV.1 - Materiais utilizados	91
IV.2 - Procedimento experimental.....	91
IV.2.a - Verificação da Lei de Stefan-Boltzmann	91
IV.2.b - Espectro de corpo negro (opcional)	92
V - Questionário	93
VI - Bibliografia	93
VII - Apêndice.....	93
VII.1 - O detector de radiação térmica: a pilha termoelétrica de Moll	93

PREFÁCIO

A Escola de Física Contemporânea (EFC), originalmente chamada de Escola Avançada de Física, é uma atividade de extensão que ocorre anualmente no Instituto de Física de São Carlos (IFSC) da Universidade de São Paulo (USP) e tem como objetivo possibilitar que alunos talentosos do Ensino Médio conheçam como é feita a ciência, entrando em contato com alguns dos principais grupos de pesquisa do país, além de compreender sua importância, bem como da tecnologia, na geração de conhecimento e riquezas no país. Além disso, procura-se chamar a atenção do aluno para o empreendedorismo, reforçando as importantes contribuições que o profissional da área da Física pode dar quando se envolve com pesquisas associadas ao setor industrial, sejam elas dentro ou fora do ambiente acadêmico. A programação inclui aulas expositivas e experimentais abordando tópicos de Física Clássica e Física Moderna, palestras sobre temas atuais de Física, visitas monitoradas às oficinas e aos laboratórios de ensino e pesquisa do IFSC.

A presente apostila contém os roteiros utilizados pelos alunos da EFC durante a realização das aulas práticas. As práticas selecionadas fazem parte de um conjunto maior de experimentos disponíveis no Laboratório de Ensino de Física do IFSC e, desta forma, o presente trabalho é apenas a mais recente contribuição de uma série de esforços de muitos colegas do IFSC ao longo dos anos, que trabalharam no desenvolvimento das práticas e das versões originais das apostilas. Isso sem mencionar todos aqueles que participaram ativamente da organização das EFCs anteriores, contribuindo significativamente para a evolução da mesma para o formato atual. Obviamente, identificar e listar todas as contribuições de cada um deles é uma tarefa inevitavelmente incompleta.

A contribuição dos monitores que participaram das EFCs anteriores foi fundamental para o aprimoramento e adequação das práticas para o formato adotado atualmente na Escola. Em particular, essa versão mais recente da apostila contou com contribuições significativas dos monitores que atuarão na EFC 2015: Elton Tadeu Montrazzi, Jéssica Dipold, Krissia de Zawadzki, Millena Logrado dos Santos, Raul Ribeiro Prado e Vinicius Henrique Aurichio. Além disso, ao longo dos anos, a EFC sempre contou com o apoio incondicional do corpo técnico do



Escola de Física Contemporânea

Instituto de Física de São Carlos – Universidade de São Paulo

Laboratório de Ensino do IFSC/USP e, portanto, é importante reconhecer o esforço de Amauri Gentil, Antenor Fabbri Petrilli Filho, Carlos Nazareth Gonçalves, Cláudio Boense Bretas, Daniele Santini Jacinto, Ércio Santoni, Jae Antonio de Castro Filho, Marcos José Semenzato e Salvador Ferro. Vale ainda agradecer o Educador Herbert Alexandre João e a biblioteca do IFSC, sempre parceiros da Escola de Física Contemporânea, além dos colegas Frederico B. de Brito, Rodrigo G. Pereira e Sérgio R. Muniz, co-organizadores do evento em 2015.

Fernando F. Paiva

São Carlos, Julho de 2015



Escola de Física Contemporânea

Instituto de Física de São Carlos – Universidade de São Paulo

Laboratório de Física Moderna

EFEITO HALL

Monitor Responsável: Elton Tadeu Montrazi

I - Introdução

Chama-se efeito Hall o aparecimento de um campo elétrico induzido $\vec{E}_H$, transversal à direção de propagação de uma corrente elétrica, I , em um material imerso num campo magnético $\vec{B}$, transversal à direção de propagação da corrente. Esse campo elétrico, que é simultaneamente perpendicularmente às direções de $\vec{B}$ e I , tem como finalidade restabelecer o equilíbrio eletrostático sobre os portadores de carga (que formam a corrente elétrica).

II - Objetivos

O objetivo da prática é realizar medidas da tensão Hall em dois materiais diferentes e procurar determinar o tipo de portador de carga desses materiais.

III - Fundamentos Teóricos

Uma carga puntiforme q em movimento com a velocidade $\vec{v}$ numa região do espaço que contém um campo magnético $\vec{B}$ sofre a ação da força de Lorentz:

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad [1]$$

Supondo uma carga positiva q movendo-se na direção do eixo $\hat{x}$ com velocidade v_x e mergulhada em um campo magnético de indução B na direção positiva do eixo $\hat{y}$, esta estará sujeita a força magnética:

$$\vec{F}_m = qv_x B_y \hat{z} \quad [2]$$

como ilustrado na figura 1a.

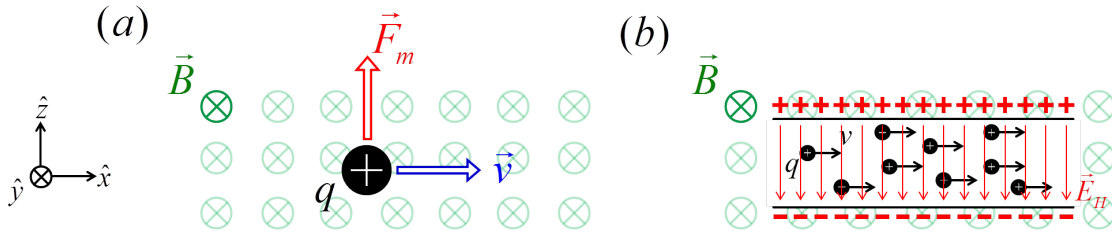


Figura 1: (a) Uma carga em movimento em uma região com campo magnético sofre a ação da força magnética. (b) Devido ao acúmulo de cargas na face superior e inferior de um condutor mergulhado num campo magnético, surge um campo elétrico. Esse fenômeno é conhecido como efeito Hall.

Supondo agora um material condutor percorrido por uma corrente I na direção positiva do eixo $\hat{x}$ e mergulhado num campo magnético com indução B na direção positiva do eixo $\hat{y}$. Devido à força magnética, haverá um deslocamento dos portadores de carga para a face superior, deixando-a carregada positivamente (figura 1b). Esta separação de cargas opostas dá origem a uma diferença de potencial (ddp) V_H , como resultado de um campo elétrico $\vec{E}_H$ que surge entre as cargas. O surgimento do campo elétrico é chamado efeito hall, sendo a ddp V_H conhecida como tensão Hall.

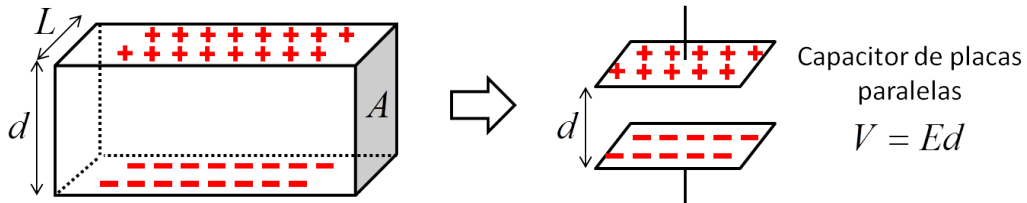


Figura 2: Um condutor com seção transversal quadrada sofrendo o efeito Hall pode ser considerado como um capacitor de placas paralelas.

Considerando um condutor com seção reta $A = dL$ (figura 2), este vai se comportar como um capacitor de placas paralelas e a força elétrica gerada pelo campo elétrico Hall será:

$$\vec{F}_e = q\vec{E}_H = \frac{qV_H}{d}\hat{z} \quad [3]$$

Lembrando da definição de corrente elétrica $I = nqvA$ (onde n é a densidade de portadores de carga), a força magnética será:

$$\vec{F}_m = qvB = \frac{IB}{nA}\hat{z} \quad [4]$$

Em equilíbrio eletrostático, na direção $\hat{z}$ essas forças são iguais:

$$\vec{F}_m = \vec{F}_e \quad [5]$$

Substituindo as equações 3 e 4 em 5, é possível determinar a tensão Hall V_H

$$V_H = \frac{IB}{nqL} \quad [6]$$

e definir o chamado coeficiente Hall, R_H , que dá a resposta do material quando exposto a campos externos

$$R_H \equiv \frac{1}{nq} \quad [7]$$

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- Sonda Hall
- Eletroímã
- Fonte para eletroímã
- Multímetro
- Amperímetro alicate
- Circuito impresso com placa de zinco (PHYWE 11804.01)
- Circuito impresso com placa de cobre (PHYWE 11803.00)
- Fonte para placas de cobre/zinco
- Voltímetro

IV.2 - Procedimento experimental

Existem placas com lâminas de metais, de geometrias caracterizadas, com conexões e terminais apropriados para aplicar e medir voltagens para observar o efeito Hall. O seu grupo deverá realizar medidas da tensão Hall em dois materiais diferentes, que lhe serão fornecidos no laboratório. A partir dessas medidas, procure determinar o tipo de portador de carga desses materiais.

IV.2.a - Calibração do campo magnético

Antes de realizar as medidas de voltagem Hall é necessário levantar uma curva de calibração do eletroímã que gera o campo $\vec{B}$, isto é, obter uma curva de campo magnético contra a corrente alimentada no eletroímã.

➤ Ligar a sonda Hall no botão POWER (sonda 1917) com a ponteira dentro do calibrador como na figura 3a.

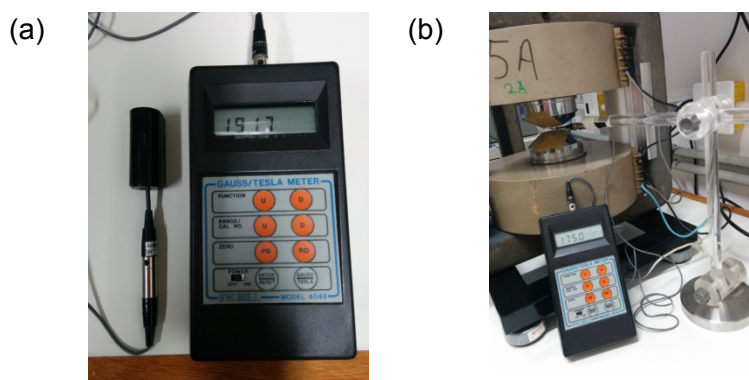


Figura 3: (a) Sonda Hall. (b) Montagem para utilização da sonda Hall para obtenção da curva de calibração do campo magnético do eletroímã.

➤ Aperte ENTER/RESET e em seguida PB para calibrar a sonda Hall.

➤ Fixar a ponta da sonda Hall com fita no suporte e colocá-la centralizada no eletroímã como na figura 3b.



Figura 4: Montagem para medida da corrente da fonte do eletroímã utilizando um voltímetro.

➤ Coloque o multímetro para medir a corrente da fonte do eletroímã como na figura 4.

➤ Varie a corrente no eletroímã, I_{ce} , de 0 até 5A medindo o campo fornecido pela sonda Hall, B , num total de 10 medidas. Faça um gráfico de I_{ce} contra B e use o

coeficiente angular do gráfico para determinar a relação entre corrente e o campo eletroímã.

➤ Descubra a direção e sentido do campo magnético no eletroímã com a ajuda de uma bússola.

Observação: observe com cuidado a direção e sentido do campo magnético. Essa é uma informação importante para definir se o coeficiente Hall é positivo ou negativo.

IV.2.b - Medidas de tensão Hall

O efeito Hall será observado em dois materiais diferentes, cobre (Cu) e zinco (Zn). As placas desses materiais estão fixadas em circuitos impressos (figura 5).

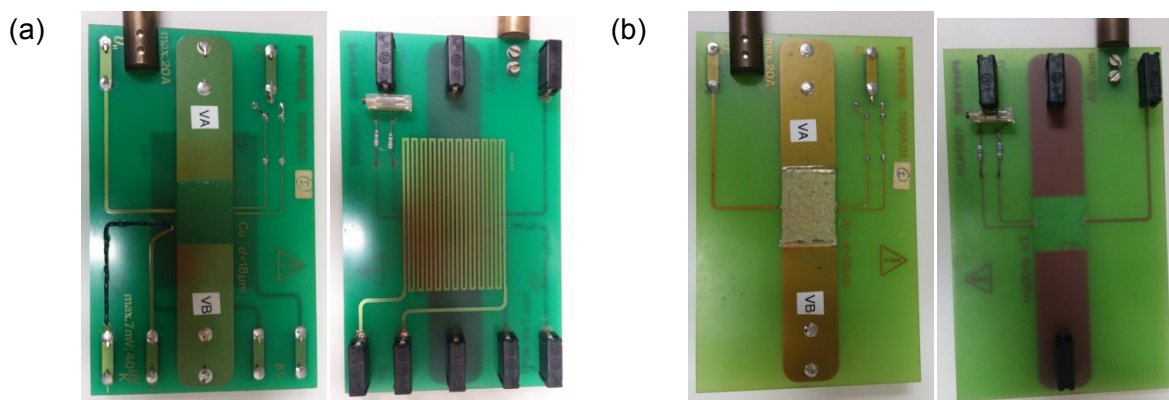


Figura 5: Circuitos impressos com entradas para corrente e medida da tensão Hall. (a) Placa de cobre. (b) Placa de zinco.

➤ Escolha uma das placas e prenda no suporte de forma que a placa de Cu ou Zn fique centralizada no eletroímã como na figura 6.

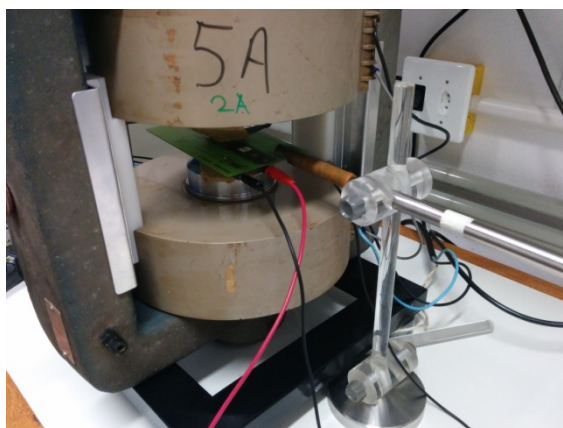


Figura 6: Placa de Cu ou Zn centralizada no eletroímã.

➤ Ligue os cabos da fonte de alimentação nos conectores V_A e V_B do circuito impresso. A corrente na placa de cobre ou zinco será medida através de um alicate amperímetro (figura 7).

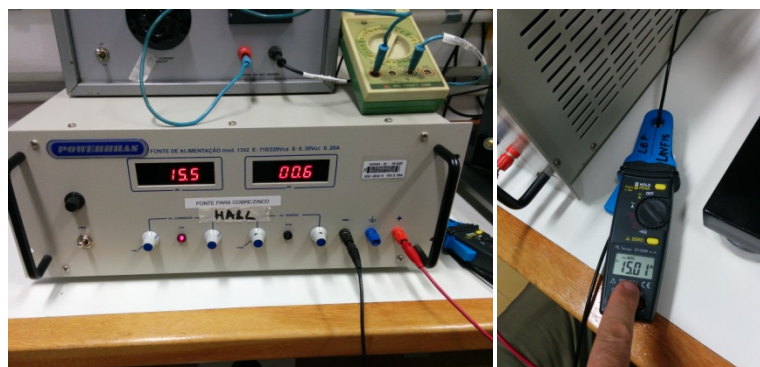


Figura 7: Fonte de alimentação para as placas de cobre/zinco e alicate amperímetro.

Observação: observe com cuidado a direção e sentido da corrente elétrica na placa de cobre ou zinco. Essa é uma informação importante para definir se o coeficiente Hall é positivo ou negativo.

➤ Ligue os cabos do voltímetro (figura 8) nos conectores V_C e V_D para medir a tensão Hall, V_H .

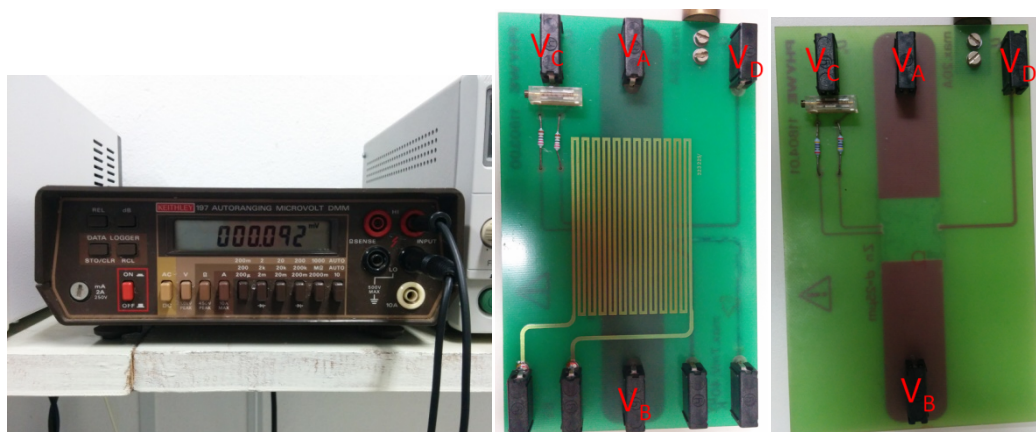


Figura 8: Voltímetro para medida da tensão Hall e as placas com destaque para os conectores V_C e V_D onde será conectado o voltímetro.

Observação: observe com atenção a polaridade da tensão medida no voltímetro, o lado que os conectores V_C e V_D estão em relação ao campo magnético e a corrente elétrica na placa. Essa é uma informação importante para definir se o coeficiente Hall é positivo ou negativo.

➤ Fixe a corrente em aproximadamente 15A nos conectores V_A - V_B . Varie a corrente no eletroímã de 0 a 5 A e meça a tensão Hall no voltímetro (10 pontos). Faça um gráfico de B contra V_H . Utilize o coeficiente de reta para determinar o coeficiente Hall na equação 6.

Observação: antes de ligar as fontes de tensão, peça para que o monitor verifique a montagem descrita, pois erros na montagem podem danificar os equipamentos utilizados. Cuidado com choques, 15A é uma corrente perigosa.

➤ Observe com cuidado a direção e sentido do campo magnético, da corrente na placa de zinco ou cobre e da tensão Hall. Todas essas informações são necessárias para definir se o coeficiente Hall é positivo ou negativo.

➤ Fixe a corrente no eletroímã em aproximadamente 4,5A. Varie a corrente nos conectores V_A - V_B de 0 a 15A e meça a tensão Hall no voltímetro (15 pontos). Faça um gráfico de I contra V_H . Utilize o coeficiente de reta para determinar o coeficiente Hall na equação 6.

➤ Compare o coeficiente Hall determinado pela variação do campo magnético e pela variação da corrente na placa. Se os valores estão similares refaça o procedimento experimental para a outra placa.

V - Questionário

- Como é possível determinar o sinal da carga dos portadores?
- Saber a importância do tipo de portador é importante?
- Qual a aplicação prática do efeito Hall?

VI - Bibliografia

- A. Melissinos, “Experiments in Modern Physics”, Ed. Acad. Press (1966).
Biblioteca IFSC/USP, 539, M523e.
- Física – vol. 2, Alar Chaves, Biblioteca IFSC/USP.
- Adler, Smith, Longini, “Introduction to Semiconductor Physics”, Biblioteca IFSC/USP 530.41, M478s.

DETERMINAÇÃO DA RELAÇÃO E/M DO ELÉTRON

Monitor Responsável: Jessica Dipold

I - Introdução

Em 1800, os físicos acreditavam que os átomos eram constituídos a partir de uma unidade mais fundamental: o átomo de Hidrogênio, que era o menor átomo conhecido na época. Porém, no ano de 1897, Joseph John Thomson, um físico britânico, descobriu a existência de cargas negativas, 2000 vezes mais leves que o átomo de Hidrogênio, através da observação de raios catódicos. Dessa forma, ele descobriu a existência do elétron, demonstrando que ela era uma partícula com carga e massa bem definidas.

Thomson determinou a razão massa/carga a partir de um feixe de raios catódicos. Para isso, ele mediu a deflexão causada pela aplicação de um campo elétrico e de um campo magnético e as comparou. Quando observou que todos os raios catódicos possuíam a mesma deflexão, concluiu que eram compostos pela mesma partícula de carga negativa. Este equipamento permite determinar a razão massa/carga de qualquer íon, e deu origem ao espectrômetro de massa.

A razão m/q é muito utilizada em eletrodinâmica de partículas carregadas. Em alguns casos o inverso da razão é adotado, e seu valor atual é de $q/m = 1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$. Esta razão será obtida durante a realização desta prática.

II - Objetivos

O objetivo desta prática é determinar a razão q/m do elétron experimentalmente. Além disso, espera-se verificar a dependência da trajetória de um feixe de elétrons sob variados potenciais de aceleração e campo magnético e determinar a intensidade do campo magnético terrestre local.

III - Fundamentos Teóricos

Consideremos o movimento de uma partícula carregada q_0 sujeita a um campo magnético uniforme $\mathbf{B}$ (figura 1). A carga se move perpendicularmente a $\mathbf{B}$.

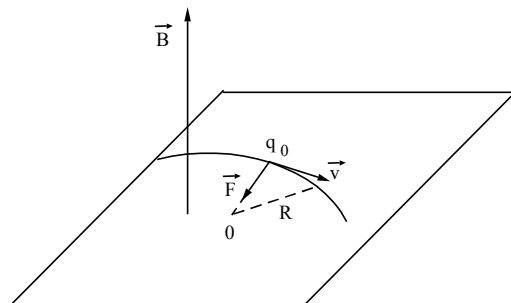


Figura 1: Carga q_0 se movendo perpendicularmente ao campo magnético $\mathbf{B}$ com velocidade $\mathbf{v}$.

A força atuando sobre esta carga é a Força de Lorentz, $\mathbf{F}$, dada na equação (1), e é perpendicular à velocidade $\mathbf{v}$ da partícula. Isso resulta em um movimento circularmente uniforme, de raio $\mathbf{R}$, conforme visto na figura 1.

$$F = q_0 v B \quad [1]$$

Durante o experimento, o campo magnético será aplicado através de duas bobinas paralelas, chamadas de bobinas de Helmholtz. Dependendo da posição em que essas bobinas estão, a trajetória criada pelo campo magnético produzido poderá ser helicoidal ou circular (figura 2).

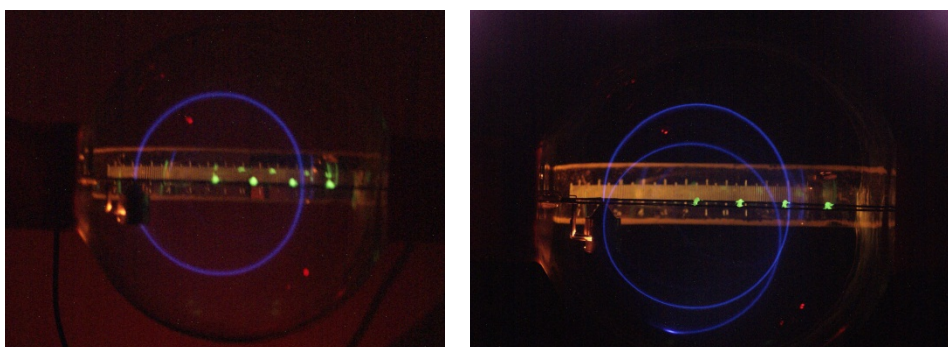


Figura 2: Feixe em trajetória circular e helicoidal, respectivamente.

Como a Força de Lorentz será uma força centrípeta em qualquer um dos casos, podemos escrevê-la da seguinte forma:

$$F = q_0 v B = \frac{m v^2}{R} \quad [2]$$

A velocidade da carga é gerada a partir de uma diferença de potencial **V**. Assim, ela pode ser calculada através da conservação de energia dada por:

$$q_0 V = \frac{m v^2}{2} \quad [3]$$

Substituindo a velocidade encontrada na Equação 3 na Equação 2, obtemos a fórmula para a razão e/m , onde $q_0=e$:

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{B^2 R^2} \quad [4]$$

Os valores **V** e **R** são obtidos diretamente da medida experimental. O campo magnético **B**, no entanto, deve ser calculado a partir da corrente **I** que passa pelas bobinas de Helmholtz. Estas bobinas são constituídas por **N** espiras e estão à distância **r**, igual ao seu raio, uma da outra.

Para uma única espira, o campo magnético é

$$B_1 = \mu_0 I \frac{r^2}{2(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad [5]$$

Onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, dada por $1.2566 \times 10^{-6} \text{ N/m}^2$. Como para as bobinas de Helmholtz $x = r/2$ e $B = 2NB_1$, no Sistema Internacional tem-se:

$$B = 0,716 \mu_0 I \frac{N}{r} \quad [6]$$

O número de espiras na bobina, **N**, pode ser encontrado no manual das bobinas na sala. Substituindo a Equação 6 na Equação 4, obtemos a fórmula final para a carga e/m ,

$$\frac{e}{m} = \frac{2V r^2}{(0.716 \mu_0 N I R)^2} \quad [7]$$

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- Tubo ou ampola de raios catódicos
- Suporte do tubo acoplado a um par de bobinas de Helmholtz
- Uma fonte de corrente contínua (DC) para acelerar o feixe de elétrons
- Uma fonte DC (15 V / 2A) para as bobinas
- Uma bússola
- Dois multímetros
- Fios para conexão, régua etc.

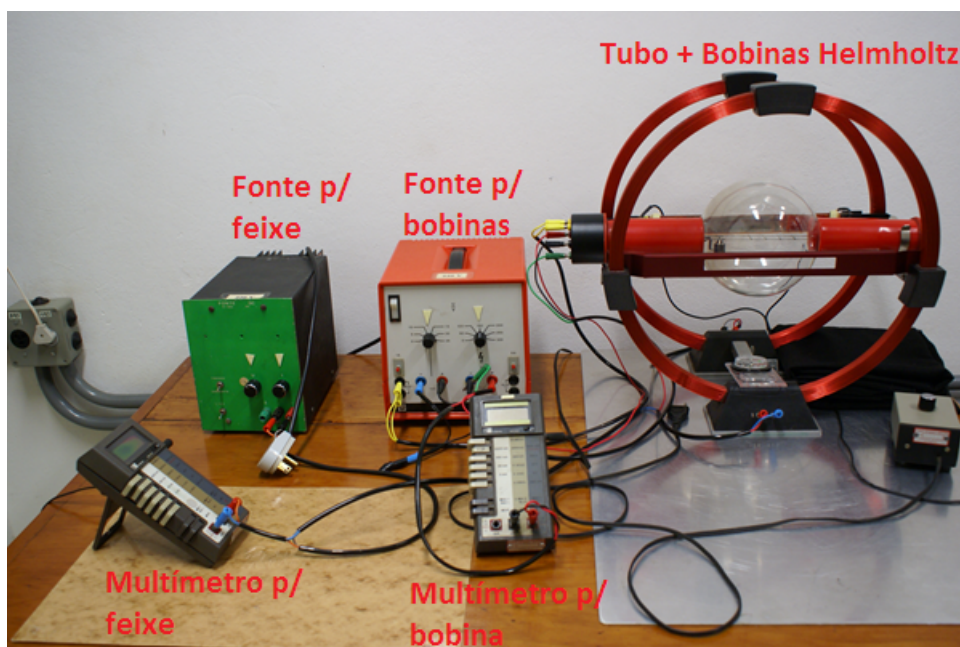


Figura 3: Materiais utilizados durante experimento.

IV.2 - Procedimento experimental

A montagem geral do experimento está exibida na Figura 3.

O primeiro passo é minimizar os efeitos do campo terrestre sobre o experimento. Para isso, **com as bobinas e demais equipamentos desligados**, as bobinas devem ser posicionadas para que seu campo fique perpendicular à direção da bússola.

É necessário verificar se os fios estão conectados de acordo com o desenho da Figura 4.

Observação: antes de ligar as fontes de tensão, peça para que o monitor verifique a montagem descrita, pois erros na montagem podem danificar os equipamentos utilizados.

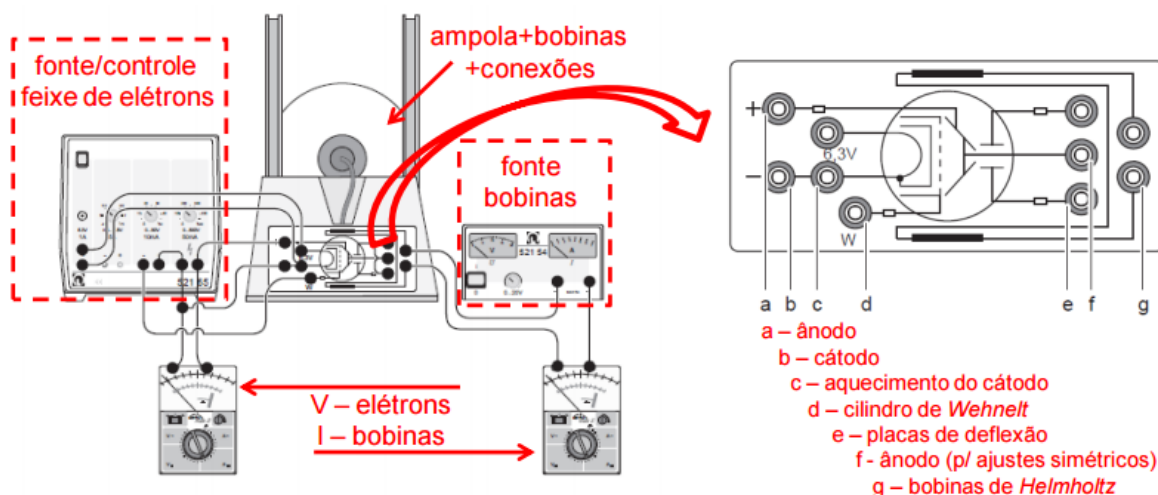


Figura 4: Mapa da ligação dos fios às fontes.

Antes de começar a fornecer eletricidade para o sistema, é necessário verificar se a leitura dos multímetros está nula. Após essa confirmação, aplique uma tensão de 6.3 V (~1 A) para alimentar o feixe de elétrons através da fonte de coloração verde. Coloque uma tensão de aceleração de elétrons entre 200-300 V.

Após aguardar alguns segundos para estabilização do feixe de elétrons, é possível começar a variar a tensão entre os polos positivo e negativo e aplicar corrente às bobinas de Helmholtz. Apagando a luz o feixe de elétrons se torna visível e pode ser defletido à medida que adicionamos corrente às bobinas. Controle a focalização do feixe eletrônico por meio da voltagem do cilindro de Wehnelt até conseguir um feixe bem definido.

Gire a ampola e observe a trajetória espiral do feixe de elétrons. Para determinar a razão e/m , o plano da trajetória do feixe de elétrons deve ser o mais paralelo possível às bobinas de Helmholtz.

Note que o raio R pode ser medido utilizando a própria escala do aparelho, de forma que os marcadores fiquem alinhados com a órbita eletrônica e a imagem deles no espelho posterior (figura 5). Faça a leitura evitando erro de paralaxe. A distância entre os marcadores dará, então, o diâmetro da órbita eletrônica.

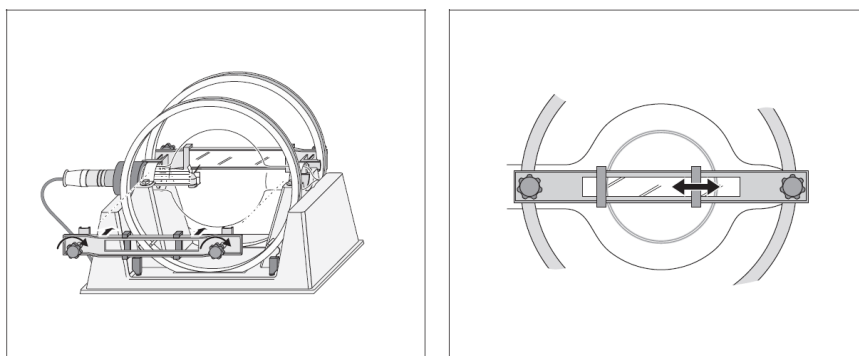


Figura 5: Tubo de e/m com o espelho e marcadores.

Com a montagem do experimento finalizado, podemos prosseguir à obtenção dos dados experimentais relevantes.

IV.2.a - Obtenção da razão e/m

As medidas serão realizadas obtendo-se alguns dos valores expostos na equação (7). Dois diferentes tipos de medida devem ser realizados:

➤ **Campo magnético constante:** Fixe a intensidade do campo magnético ($I \sim 1,5 \text{ A}$) e varie a diferença de potencial (ddp) até 300 V. Meça os diferentes raios das trajetórias dos elétrons para cada valor de V. A partir dos dados experimentais obtidos (pelo menos 10 pontos), fazer uma representação gráfica de V versus R^2 . Através do coeficiente angular da curva, obter e/m.

➤ **Energia constante:** Fixe uma energia para os elétrons ($V \sim 150 \text{ V}$, por exemplo), variando a corrente elétrica fornecida às bobinas de Helmholtz (**Atenção: não ultrapassar 3,5 A**). Meça os diferentes raios das trajetórias dos elétrons para cada valor de I. Através da representação gráfica de R^{-1} versus I, obter e/m.

➤ Compare os resultados obtidos.

IV.2.b - Determinação do campo magnético terrestre

Para determinar o campo magnético terrestre, iremos considerar sua influência máxima ao alinharmos as bobinas de Helmholtz de modo a somar ou subtrair a intensidade dos campos (da bobina e da Terra).

- Posicionar as bobinas de Helmholtz de forma paralela em relação ao campo terrestre utilizando a bússola. Realizar uma medida à energia ou campo constante para obter a razão e/m .
- Repetir o procedimento com posicionamento antiparalelo.
- Como e/m deveria ser constante, a variação do valor se deve a diferenças no campo resultante. Assim, $B_{\text{par}} = B_{\text{Helm}} + B_{\text{Terr}}$ e $B_{\text{a-par}} = B_{\text{Helm}} - B_{\text{Terr}}$.
- Através da manipulação das duas equações citadas acima e da Equação (4), é possível encontrar o valor do campo magnético terrestre.
- Compare o resultado com os valores médios no Brasil.

V - Questionário

- Por que os elétrons são emitidos do cátodo?
- Por que o campo magnético das bobinas deve estar alinhado perpendicularmente ao terrestre na determinação de e/m ?
- Por que o feixe segue uma trajetória espiral ao girarmos a ampola?
- Por que as bobinas devem ser posicionadas de forma paralela e antiparalela ao campo magnético terrestre para obter seu valor?

VI - Bibliografia

- NIST, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?esme>. Acessado em: 07/04/2015.
- P. Tipler, G. Mosca; Física para cientistas e engenheiros, volume 2.
- D. Halliday, R. Resnick, J. Walker; Fundamentos de Física, volume 3.
- Apostila de Laboratório Avançado de Física, http://www.ifsc.usp.br/~lavfis/images/BDAPostilas/Apem/Razaoem_1.pdf. Acessado em: 07/04/2015.

ESPECTROSCOPIA COM REDE DE DIFRAÇÃO EM GASES ELEMENTARES

Monitor Responsável: Jessica Dipold

I - Introdução

A dispersão da luz pode ser observada a partir de redes de difração. Uma rede de difração é um dispositivo composto de um número grande de fendas ou ranhuras estreitas, com dimensões comparáveis ao comprimento da luz em estudo, igualmente espaçadas sobre um substrato. A análise do padrão de interferência produzido por este dispositivo nos permite determinar o espectro da radiação emitido por uma fonte de luz. Nessa prática será utilizado um espectrômetro de rede de difração para o estudo das linhas espectrais dos átomos de Hidrogênio e Hélio.

II - Objetivos

Os objetivos dessa prática incluem a medida dos comprimentos de onda das raias espectrais do hidrogênio e do hélio além do cálculo da constante de Rydberg para o átomo de hidrogênio. Além disso, pretende-se identificar os níveis de energia para o átomo de hélio.

III - Fundamentos Teóricos

Um feixe de raios luminosos que incide perpendicularmente a uma rede de difração sofre mudança de direção ao passar pelas fendas. De acordo com o princípio de Huygens, estas fendas atuam como fontes luminosas secundárias. As frentes de onda assim geradas interferem destrutivamente, exceto ao longo da linha perpendicular ao plano da rede e em poucas direções que satisfaçam à seguinte condição:

$$m\lambda = d \sin(\theta) \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad [1]$$

onde d é a distância entre duas fendas consecutivas da rede e m designa a ordem do espectro.

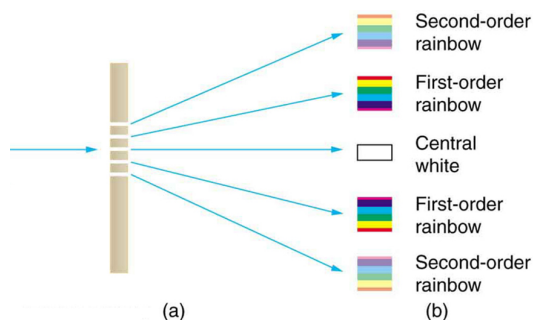


Figura 1: Luz branca passando por uma rede de difração.

A partir do número de fendas por unidade de comprimento, que normalmente é dado pelo fabricante da rede de difração, um cálculo simples permite obter o valor do espaçamento da rede. Então com a medida do ângulo θ no espectrômetro de rede, o correspondente comprimento de onda da linha espectral pode ser calculado com a equação [1].

III.1 - Modelo de Bohr para o átomo de hidrogênio

Os espectroscopistas do século XIX já tinham conhecimento de que átomos, quando “isolados” (gases monoatômicos), podiam emitir ou absorver luz em comprimentos de onda bem determinados. Cada tipo de átomo possuía um espectro característico. O espectro de emissão do átomo de Hidrogênio já era empiricamente conhecido, em particular a série de linhas espectrais no visível (série de Balmer). Porém, o eletromagnetismo clássico não era capaz de explicar o fato de átomos isolados emitirem linhas espectrais discretas com frequências bem determinadas e características de cada átomo, e nem a estabilidade do próprio átomo.

Em 1913, Niels Bohr propôs um modelo semiclássico para explicar o espectro de emissão do “mais simples dos átomos” – o átomo de Hidrogênio. Embora simples e parcialmente correta, a teoria de Bohr conduzia às mesmas condições que a solução “exata” da equação de Schrödinger para o átomo de hidrogênio (desprezando-se correções relativísticas). Sua teoria estava baseada nas seguintes ideias ou postulados:

➤ Em um átomo de hidrogênio, o elétron se move em uma órbita circular em torno do núcleo sob a ação de atração Coulombiana entre o elétron e o núcleo; obedecendo às leis da mecânica clássica.

➤ O elétron pode ocupar apenas certas órbitas especiais ao redor do núcleo. Estas órbitas especiais são determinadas impondo, como condição, que o momento angular L do elétron ao redor do núcleo só pode ter valores múltiplos inteiros da constante de Planck h dividida por 2π , isto é:

$$L = \left(\frac{h}{2\pi}\right) n \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad [2]$$

➤ Essas órbitas especiais são estacionárias, isto é, quando o elétron se move em uma dessas órbitas, apesar de estar constantemente acelerado, não emite radiação eletromagnética. Dessa forma, a energia, E , do átomo permanece constante.

➤ Quando um átomo faz uma transição de um estado estacionário para o outro, este emite ou absorve radiação cuja frequência ν é determinada pela relação de Einstein:

$$h\nu = E_i - E_f \quad [3]$$

A partir das quatro suposições acima, Bohr chegou à seguinte expressão para a energia de um estado estacionário do átomo de hidrogênio:

$$E = -hcR \frac{1}{n^2} \quad [4]$$

onde c é a velocidade da luz, h é a constante de Planck e R é a constante de Rydberg ($R=1.0974 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$). A energia de uma “linha espectral” ou de uma transição possível é dada pela expressão:

$$\Delta E_{if} = hcR \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad [5]$$

ou

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad [6]$$

De acordo com o modelo de Bohr, cada série de linhas do espectro de emissão do Hidrogênio surge ou constitui um subconjunto de transição nas quais o elétron

parte de estados iniciais até um particular estado final n_f , com $n_i > n_f$. Para a série de Balmer, $n_f = 2$ e $n_i = 3, 4, 5, \dots$. A figura 2 mostra o diagrama de níveis de energia do Hidrogênio com o número quântico n para cada nível e as diferentes séries respectivas.

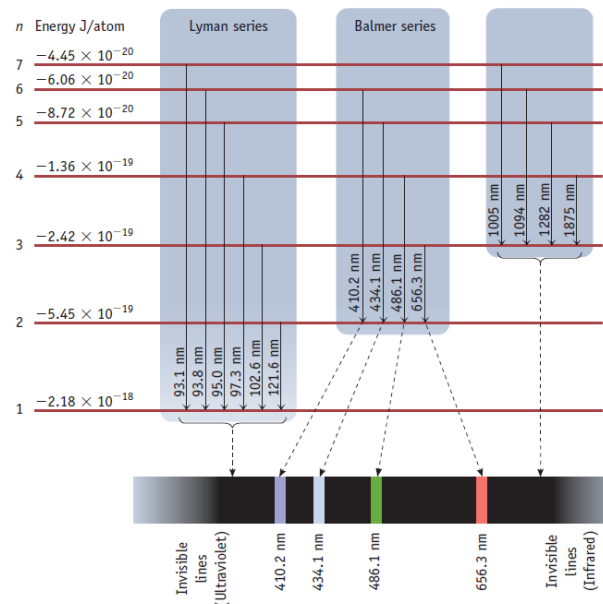


Figura 2: Diagrama de energias do hidrogênio.

Tabela 1. As Séries do átomo de Hidrogênio.

Nomes	Faixa de comprimentos de onda	Fórmulas
Lyman	Ultravioleta	$n_f = 1$ $n_i = 2, 3, 4, K$
Balmer	Ultravioleta próximo e visível	$n_f = 2$ $n_i = 3, 4, 5, K$
Paschen	Infravermelho	$n_f = 3$ $n_i = 4, 5, 6, K$
Brackett	Infravermelho	$n_f = 4$ $n_i = 5, 6, 7, K$
Pfund	Infravermelho	$n_f = 5$ $n_i = 6, 7, 8, K$

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- Espectrômetro
- Lâmpada espectral de sódio
- Lâmpada espectral de hidrogênio
- Lâmpada espectral de hélio.

- Rede de difração por transmissão
- Suporte e fontes apropriadas
- Lentes

IV.2 - Procedimento

Importante: o espectroscópio encontra-se ajustado e alinhado adequadamente, o alinhamento do sistema é bastante crítico, portanto, não modifique a posição ou a altura do laser ou do espectroscópio. Em caso de dúvida, fale com o monitor.

IV.2.a - Ajuste e orientação da rede de difração

➤ A rede deve ser montada na mesa goniométrica do espectroscópio. Deve-se verificar que a superfície “ranhurada” da rede de difração seja coincidente com o centro da mesa goniométrica.

Atenção: Deve-se tomar muito cuidado em manipular a rede. Nunca a toque com os dedos, já que pode ocorrer uma danificação permanente e ficaria inutilizado para uma experiência futura.

IV.2.b - Rede de transmissão

➤ Adicione a rede de transmissão no centro do espectroscópio. O telescópio deve estar posicionado conforme a figura 3 para observar as linhas espectrais.

➤ Posicione o feixe do laser de He-Ne incidindo sobre a fenda de entrada. Estreite a fenda até conseguir observar um padrão de interferência nas paredes da sala.

➤ Mova o telescópio até a posição do máximo central, e anote o valor do ângulo observado através do goniômetro.

➤ Gire o telescópio até encontrar a primeira linha espectral à direita do máximo central. Anote o valor do ângulo.

➤ Repita o item anterior para a esquerda do máximo central. Caso a variação angular seja aproximadamente a mesma nos dois casos, é possível prosseguir. Caso contrário, é necessário reposicionar a rede de difração e refazer a medida até os ângulos se tornarem próximos.

➤ Substitua o laser por uma lâmpada com o espectro bem conhecido, como sódio ou Hélio.

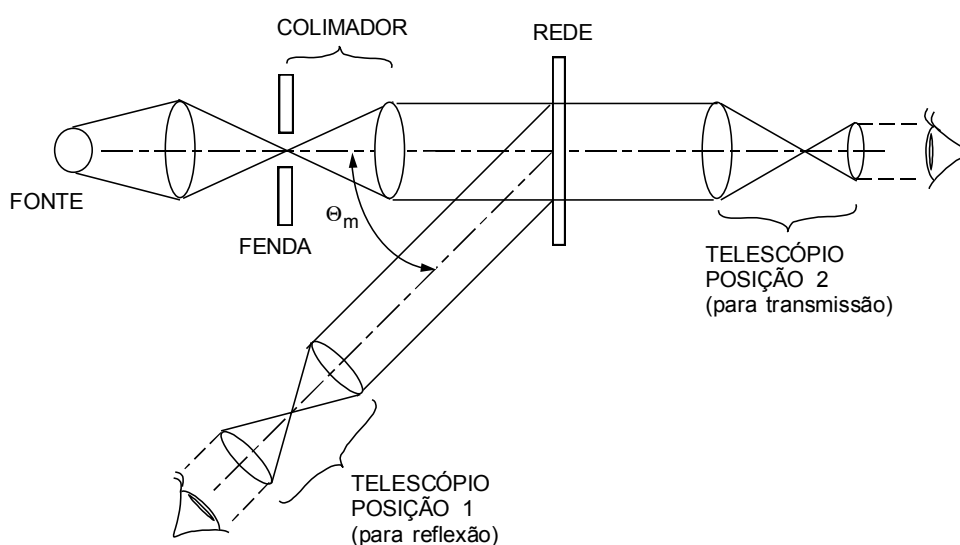


Figura 3: Medidas com a rede de transmissão e de reflexão.

IV.2.c - Determinação dos comprimentos de onda

Uma vez que são conhecidos os parâmetros de rede da grade de difração e são medidos os ângulos correspondentes às linhas espectrais da fonte em estudo podemos determinar os comprimentos de onda das linhas espectrais em estudo a partir da equação 1.

Quando a rede permitir a observação de uma linha em mais de uma ordem de difração, a equação da rede nos permitirá escrever, independentemente do ângulo de incidência θ_i :

$$\sin \theta_{m+1} - \sin \theta_m = (m+1) \frac{\lambda}{a} - m \frac{\lambda}{a} = \frac{\lambda}{a} \quad [7]$$

IV.2.d - Espectro de emissão de gases elementares

Neste experimento utilizaremos o arranjo experimental da figura 2 para estudar a emissão de luz de lâmpadas espectrais de Hidrogênio e de Hélio. As lâmpadas de H e He emitem luz com frequências características de acordo com a configuração dos seus níveis de energia. Assim, o feixe de luz que emerge do colimador, ao incidir na rede de difração, terá suas linhas espectrais separadas permitindo a leitura a partir do telescópio e a determinação dos comprimentos de onda emitidos a partir das equações 1 e 6.

IV.2.e - Lâmpada de hidrogênio

➤ Usando uma lâmpada espectral de hidrogênio, observe e registre as posições angulares, $\theta_m(\lambda)$, de cada linha espectral em ambos os “lados” da difração de ordem zero (máximo central $m = 0$) e para todas as ordens possíveis.

➤ Meça os diversos comprimentos de onda das raias espectrais da série de Balmer. Tabele seus dados experimentais e valores calculados para os diversos comprimentos de onda.

➤ A partir de um gráfico conveniente, verifique o modelo de Bohr.

➤ Encontre o valor da constante de Rydberg (compare ao valor tabelado) e discuta os resultados.

IV.2.f - Lâmpada de hélio

➤ Repita os procedimentos anteriores para a lâmpada de Hélio.

V - Questionário

➤ De onde surgem as linhas espectrais dos átomos?

➤ O que define a quantidade de linhas espectrais que um átomo pode emitir?

➤ Quantas ordens de difração (na região visível) é possível observar com a rede de transmissão utilizada na sua experiência? Justifique.

➤ É possível observar as outras séries de linhas espectrais para a lâmpada de Hidrogênio (Paschen, Lyman, Brackett)?

- O que determina o número de ordem do espectro que pode ser observado?
- Pode-se observar as outras linhas (Paschen, Lyman, Bracket) para a lâmpada de hidrogênio? Explique.
- Como funciona uma lâmpada espectral?

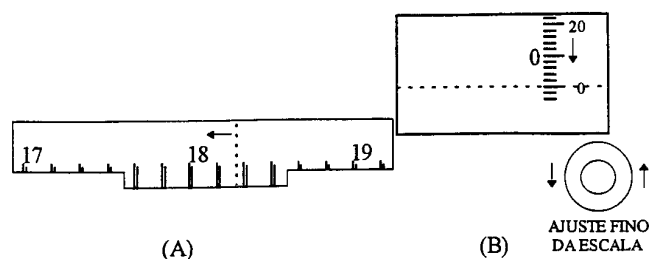
VI - Bibliografia

- OpenStax College. Introduction to Wave Optics, Connexions Web site. (<http://cnx.org/content/m42496/1.3/>), Jun 13.
- J. C. Kotz. Chemistry & Chemical Reactivity, Brooks/Cole, 2009.
- Melissinos, A. C., *Experiments in Modern Physics*, Academic Press, 1966.
- R. Eisberg e R. Resnick, *Física Quântica*, Editora Campos.
- R. B. Leighton, *Principles of Modern Physics*, McGraw-Hill, New York.
- Apostila do Laboratório de Física Avançado. <http://www.ifsc.usp.br/~lavfis/images/BDapostilas/ApEspectrRedeDif/espectro.pdf>.
Acessado em: 13/04/2015.

VII - Apêndice

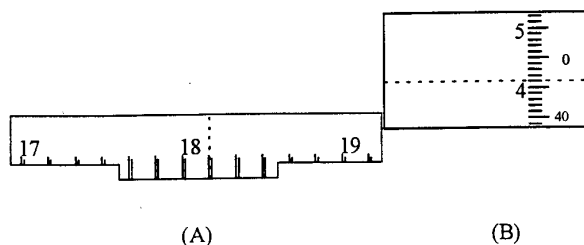
VII.1 - Leitura do goniômetro

Ao observar uma componente espectral da lâmpada você deve posicioná-la sobre o zero do retículo utilizando os botões (1) e (2). Feito isso você vai fazer a leitura da sua posição angular através do goniômetro. A figura abaixo exemplifica o que será visto pelo “MICROSCÓPIO PARA LEITURA DO ÂNGULO”.



Através do retículo (A) observamos que a linha espectral está a dezoito graus, dez minutos e “mais um pouco” da difração de ordem zero. Para obtermos quanto é este “mais um pouco” precisamos utilizar o “AJUSTE FINO DA ESCALA” girando-o

da forma indicada. A linha no retículo (A) irá se mover como indica a seta. Devemos parar com ela exatamente em cima da marca de dezoito graus e dez minutos. O retículo (B) estará marcando, então, a distância percorrida como mostra a figura a seguir.



Os números da esquerda do retículo (B) marcam quantos minutos passaram dos dez neste exemplo. Já os números da direita indicam quantos segundos. O que obtemos é quatro minutos e cinquenta e dois segundos. Portanto a linha espectral analisada está a dezoito graus, quatorze minutos e cinquenta e dois segundos da difração de ordem zero.

Este exemplo foi para uma leitura à esquerda da difração de ordem zero. À direita, o procedimento é o mesmo, mas subtraia o valor lido de 360 graus.

Importante: Após ter sido feita a leitura angular completa deve-se colocar o retículo (B) de volta à posição inicial – mostrado na primeira figura do apêndice – antes de passar para outra linha espectral.

EFEITO TERMIÔNICO

Monitor Responsável: Krissia de Zawadzki

I - Introdução

Efeito termiônico é o aumento do fluxo de elétrons que sai de um metal, devido ao aumento de temperatura. O fenômeno foi inicialmente descrito em 1873 por Frederick Guthrie na Inglaterra enquanto trabalhava em experimentos com objetos carregados. O mesmo efeito foi acidentalmente redescoberto por Thomas Edison em 1880, enquanto tentava descobrir a razão para a ruptura de filamentos da lâmpada incandescente. Edison construiu um bulbo com a superfície interior coberta com uma folha de metal e conectou a folha ao filamento da lâmpada com um galvanômetro. Quando foi dada à folha uma carga mais negativa do que a do filamento, nenhuma corrente fluiu entre a folha e o filamento porque a folha fria emitiu poucos elétrons. Entretanto, quando foi dada à folha uma carga mais positiva do que a do filamento, muitos elétrons emissores do filamento quente foram atraídos à mesma, fazendo com que a corrente fluísse. Este fluxo de sentido único da corrente foi chamado de efeito Edison. Edison não viu nenhum uso para este efeito, embora o patenteasse em 1883. O físico britânico John Ambrose Fleming, descobriu que o efeito poderia ser usado para detectar ondas de rádio. Fleming trabalhou no desenvolvimento de um tubo de vácuo de dois elementos, conhecido como diodo. Owen Willians Richardson trabalhou com emissão termiônica e recebeu o prêmio Nobel em 1928 em função de seu trabalho e da lei que leva seu nome, a lei de Richardson. O efeito termiônico encontra sua mais importante aplicação na construção de válvulas eletrônicas usadas amplamente em aparelhos de TV, rádio etc.

A mais simples das válvulas é chamada de diodo, e nada mais é do que uma adaptação da lâmpada com a qual Thomas Edison descobriu o efeito termiônico. O diodo consiste em um cilindro metálico que é aquecido por meio de um filamento

superior, no qual passa uma corrente elétrica. Este cilindro é envolvido por outro, também metálico, que constitui o anodo da válvula (eletrodo positivo). Aplicando-se uma diferença de potencial (ddp) entre os terminais do diodo, os elétrons são emitidos em virtude do efeito termiônico, pelo catodo aquecido, dirigindo-se para o anodo. Esse processo é capaz de transformar a corrente alternada CA em corrente contínua CC, em circuitos eletrônicos. O tubo de TV também utiliza o efeito termiônico para a formação de imagens, além da aplicação do eletromagnetismo.

II - Objetivos

O objetivo principal dessa prática é a determinação experimental da função trabalho de um metal através da observação do efeito termiônico. Objetivos secundários são discutir os efeitos de carga espacial e determinar a razão carga massa e/m comparando o valor obtido com o tabelado.

III - Fundamentos Teóricos

Metais, em geral, são conhecidos por sua boa capacidade de condução elétrica, uma característica devida à ligação fraca entre os elétrons (quase livres) aos seus respectivos átomos. Para que um elétron seja removido da superfície metálica há um custo energético mínimo, o que é quantificado pela chamada *função trabalho*.

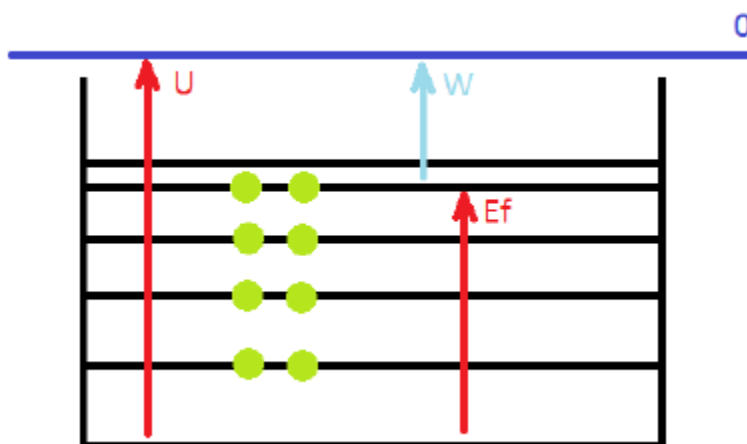


Figura 1: Esquema energético para representar a função trabalho. Elétrons ocupando níveis energéticos que os mantêm fixos aos metais podem receber energia e pular para níveis

superiores. Quando eles recebem energia suficiente para se desprender do metal, define-se a função trabalho.

Quando um metal é aquecido, os elétrons de sua superfície recebem energia e podem ser ionizados. No caso de emissão termiônica, o aumento da corrente elétrica gerada por uma fonte externa produz o aquecimento do metal. Assim, quanto maior a temperatura, maior a probabilidade que um elétron seja emitido do metal. Este efeito recebeu o nome de emissão termiônica. A equação de densidade corrente de elétrons emitida por uma superfície metálica é dada por:

$$j = AT^2 \exp(-w/kT) \quad [1]$$

onde T é a temperatura, w é a função trabalho, k é a constante de Boltzmann e A é a constante de Richardson, que é dada por:

$$A = 4nme k^2/h^3 \sim 1202 \text{ mA/mm}^2 \text{K}^2 \quad [2]$$

onde n , m e e são, respectivamente, a densidade, a massa e a carga do elétron e h é a constante de Planck. A constante A pode, ainda, ser multiplicada por um fator de correção que depende de cada material. A figura 2a representa a interface metal/vácuo sem o efeito de emissão termiônica. Na figura 2b é mostrado a nuvem de elétrons que é formada na superfície do metal causada pelos elétrons que foram ionizados.

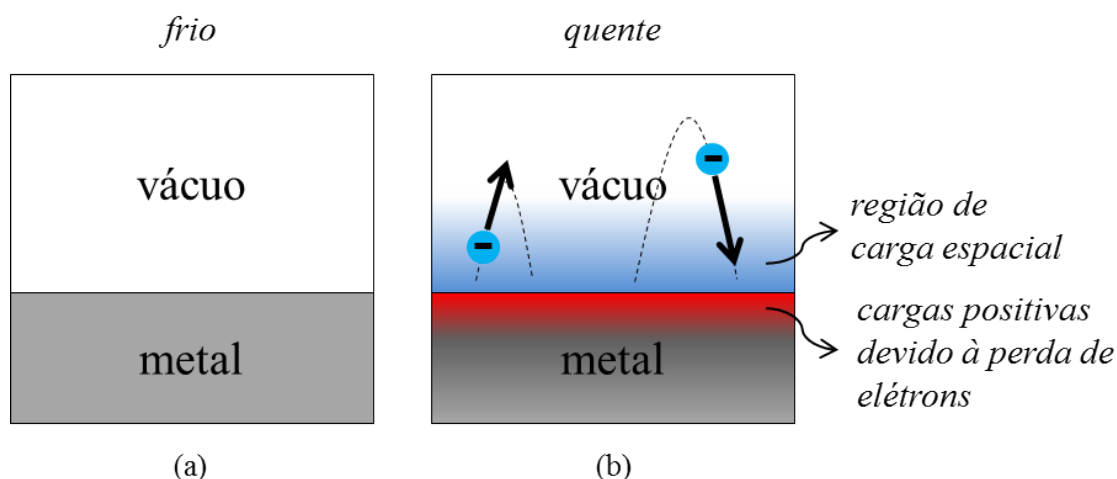


Figura 2: (a) interface metal/vácuo em baixa temperatura, (b) interface metal/vácuo em temperatura elevada.

O acúmulo de cargas nesta interface gera o efeito de carga espacial. Este efeito de carga espacial modifica o potencial elétrico próximo à superfície do metal e, portanto, a densidade de corrente deve ser corrigida quando a diferença de potencial entre o filamento e a placa é pequena. A equação correspondente ao efeito de carga espacial é conhecida como Child's Law, dada por:

$$j = \frac{2\epsilon_0}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad [3]$$

Onde V é a voltagem aplicada e d é a distância entre o filamento e a placa. Medindo-se a densidade de corrente em função do potencial V , é possível determinar a razão carga-massa (e/m) do elétron.

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- Tubo de vácuo;
- Pirômetro para a medida de temperatura;
- Amperímetro para a medida de corrente;
- Multímetros para as medidas de tensão;
- Placa (*protoboard*) para a montagem do circuito de alimentação e medidas de corrente e tensão;

IV.2 - Procedimento experimental

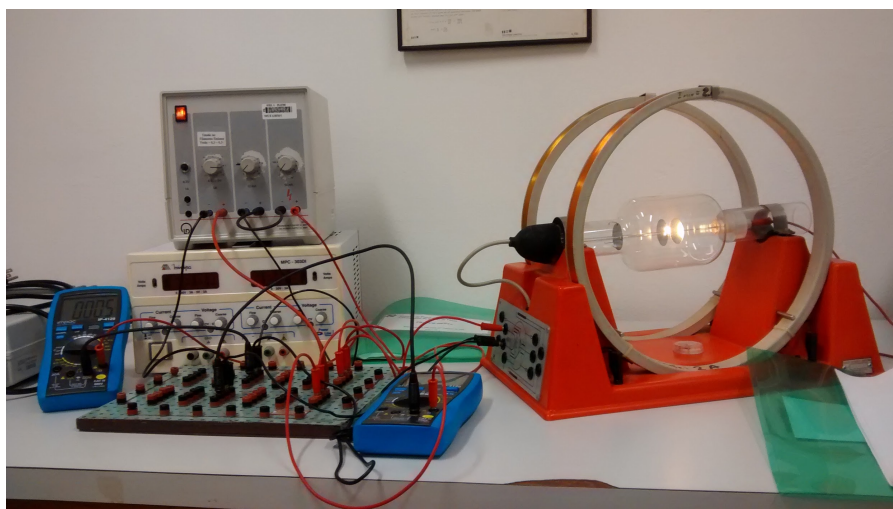


Figura 3: Visão geral do aparato experimental.

➤ Realize a montagem experimental começando pela montagem do circuito de alimentação do tubo e suas conexões com os multímetros e amperímetros. O esquema de conexões do circuito encontra-se no laboratório. Uma visão geral da montagem experimental está mostrada na figura 3. Ajuste a posição do pirômetro (figura 4) para a medida da temperatura do filamento buscando direcioná-lo diretamente para o meio da válvula (figura 5).



Figura 4: Pirômetro utilizado para medida da temperatura ao longo do experimento.



Figura 5: Tubo de vácuo utilizado para o experiment.

Observação: certifique-se de que todas as conexões foram feitas corretamente e que as tensões de alimentação estejam nos limites convenientes. Peça para que o monitor verifique a montagem, pois erros na montagem podem danificar os equipamentos utilizados.

IV.2.a - Cálculo da função trabalho de um metal

➤ Aplique um valor de potencial no filamento (V_f) (de 4.5 a 6.5V com intervalos de 0.5V). Meça a temperatura do filamento utilizando o Pirômetro para cada valor de V_f . Faça medidas da corrente elétrica que flui do filamento para a placa em função do potencial aplicado (V_p). Meça a área do prato e construa um gráfico contendo as curvas de J vs V_p para cada temperatura do filamento.

➤ No regime de saturação, utilize a equação de Richardson para calcular o valor da função do trabalho do metal. Faça uma pesquisa e tente descobrir qual o material utilizado no filamento.

IV.2.b - Efeito de carga espacial e determinação da razão e/m

➤ Utilize as curvas obtidas no item anterior e a equação [3] correspondente ao efeito de carga espacial para calcular a razão e/m .

V - Questionário

- O que faz os elétrons saírem do metal?
- Existe efeito termiônico para isolantes?
- De onde vem a lei de Langmuir-Child?
- Por que o tubo deve ter vácuo? O que aconteceria se houvesse outro gás no seu interior?
- Qual a temperatura de rompimento do filamento (considerando o material encontrado através da função trabalho)? Calcule a tensão máxima que pode ser aplicada ao filamento sem provocar seu rompimento.

VI - Bibliografia

- N. W. Ashcroft, N. D. Mermin; Solid State Physics, 1976.
- V. Kondratyev; The Structure of Atoms and Molecules, 1967.
- Apostila da prática 'Efeito termoiônico com tubo' do Laboratório Avançado do IFSC

EXPERIMENTO DE MILLIKAN

Monitor Responsável: Krissia de Zawadzki

I - Introdução

A eletricidade foi descoberta na Grécia antiga ao se observar os efeitos de se atritar âmbar em lã. No entanto, as primeiras teorias para explicar este fenômeno só emergiram no século 18 e, até o final do século 19, tais teorias se baseavam na existência de “fluidos elétricos”. A primeira, formulada em 1747 por Benjamin Franklin, acreditava em um fluido composto por partículas muito pequenas que permeavam a matéria, sendo que um excesso deste fluido levava a cargas positivas e uma falta deste fluido a cargas negativas. A segunda, formulada em 1759 por Symmer, acreditava em dois fluidos, um de caráter positivo e outro de caráter negativo e cujas frações relativas presentes na matéria determinavam a carga observada.

Somente em 1909, o experimento proposto por Robert Millikan lançou luz sobre a discussão, revelando a estrutura atômica da eletricidade. O “experimento das gotas de óleo”, apesar da sua simplicidade, permitiu pela primeira vez obter o valor da carga do elétron e demonstrar sua quantização, rendendo a Millikan o prêmio Nobel em física de 1923, (*“for his work on the elementary charge of electricity and on the photoelectric effect”*), contribuindo para uma formulação mais adequada da teoria elétrica.

O “experimento das gotas de óleo” consiste em analisar as forças atuantes em gotas de óleo eletrizadas no espaço entre as placas de um capacitor de placas paralelas. A partir do monitoramento do movimento desta gota e de considerações básicas em eletrostáticas, é possível calcular sua carga efetiva. O monitoramento do movimento das gotas contorna problemas como, por exemplo, o da medição direta da força elétrica atuante nas gotas, pois, para se ter uma ideia, uma gota típica deste experimento possui cerca de 10^{-12} g e chega a apresentar um excesso de até

20 elétrons. Assim sendo, a força gravitacional atuante é da ordem de 10^{-14} N e a força elétrica da ordem de 10^{-12} N (em um campo elétrico de 1.000 V/mm).

II - Objetivos

O objetivo dessa prática é reproduzir o experimento realizado por Millikan com gotas de óleo para determinar o valor da carga elementar do elétron e verificar o caráter discreto de sua magnitude. Adicionalmente, comparando os resultados obtidos com o valor atualmente aceito para a carga elementar eletrônica, a prática visa a discutir as principais limitações do experimento e analisar suas fontes de erro.

III - Fundamentos Teóricos

Ao longo do trajeto reservatório-borrifador-placas do capacitor, as gotículas de óleo ficam eletrizadas por atrito. Partículas carregadas ficam sujeitas a uma força elétrica quando na presença de um campo elétrico externo. Assim, criando um campo elétrico entre duas placas capacitivas é possível manipular a magnitude e o sentido da força elétrica experimentada pelas gotas: basta ajustar a diferença de potencial V entre as placas do capacitor.

Quando as gotas de óleo estão entre as placas do capacitor três forças atuam sobre as mesmas e são responsáveis pela dinâmica de seu movimento. São elas:

- Força elétrica $\vec{F}_e = q\vec{E}$, sendo $q = ne$
- Força gravitacional $\vec{F}_g = m\vec{g} = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho \vec{g}$
- Força viscosa ou de Stokes $\vec{F}_s = 6\pi a \eta_0(T) \left[1 + \frac{b}{Pa}\right]^{-1} \vec{v}$
- Empuxo hidrostático do ar, que é desprezível.

Nas relações precedentes para as forças, E é o campo elétrico aplicado, (dado pela razão entre o potencial aplicado V e a distância d entre as placas do capacitor), q é a carga elétrica, n é o número de elétrons em excesso, e é a carga do elétron, m a massa da gotícula, g a aceleração gravitacional, a o raio da gotícula, ρ a densidade do óleo, $\eta_0(T)$ a viscosidade do ar, $b=6,17 \times 10^{-4}$, P é a pressão ambiente em cmHg e v a velocidade da gotícula.

Pode-se desenhar o diagrama de forças atuantes na gotícula de óleo em 3 momentos diferentes: i) na ausência de campo, ii) na presença de campo com força oposta a gravitacional e, iii) com força favorável a gravitacional.

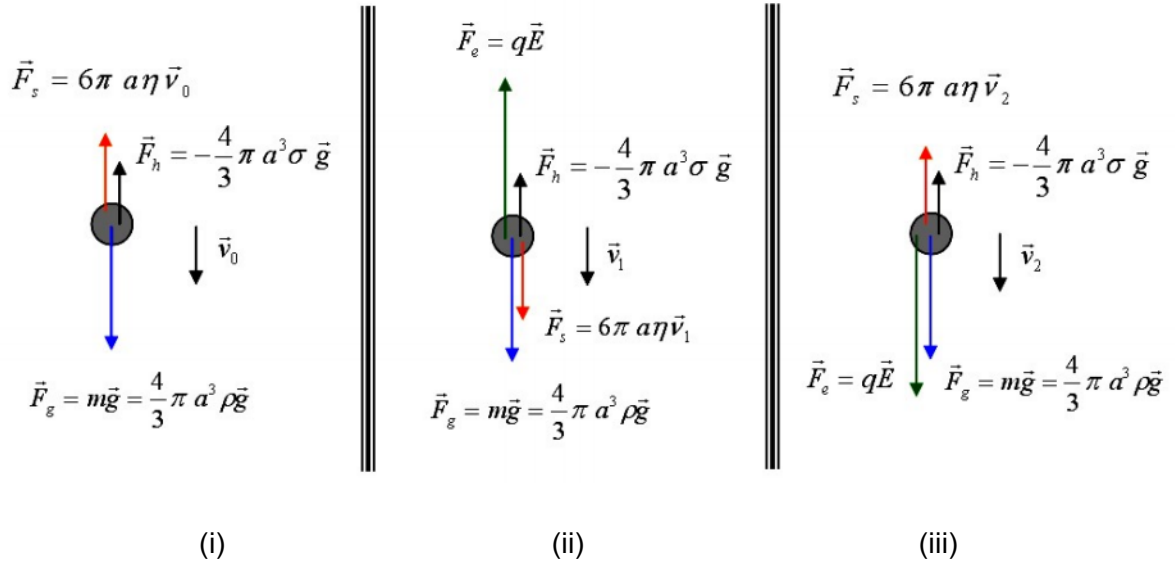


Figura 1: Esquema de forças atuantes na gotícula (i) na ausência de campo elétrico; (ii) quando um campo elétrico é aplicado no sentido contrário à força gravitacional; (iii) quando um campo elétrico é aplicado no mesmo sentido da força gravitacional.

A força resultante responsável por acelerar a gotícula é a soma vetorial das forças gravitacional, elétrica e de atrito. Quando a gotícula atinge a velocidade terminal, ela não mais é acelerada uma vez que a força resultante é nula. Nesse caso, podemos encontrar um conjunto de equações de equilíbrio associado a cada uma das três condições (i), (ii) e (iii) da figura 1 através do qual se pode obter as seguintes relações para determinar a carga armazenada na gotícula:

$$q = 6\pi \frac{d}{V} (v_1 + v_0) \left[1 + \frac{b}{Pa} \right]^{-\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{9\eta_0^3 v_0}{2\rho g}} \quad [1]$$

e

$$q = 6\pi \frac{d}{V} (v_2 + v_0) \left[1 + \frac{b}{Pa} \right]^{-\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{9\eta_0^3 v_0}{2\rho g}} \quad [2]$$

Com o raio da gotícula dado por:

$$a^2 = \frac{9v_0\eta_0(T)}{2\rho g} \quad [3]$$

Dessa forma, medindo-se as velocidades v_0 , v_1 e v_2 das gotículas nas respectivas condições *i*, *ii* e *iii* é possível encontrar a medida experimental da carga armazenada nas gotículas de óleo, que deve aparecer na forma de múltiplos inteiros da carga elementar e .

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- Equipamento para a experiência de Millikan
- Fonte de corrente contínua (DC) com tensão ajustável de 0-100V
- Lâmpada de 12V com lente para iluminação das gotas
- Um microscópio
- Cronômetro digital para a medida o tempo gasto no trajeto de subida/descida

das gotas

- Multímetro digital para medir a tensão na escala conveniente
- Chave reversora para inversão do sentido do campo elétrico
- Estágio micrométrico para calibração da escala ocular
- Câmera CCD para projeção da imagem das gotas em uma tela
- Borrifador de gotas de óleo

IV.2 - Procedimento experimental

O aparato experimental consiste basicamente de um circuito elétrico (fonte e chave reversora e multímetro) responsável por alimentar o capacitor de placas paralelas, um sistema de iluminação, um microscópio acoplado a uma câmera CCD para projetar a imagem dentro do capacitor em um monitor e um borrifador de gotas de óleo. Com estes materiais, faça a montagem experimental esquematizada na figura 2.



Figura 2: Montagem experimental do aparato de Millikan.

É essencial buscar a melhor posição para a lâmpada de iluminação das gotículas (os eixos óticos do microscópio e o sistema de iluminação devem fazer um ângulo entre 30° e 45°), de modo que o foco da lâmpada esteja sobre a região do capacitor onde se dará o movimento das gotas (figura 3).

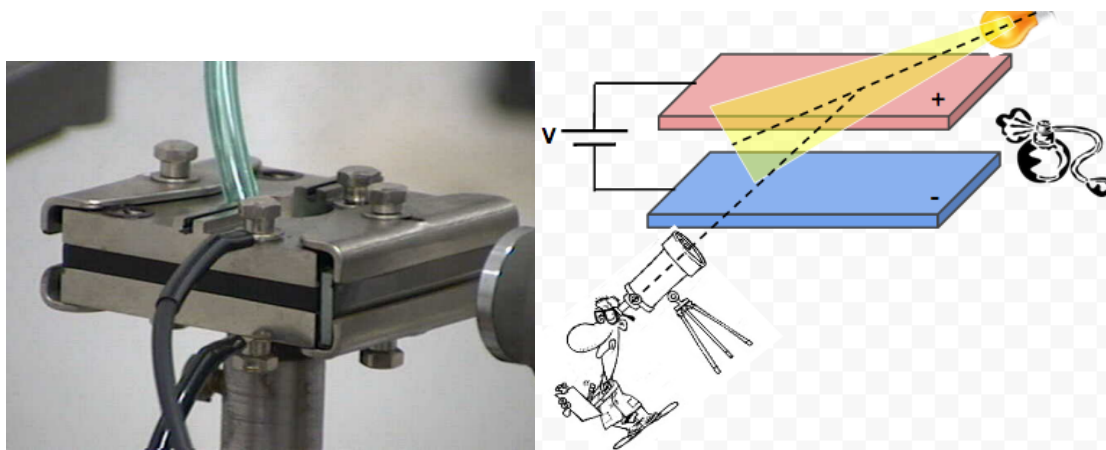


Figura 3: Aparato compreendendo as placas do capacitor e o esquema de alinhamento da iluminação junto ao microscópio.

Atenção: antes de iniciar os ajustes de iluminação, posição e focalização do microscópio mantenha a tensão da fonte DC desligada. Peça para que o

monitor verifique a montagem descrita, pois erros na montagem podem danificar os equipamentos utilizados.

Ajuste o foco da ocular do microscópio de modo a obter uma imagem nítida dos retículos. Em seguida, focalize o microscópio para obter uma imagem igualmente nítida da escala (estágio) micrométrica. Esta última deve ser colocada sobre o capacitor e cujo plano passa pelo eixo do capacitor. A imagem da escala deve aparecer projetada no monitor de modo que se possa visualizar as distâncias entre as placas. Com estas operações, é possível calibrar a escala do retículo da ocular (ou a escala do micrômetro). **Importante:** evite alterar a distância entre a ocular e a objetiva; do contrário a calibração anterior será perdida e haverá diferenças nas medidas realizadas antes e depois da mudança.

Introduza o bico do borrifador na região indicada para que as gotas de óleo penetrem na região entre as placas e borriفة delicadamente. Ajuste o microscópio até encontrar uma posição que permita ver nitidamente as gotículas em movimento. Lembre-se de que a imagem observada está invertida! Assim, as gotículas aparecerão subindo no monitor. Outro ajuste importante é certificar que as placas do capacitor estejam perpendiculares ao campo gravitacional através de um nível de bolha.

Um bom alinhamento de focalização com o microscópio pode ser obtido com auxílio de um fio de cobre. Para tanto, insira o fio em um dos furos por onde as gotículas de óleo devem penetrar no capacitor e verifique a imagem dele no monitor. O fio deve aparecer perpendicular às placas.

Uma vez montado e ajustado o aparato experimental, pode-se reproduzir o procedimento idealizado por Millikan para a medida da carga do elétron. Para isso, basta retornar às equações [1] e [2]. No experimento, são constantes: d , b , P , g e ρ . A distância d entre as placas do capacitor deve ser medida com auxílio de um micrômetro. O valor de $b = 6.17 \times 10^{-4}$ é constante. A densidade do óleo ρ é obtida consultando o frasco utilizado para encher o borrifador. Finalmente, a pressão P pode ser consultada no barômetro local da sala.

O raio da gota a depende da viscosidade η_0 e, em princípio, pode variar com a temperatura T . Em primeira aproximação, desde que não haja variações térmicas apreciáveis (por exemplo, fixando a temperatura do laboratório por meio de um ar

condicionado), pode-se considerar a viscosidade constante ao longo de todo o experimento.

A tensão V entre as placas do capacitor deve ser ajustada no início do procedimento e mantida em um mesmo valor. Para $d = 5\text{mm}$, utilize voltagens entre 400V e 500V. A chave reversora acoplada à fonte DC possui três posições permitindo: (a) aplicar um campo elétrico no mesmo sentido da gravidade - situação (iii); (b) desligar o campo elétrico - situação (i) e (c) aplicar um campo elétrico em sentido oposto à gravidade - situação (ii).

Atenção, nunca toque as placas do capacitor com a chave reversora ligada!!!

Tendo determinado todas as constantes e fixado os parâmetros do experimento, pode-se dar início ao procedimento de medida das velocidades v_0 , v_1 e v_2 . Estas serão obtidas medindo-se o tempo de trânsito entre linhas paralelas de um papel transparente colocado no monitor, como esquematizado na figura 4. A distância entre as linhas permanecerá fixa em todo o experimento e é possível determiná-la ou ajustá-la sabendo a conversão entre a distância real d entre as placas do capacitor e a distância projetada no monitor. Por exemplo, se $d = 5\text{mm}$ e forem desenhadas 6 linhas igualmente espaçadas (duas das quais delimitam as placas do capacitor) formando um total de 5 divisões, a distância entre duas linhas consecutivas é de 1mm (figura 4).

Uma vez obtidas as distâncias entre linhas, as velocidades das gotículas nos trajetos de ascensão ou descida poderão ser calculadas dividindo-se S pelo tempo Δt gasto para percorrer uma certa distância entre linhas paralelas, o qual será medido através de um cronômetro digital. Importante: a gota deve ser sempre mantida "em foco" para não haver erros de paralaxe. Se necessário, desloque todo o microscópio sem que este ajuste interfira na posição da ocular em relação à objetiva.

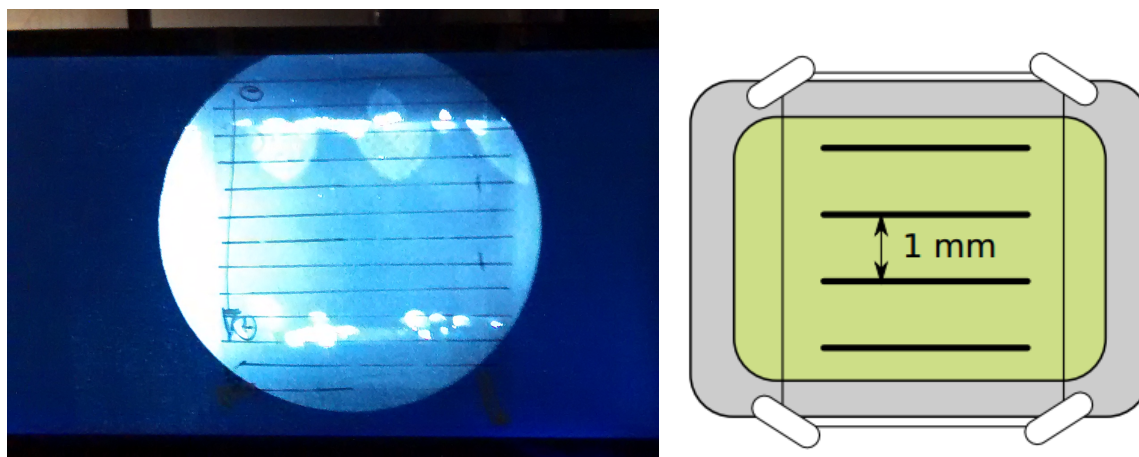


Figura 4: Imagem projetada do interior do capacitor no monitor e determinação da distância entre linhas paralelas.

Durante a experiência, meça várias vezes o tempo que uma mesma gotícula de óleo leva para percorrer a mesma distância S (dada pelo retículo da ocular) para as três situações anteriormente mencionadas (mudando-se as posições da chave inversora). Às vezes, as gotículas ganham (ou perdem) uma ou mais cargas elementares, devido a colisões com íons já existentes ou criados por uma fonte radioativa (o que pode ser percebido devido a uma mudança brusca na medida dos tempos).

Construa uma tabela de velocidades com os dados das situações *i*, *ii* e *iii* da figura 1 para 50 gotículas. Essa tabela será utilizada para construir um histograma com a distribuição do valor de carga das gotículas. Assim, múltiplos de um valor mínimo de carga devem ser encontrados e a média dos mesmos permitirá determinar a medida experimental de e . Compare seu resultado com o valor tabelado $e = 1.60217646 \times 10^{-19} \text{C}$ e faça uma estimativa do intervalo de confiança (erro) de sua medida. Discuta as principais fontes de erro do experimento.

Importante: Não se esqueça de anotar a temperatura ambiente e a pressão barométrica local.

V - Questionário

- Como a distribuição de velocidades permitiu a Millikan determinar o caráter discreto da carga elétrica?
- Por que foi utilizado óleo para a composição das gotículas?

- Que outras formas poderiam ser utilizadas para ionizar as gotas?
- O que acontece se a fonte de tensão que alimenta o capacitor for de corrente alternada AC?
- É possível estimar o tempo para que a gota atinja 99,9% da velocidade terminal?
- Por que o procedimento é repetido muitas vezes para uma mesma gota?
- Seria possível automatizar o processo de medida de distância e tempo do trajeto das gotículas?

VI - Bibliografia

- Harvey Fletcher, My Work with Millikan on the oil-drop experiment, Physics Today, June 1982.
- Edição especial sobre elétron. Physics Today, Oct. 1997.
- Adrian C. Melissinos, Experiments in Modern Physics, Academic Press.
- D. Halliday e R. Resnick, Física, cap. 27 (1967) (Biblioteca IFSC 530.071 H 188 f2 v1).
- http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1923/millikan-bio.html
- http://www.pasco.com/file_downloads/product_manuals/Millikan-Oil-Drop-Manual-AP-8210A.pdf
- R.A. Millikan, "On the elementary electrical charge and the Avogadro constant", PHYSICAL REVIEW Vol: 2 Issue: 2 Pages: 109-143 DOI: 10.1103/PhysRev.2.109 Published: AUG 1913.
- Apostila de Laboratório de Física Moderna do IFSC → <http://www.ifsc.usp.br/~lavfis/BancoApostilasImagens/ApMillikan/millikan.pdf>

VII - Apêndice

VII.1 - Viscosidade do ar em função da temperatura

Quando o diâmetro da gota é comparável ao seu livre caminho médio no ar não podemos mais considerar a viscosidade constante. Neste caso, ela depende da temperatura na forma:

$$\eta(T) = \eta_0(T) \left(1 + \frac{a}{bP}\right)^{-1} \quad [4]$$

onde $\eta_0(T)$ é a viscosidade do ar seco em função da temperatura, P é a pressão em cmHg, $b = 6.17 \times 10^{-4}$ é constante e a é o raio da gota. A viscosidade $\eta_0(T)$ está ilustrada na figura abaixo.

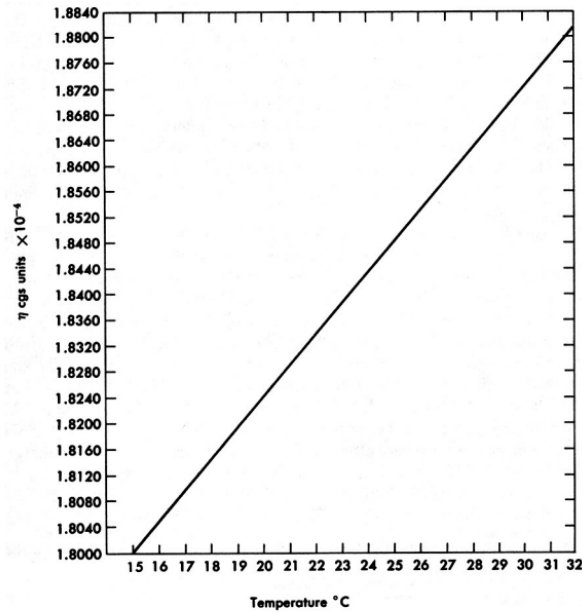


FIG. 1.3 Viscosity of dry air as a function of temperature.

DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS

Monitor Responsável: Millena Logrado

I - Introdução

No ano de 1924, *Louis-Victor de Broglie* propôs, em sua tese de doutorado, o conceito de “onda de matéria”. Sua ideia consistia no fato de que o comportamento dual onda-partícula pudesse ser aplicado à matéria. Desta forma, assim como o fóton apresenta propriedades de matéria, partículas materiais (como o elétron, por exemplo) também deveriam exibir características ondulatórias. *Louis de Broglie* associou esse comportamento dual da luz ao comportamento do elétron, afirmando que “a todo elétron em movimento está associada uma onda característica”, postulando o princípio da dualidade ou princípio de *de Broglie*.

Assim *de Broglie* associa o movimento de um elétron a um comprimento de onda e estabeleceu que para cada partícula o comprimento de onda associado se daria pela seguinte relação:

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad [1]$$

onde h é a constante de *Planck* e p o momento da partícula. Essa proposta de *de Broglie* para a dualidade partícula-onda envolve não apenas os elétrons, mas toda a matéria, tais como prótons, nêutrons, átomos e moléculas.

Inicialmente, a ideia de *de Broglie* foi vista com certo ceticismo até que, em 1927, *Clinton Davisson* e *Lester Germer* verificaram experimentalmente o caráter ondulatório do elétron.

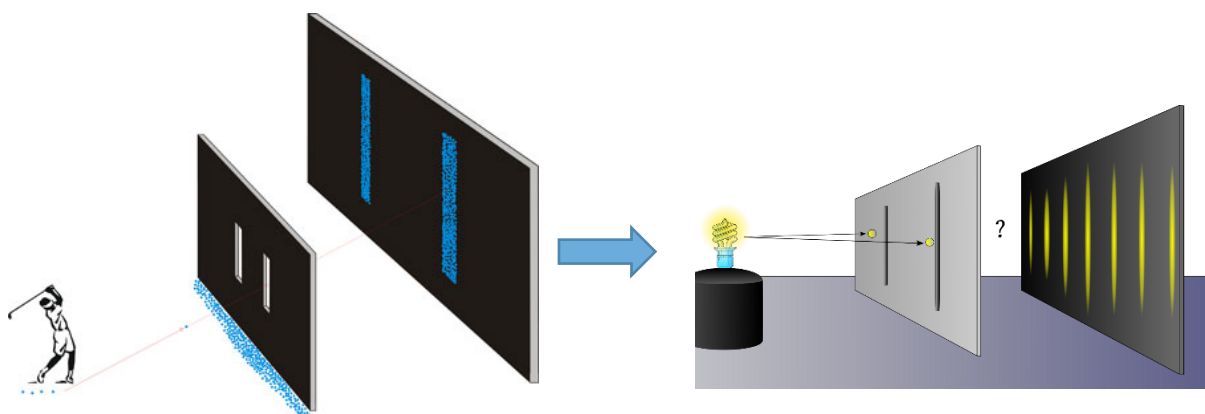


Figura 1: Ilustração mostrando o experimento de duas fendas.

Em seu experimento, *Davisson* e *Germer* observaram o fenômeno de difração de um feixe de elétrons (com energia definida) incidindo sobre um cristal de níquel. Neste caso, e assim como no caso da difração de raios-x por um sólido, os átomos do cristal de níquel atuam como centros de difração os quais espalham o feixe de elétrons incidentes em direções muito características.

Além do experimento de *Davisson* e *Germer*, a difração de elétrons também foi verificada independentemente por *George Paget Thomson* atestando, portanto, a validade da relação de *de Broglie*.

Pelos trabalhos realizados acerca da natureza ondulatória da matéria, *de Broglie* recebeu o Prêmio Nobel em Física de 1929. *Davisson* e *Thomson* também foram agraciados com o Prêmio Nobel em Física de 1937, desta vez pela verificação experimental da difração de elétrons por cristais.

II - Objetivos

Os objetivos desta prática incluem a verificação experimental do comportamento ondulatório de um feixe de elétrons e a compreensão do fenômeno de difração com diferentes energias do feixe de elétrons. Além disso, pretende-se determinar a constante de Planck e comparar os comprimentos de onda de *de Broglie* com aqueles previstos pela lei de *Bragg*.

III - Fundamentos Teóricos

O experimento propriamente dito consiste em aquecer a fonte de elétrons, o cátodo, passando corrente por ele, acelerá-los em direção ao cristal, de forma a criar um feixe e medir a posição em que o feixe refletido atingiu o bulbo. Na figura abaixo, está uma representação do experimento.

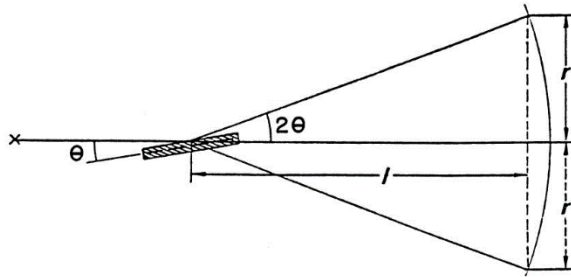


Figura 2: Esquema do aparato experimental.

III.1 - Relação de de Broglie

Os elétrons, de massa m e carga e , são emitidos de um cátodo incandescente com velocidade nula e acelerados por um potencial V , de onde é possível determinar sua velocidade v por conservação de energia.

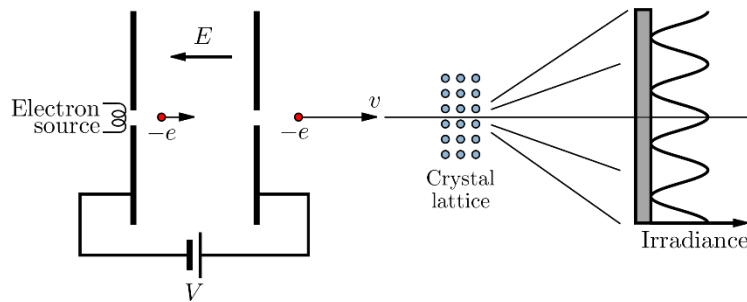


Figura 3: Esquema mostrando o experimento de difração de elétrons.

Desconsiderando a energia térmica dos elétrons emitidos do cátodo, ao atingir a rede cristalina, a energia cinética é dada pela energia adquirida pelo elétron ao passar pelo potencial V .

$$\frac{mv^2}{2} = eV \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad [2]$$

Lembrando que $p = mv$,

$$p = \sqrt{2meV} \quad [3]$$

e substituindo na equação 1,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meV}} \quad [4]$$

Para uma completa analogia entre matéria e ondas eletromagnéticas, devemos lembrar dos efeitos relativísticos. A massa de uma partícula quando ela se movimenta depende de sua velocidade (prova feita por conservação de energia). Porém, para as voltagens utilizadas, a massa relativística pode ser substituída pela massa em repouso. Considerando $h = 6,63 \times 10^{-34}$ Js, $m = 9,11 \times 10^{-31}$ kg, e $e = 1,60 \times 10^{-19}$ C, temos:

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} \text{ \AA} \quad [5]$$

A difração ocorre quando um feixe, descrito como uma onda plana, passa pelo cristal. Em primeira aproximação, um cristal pode ser descrito por uma rede cristalina, onde os átomos situam-se imóveis e distribuídos periodicamente. Por simplificação, assumimos uma rede monoatômica, cujo período espacial entre dois planos da rede cristalina é d . O plano, com os átomos distribuídos, age como uma rede de difração por reflexão.

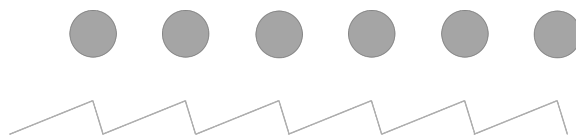


Figura 4: Analogia rede cristalina-rede de difração por reflexão.

Cada raio do feixe é refletido especularmente (ângulo de incidência = ângulo de reflexão). Isso qualifica um espalhamento elástico, sem perdas de energia, o que é bastante razoável, uma vez que não há absorção dos elétrons, e a diferença de caminho óptico entre os feixes é de $2x$, como está representado na figura 5. Tal diferença de caminho óptico propicia o fenômeno de interferência entre os feixes.

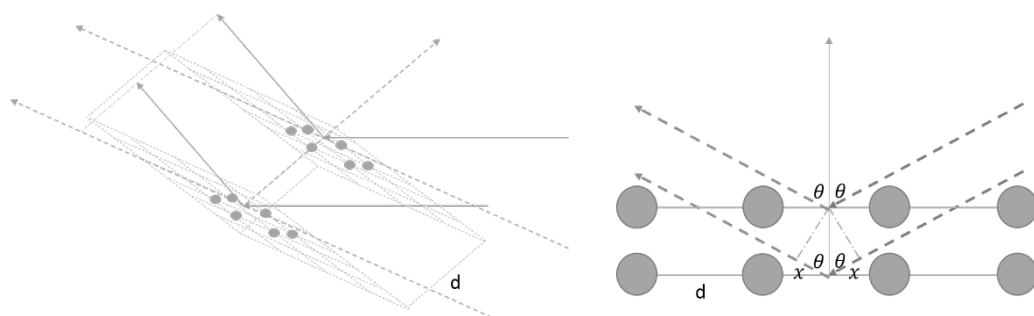


Figura 5: Rede cristalina - reflexão especular por planos distintos.

III.2 - Interferência

Essas partículas, com um determinado comprimento de onda associado às mesmas, colidem com uma rede cristalina de grafite e surge, dessa forma, um padrão de interferência.

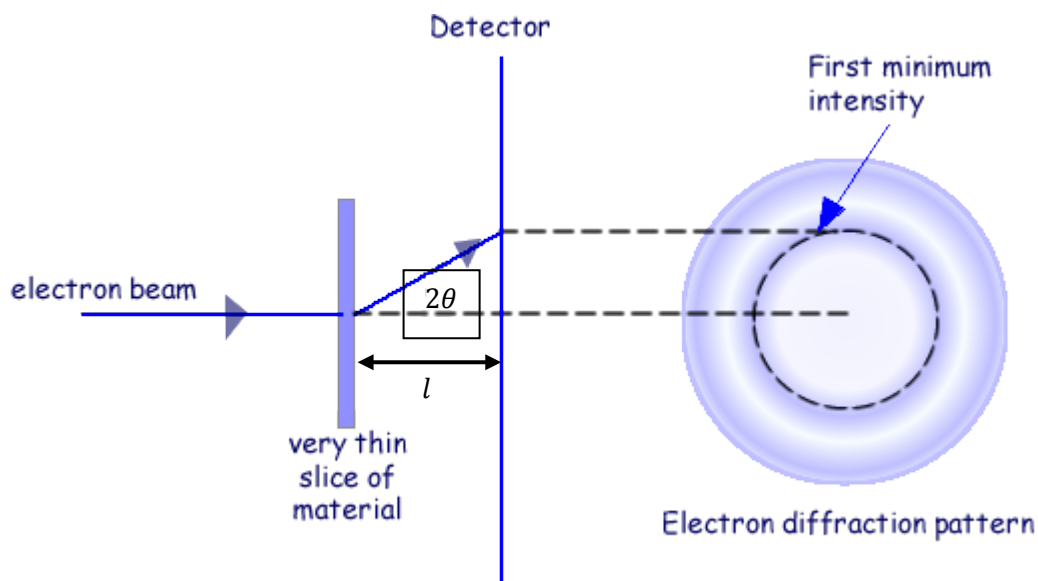


Figura 6: Esquema mostrando o modelo de espalhamento em um experimento de difração de elétrons.

Esse padrão de interferência possui forma de um anel circular de raio r . É possível então associarmos o raio deste anel ao valor da distância interplanar do cristal de grafite pela lei de *Bragg*:

$$2d \sin(\theta) = n\lambda \quad [6]$$

onde d , θ e λ correspondem, respectivamente à distância entre os planos do cristal, ao ângulo de incidência do feixe de elétrons, e ao comprimento de onda associado ao feixe de elétrons. O modelo de espalhamento está mostrado na figura 6.

Pela imagem nota-se que:

$$\tan(\theta) = \frac{r}{l} \quad [7]$$

Mas pela aproximação de ângulos pequenos temos:

$$\tan(\theta) \approx 2\theta \approx 2\sin(\theta) \quad [8]$$

então:

$$2\sin(\theta) \approx \frac{r}{l} \quad [9]$$

Mas pela lei de Bragg, temos que:

$$\sin\theta = \frac{n\lambda}{2d} \quad [10]$$

como só trabalharemos com a primeira família de interferência de uma dada distância interplanar, temos que $n = 1$, assim:

$$\lambda = \frac{rd}{l} \quad [11]$$

Assim, conhecido o comprimento de onda, fica possível determinar as várias distâncias interplanares da rede cristalina. Nesta prática, faremos uso de um policristal de grafite, cuja estrutura cristalina está representada na figura 7.

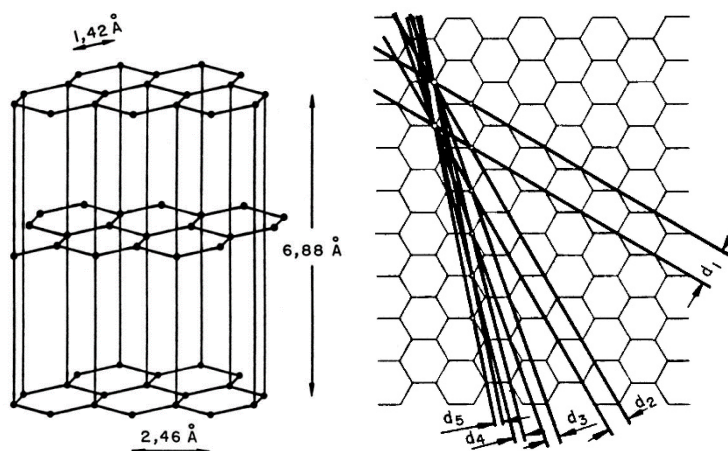


Figura 7: Representação esquemática de um cristal de grafite e dos seus principais planos cristalinos.

Conforme a figura sugere, no grafite cristalino, cada átomo de carbono é ligado covalentemente a outros 3 átomos de carbono, num plano, formando hexágonos em um conjunto de placas infinitas que estão interligadas por forças de *Van der Waals* formando um arranjo tri-dimensional de átomos. Existem várias distâncias características, conforme se vê na figura abaixo, correspondendo a possíveis planos de reflexão e consequentemente, originando anéis de interferência distintos. As principais são:

$d(\text{\AA})$
$d_1 = 2.13$
$d_2 = 1.23$
$d_3 = 0.805$
$d_4 = 0.591$
$d_5 = 0.465$

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- 1 tubo (ou ampola) de difração de elétrons
- *Leybold* (fonte de elétrons e tela fluorescente)
- 1 suporte do tubo
- 1 fonte de alta tensão (simétrica: 5 kV + 5 kV)
- 1 fonte do filamento 6.38 V (AC), 300 mA
- 1 interruptor bipolar
- 2 multímetros
- Fios para conexão, paquímetro etc.

IV.2 - Procedimento experimental

➤ Ligue o equipamento certificando-se que a corrente no filamento seja de, no máximo, 300mA (voltagem de aproximadamente 6V). A corrente de emissão não deve ultrapassar a marca de $200\mu\text{A}$.

Atenção: Se, por algum motivo, esta corrente se elevar, ou você notar um clarão na ampola (sistema curto-circuitado), diminua imediatamente a

voltagem para zero e espere de 20 a 30 minutos para recomençar o experimento.

Além disso, A corrente de emissão não deve ultrapassar a marca de $200\ \mu A$.

➤ Faça suas medidas variando a voltagem de 0,5kV em 0,5kV, começando do zero, atento, sempre, à corrente de emissão. Para a ampola usada, certifique-se de que $l = 13\text{cm}$.

Importante: Verifique se o seu amperímetro é apropriado para medir a corrente e a tensão indicada (até 10kV).

IV.2.a - Comparar comprimentos de onda

De posse desses dados podemos comparar os comprimentos de onda obtidos pelas relações derivadas de *de Broglie* e pela lei de *Bragg*, calcule os comprimentos de onda referentes a cada tensão aplicada e considere que as distâncias interplanares sejam conhecidas. Compare e discuta.

IV.2.b - Determinação da constante de Planck

Usando a equação 4 e supondo conhecidas as distâncias interplanares, determine o valor da constante de Planck h a partir do gráfico de λ , obtido pela relação de *Bragg*, contra $V^{-1/2}$. Note que traçando esse gráfico você obtém como coeficiente angular um valor que depende da constante de *Planck*.

IV.2.c - Distância interplanar

Para os dois anéis de interferência mais internos, determine as distâncias interplanares do policristal de grafite. Neste caso, considere o valor de h conforme tabelado na literatura e faça uma representação gráfica de r versus $V^{-1/2}$. Compare os valores obtidos com aqueles tabelados, e identifique os planos de acordo com as distâncias interplanares dadas.

V - Questionário

- O que entendemos por dualidade onda-partícula? Dê exemplos de experiências que, historicamente, levaram ao desenvolvimento/descoberta deste conceito.
- Por que, neste experimento, podemos aplicar a lei de *Bragg*? Quais as condições para aplicá-la?
- No experimento realizado, por que são vistos dois (no máximo três) anéis de difração?
- Tendo por base os resultados obtidos neste experimento, é possível verificar a difração de prótons? E de nêutrons?
- Por que no experimento foi usado os valores de massa de repouso e não de massa relativística do elétron? Para os seguintes potenciais de aceleração: 10V, 100V, 1kV, 10kV e 100kV, discuta os valores da massa frente àqueles considerados neste experimento.
- Por que há uma superfície branca que reveste o vidro? Qual o material e para que o mesmo foi colocado?
- Por que podemos desprezar a energia térmica se o cátodo fica incandescente?
- Note que os paquímetros utilizados são de plástico. Por qual razão usamos de plástico e não outro material como um metal?

VI - Bibliografia

- Apostila de Laboratório Avançado
- *College Physics* (OpenStax College, 2012)
<http://cnx.org/content/col11406/latest/>.
- Paul Tipler, *Física Moderna* (Guanabara Dois, 1981)
- Arthur Beiser, *Conceitos de Física Moderna* (McGraw-Hill, 1987)
- Robert Eisberg e R. Resnick, *Física Quântica* (Ed. Campus, 1979)
- B. Beeston, R. Horne e R. Markham, *Electron Diffraction and Optical Diffraction Techniques* (North-Holland, 1973)
- Z. G. Pinsker, *Electron Diffraction* (Butterworths Scientific Publications, 1953)
- E. Flint, *Princípios de Cristalografia* (Editorial Paz, 1965)

- <http://kevbakershow.com/wp-content/uploads/2015/03/drawing.png>
- http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/1/1f/Electron_diffraction_setup.svg/2000px-Electron_diffraction_setup.svg.png
- <http://blogs.longwood.edu/howcome/files/2014/12/golf2.jpg>

INTERFERÔMETRO DE MICHELSON-MORLEY

Monitor Responsável: Millena Logrado

I - Introdução

O interferômetro de Michelson-Morley é um importante dispositivo experimental em que é utilizado o efeito da interferência da luz, para a determinação precisa de comprimentos de onda de uma fonte monocromática e de distâncias muito curtas. Este experimento foi desenvolvido há mais de cem anos (1887), inicialmente com o objetivo de medir a velocidade da luz em duas direções perpendiculares a partir de um sistema de referência fixo à Terra.

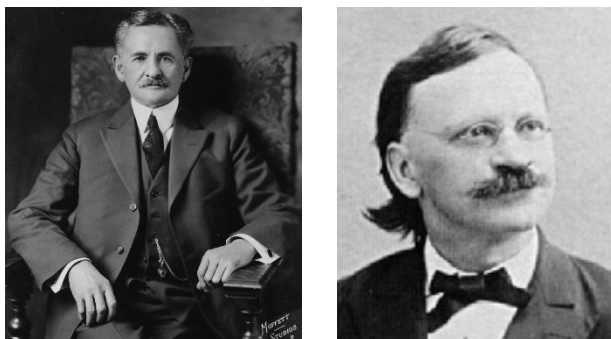


Figura 1: Michelson e Morley.

Com isso, seria possível estudar o movimento da Terra em relação ao referencial do éter. Surpreendentemente, os resultados não apontaram diferença na velocidade da luz nas duas direções, várias tentativas foram feitas por outros pesquisadores com equipamentos aperfeiçoados, porém o resultado era sempre o mesmo o que desencadeou em duas possibilidades:

- A Terra estava sempre estacionária em relação ao éter;
- A noção de um sistema de referência absoluto era errônea e devia ser rejeitada;

Assim, a hipótese da existência do éter foi perdendo força e a conclusão mais significativa deste experimento foi que a velocidade da luz no vácuo independe do movimento do observador e do movimento da fonte. Esta conclusão forneceu forte evidência experimental a favor da teoria especial da relatividade, publicada por Einstein em 1905.

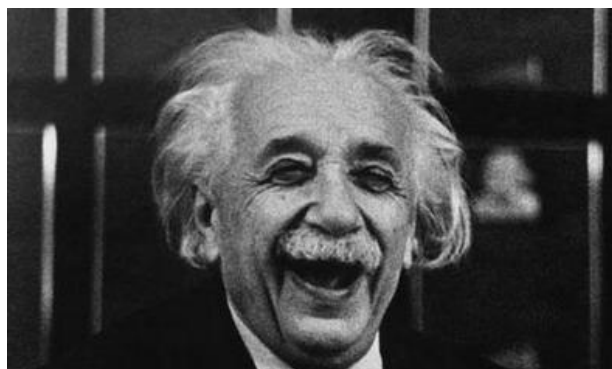


Figura 2: Albert Einstein.

II - Objetivos

Essa prática tem como objetivo determinar o coeficiente (K) de proporcionalidade entre o deslocamento do espelho e o deslocamento acoplado do micrômetro em um interferômetro de Michelson-Morley. Além disso, pretende-se determinar o comprimento de onda de uma luz monocromática e medir a separação energética entre os dubletos do Sódio.

III - Fundamentos Teóricos

Nesse experimento, um fator importante é que a luz a ser utilizada deve ser coerente, ou seja, deve manter mesma frequência, direção da propagação da onda e uma relação constante entre as diferenças de fase de cada frente de onda. Caso contrário não haverá interferência entre as frentes de onda.

No interferômetro de Michelson-Morley (figura 3), um feixe de luz monocromático atravessa um espelho semi-transparente (B) que faz com que o feixe incidente seja dividido em dois. Uma parte da luz é transmitida através desse espelho até o espelho à direita (M2), como mostra a figura 3, é refletida de volta para o espelho semi-transparente e então é refletida novamente para o detector, localizado na parte inferior da figura. A outra parte é refletida pelo espelho semi-

transparente até o espelho mostrado na parte superior (M_1), onde é novamente refletida, passando através do espelho semi-transparente até o detector.

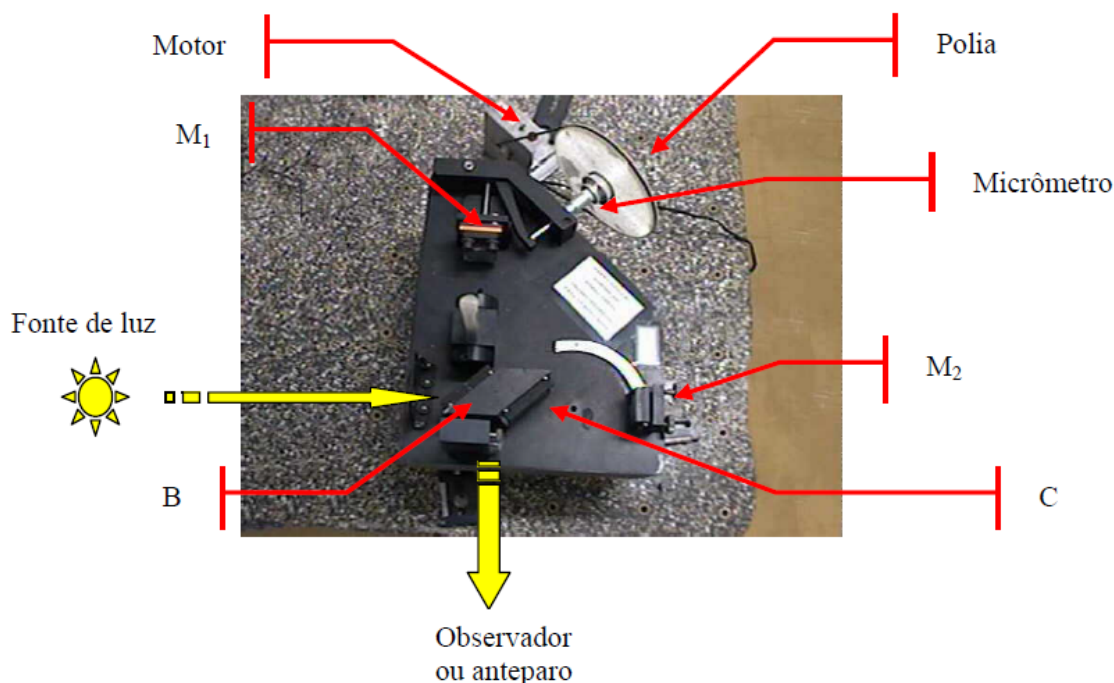


Figura 3: Interferômetro de Michelson-Morley.

A figura 4 mostra um esquema simplificado do interferômetro de Michelson-Morley.

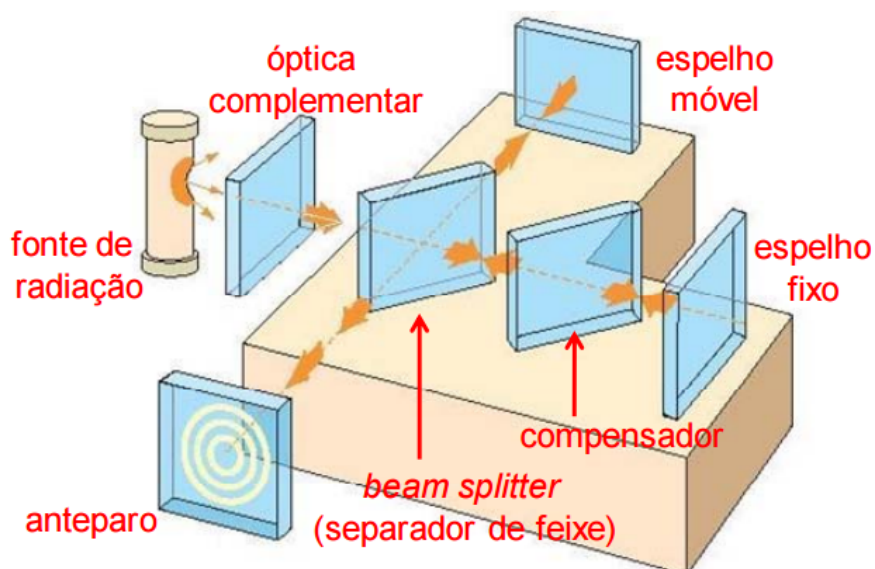


Figura 4: Representação esquemática de um interferômetro de Michelson-Morley.

Quando os dois componentes da luz são recombinados no detector, pode haver uma diferença de fase entre eles, já que eles podem ter percorrido caminhos diferentes. Eles interferem construtiva ou destrutivamente, dependendo da diferença de caminho. Se os dois caminhos percorridos forem iguais ou diferirem por um número inteiro de comprimento de onda, ocorre uma interferência construtiva e é registrado um sinal forte no detector. Se, no entanto, a diferença for um número inteiro e mais meio comprimento de onda, ocorre uma interferência destrutiva e é registrado um sinal muito fraco no detector. O comprimento de onda de uma fonte monocromática pode ser calculado utilizando a seguinte expressão:

$$\lambda = \frac{2K(D_1 - D_2)}{\Delta m} \quad [1]$$

onde λ é o comprimento de onda, K é o coeficiente de proporcionalidade, D é o avanço do micrômetro e Δm é o número de franjas.

Note que o valor que é contado em unidade de comprimento no micrômetro, não é o valor real que o espelho está realmente deslocando, pois existe um braço no motor do interferômetro de Michelson-Morley que controla esse deslocamento. Ou seja, o deslocamento real é proporcional ao deslocamento do micrômetro, assim na igualdade acima, aparece a constante de proporcionalidade comentada multiplicada pelo deslocamento do micrômetro.

IV - Parte Experimental

IV.1 - Procedimento

IV.1.a - Coeficiente (K) de proporcionalidade entre o deslocamento do espelho e o deslocamento acoplado do micrômetro

➤ Utilizando o laser de He-Ne (632,8nm), alinhe o sistema de forma a obter padrões de interferência num anteparo. Eventualmente, será necessário colocar um sistema de lentes entre o *laser* e a entrada do interferômetro para expandir o feixe de radiação. Depois de montado e alinhado o sistema e visto o padrão de interferência (franjas), estabeleça uma distância inicial para o micrômetro e ligue o motor, que irá fazer o deslocamento de um dos espelhos.

➤ Observe que o padrão de franjas se desloca do centro para as bordas. Conte 100 franjas e então desligue o motor. Faça a leitura do micrômetro. Religue o motor (não volte o micrômetro para a medida zero!) e conte mais 100 franjas e novamente faça a leitura do micrômetro. Faça isso até a contar 600 franjas.

➤ Faça então um gráfico de $\Delta D x \Delta m$ e faça um *fitting* linear. Note que o coeficiente angular da melhor reta pode ser igualado a $\frac{2K}{\lambda}$ de acordo com a equação 2:

$$\Delta m = \frac{2K}{\lambda} (D_1 - D_2) \quad [2]$$

➤ Conhecendo o comprimento de onda do laser de HeNe, podemos então encontrar o valor de K .

➤ Refaça o experimento utilizando o laser de HeNe (543,5nm). Faça uma média do K medido nos dois comprimentos de onda.

IV.1.b - Comprimento de onda de uma luz monocromática

➤ Utilizando o valor de K medido no item anterior, calcule o comprimento de onda do laser com emissão laranja. Para isso, utilize o mesmo procedimento descrito no item anterior.

➤ Repita o experimento com uma lâmpada de mercúrio (Hg) de baixa pressão acoplada a um filtro verde (~ 546 nm). Um bom padrão de franjas de interferência é conseguido na medida em que boa parte do separador de feixe estiver iluminado, sugerindo a necessidade de lentes apropriadas para consegui-lo. Nesse caso, **atenue** a intensidade da lâmpada de forma a poder observá-las diretamente (**não olhe diretamente para a luz, caso a luz já não esteja atenuada**). Com as franjas de interferência evidentes e sabendo o valor de K , repita o experimento anterior contando o número de franjas e distância oferecida pelo micrômetro a fim de encontrar o valor do comprimento de onda da lâmpada filtrada de mercúrio.

➤ Faça então um gráfico de $\Delta m x \Delta D$ e faça um *fitting* linear. Note que o coeficiente angular da melhor reta pode ser igualado dessa vez a $\frac{\lambda}{2K}$ de acordo com a equação 3:

$$(D_1 - D_2) = \frac{\lambda}{2K} \Delta m \quad [3]$$

➤ Conhecendo o valor de K , podemos então encontrar o valor do comprimento de onda do laser laranja e do mercúrio. Compare esses valores com os valores teóricos.

IV.1.c - Separação energética entre os dubletos do sódio

A emissão produzida pelo chamado dubleto de Sódio consiste de duas linhas espectrais (muito próximas) na região do amarelo, em 589,0nm e 589,6nm, correspondentes às transições $3P_{3/2} \Rightarrow 3S_{1/2}$ e $3P_{1/2} \Rightarrow 3S_{1/2}$, respectivamente (figura 5).

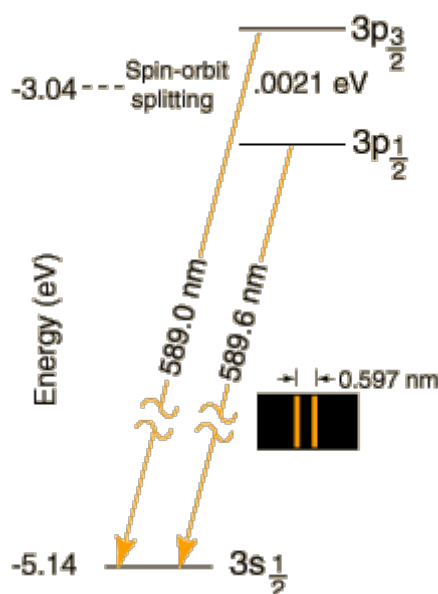


Figura 5: Transições correspondentes ao dubleto do sódio.

Nesta parte do experimento, portanto, pretendemos determinar os λ 's emitidos por uma lâmpada de Sódio e verificar o poder de resolução do interferômetro utilizado. Neste caso, no entanto, é possível observar pares de franjas (muito próximas), devido a interferência de dois comprimentos de onda distintos do dubleto de sódio. Qualquer deslocamento do espelho móvel fará com que as franjas de interferência se movimentem. A contagem do número de franjas (Δm), contudo, deve ser feita levando-se em consideração situações de alto e baixo contraste.

Como são dois comprimentos de ondas distintos ao deslocarmos um dos espelhos a velocidade com que as franjas de cada comprimento de luz "correm" são também diferentes. Por isso quando há uma situação em que ambos os

comprimentos de onda se encontram em fase, há uma situação de alto contraste, ou seja, as franjas se mostram muito nítidas. Mas quando os comprimentos de onda estão fora de fase, aparece apenas um borrado e as franjas não ficam nítidas. Essa última é a situação de baixo contraste.

- Utilizando uma fonte de luz de sódio, consiga o padrão de franjas.
- Manualmente, movimente o espelho M1 e observe que as franjas amarelas passam alternadamente de uma condição de alto contraste para outra de quase um desaparecimento total de contraste.
- Fixe o espelho nesta condição e tome uma leitura do micrômetro. Movimente o espelho até a próxima condição de quase desaparecimento total de contraste e tome novamente a leitura do micrômetro. Repita várias vezes esse tipo de medidas, sempre no mesmo sentido de deslocamento do espelho e calcule o valor médio da distância D entre as condições de desaparecimento total de contraste.
- Multiplique o valor médio de D pela constante K , para obter o valor de d . Utilize a equação 4 para determinar a separação entre as linhas da emissão do Sódio.

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{2d} \quad [4]$$

V - Questionário

- Justifique a equação [1], a partir da condição para ter interferência construtiva.
- Discuta a experiência de *Michelson-Morley* e sua função na Teoria Especial da Relatividade.
- Comente outros tipos de interferômetros.
- Por que é mais fácil observar franjas de interferência com uma fonte *laser* do que com uma fonte convencional?
- Mencione outros possíveis métodos para medir o comprimento de onda da luz. Que outros tipos de medida podem-se fazer com um interferômetro?
- Comente a variação do índice de refração com o comprimento de onda.

VI - Bibliografia

- *College Physics* (OpenStax College, 2012)

<http://cnx.org/content/col11406/latest/>.

- Paul Tipler, *Física Moderna* (Guanabara Dois, 1981)
- A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (Academic Press, 1966)
- F Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics* (Mc. Graw-Hill, 1950)
- M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge University Press, 1999)
- M. Françon, *Optical Interferometry* (Academic Press, 1966)
- J. R. Meyer-Arendt, *Introduction to Classical and Modern Optics* (Prentice Hall, 1989)
- Apostila de Laboratório Avançado, IFSC, 2013

DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DA LUZ

Monitor Responsável: Raul Ribeiro Prado

I - Introdução

Até o século XVII, acreditava-se que a propagação da luz era instantânea. Galileu foi o primeiro a questionar essa afirmação e propor um experimento para medir a velocidade da luz, porém, a sua determinação requeria avanços tecnológicos, sem os quais a sua medida se tornaria impossível. As primeiras determinações da velocidade da luz foram feitas a partir de observações astronômicas por Ole Rømer (1675) e James Bradley (1728). Em 1838, Arago sugeriu medidas pioneiras terrestres que foram realizadas por Fizeau (1849) e mais tarde por Foucault (1850). Descreveremos aqui um método similar ao introduzido por Michelson (1878), ao invés do arranjo original descrito por Foucault, devido à sua maior simplicidade experimental.

II - Objetivos

Determinação da velocidade da luz com técnicas de alinhamento óptico usando laser.

III - Parte Experimental

III.1 - Materiais utilizados

- 1 espelho rotante com motor da Leybold (EG)
- 1 varivolt 0-220 VAC para variar a rotação do espelho
- 1 lente convergente $f = 5\text{m}$, $\phi = 20\text{ cm}$, (L1)
- 1 espelho plano $\phi = 20\text{ cm}$ fixo (E1)
- 1 espelho plano $\phi = 5\text{ cm}$ montado sobre sistema direcional ajustável (E2)

- 1 laser He-Ne
- 1 separador de feixe de luz SF
- 1 escala milimétrica transparente
- 1 estroboscópio
- 1 fotodetector com fonte de alimentação
- 1 osciloscópio
- Suportes
- Trena

III.2 - Procedimento experimental

O experimento procura determinar o espaço percorrido e o tempo de voo de um pulso de luz provocado por um espelho giratório (EG), e dessa forma determinar sua velocidade. A montagem da prática está ilustrada na figura 1. Como pode ser visto, o espaço disponível para o pulso de laser percorrer é muito limitado, o que faz com que o tempo de voo (Δt) seja muito curto (da ordem de 10^{-7} s). Por este motivo, o maior desafio aqui será medir o intervalo de tempo Δt de maneira indireta, com maior precisão possível.

Importante: O alinhamento óptico é crítico, mas não difícil de realizar.

➤ Com o motor do espelho EG desligado, ligue o laser de HeNe (632,8 nm) e faça o feixe chegar ao espelho E_2 passando pelos componentes ópticos da montagem (utilize a borda de um pedaço de papel como anteparo para acompanhar o alinhamento). O espelho giratório EG pode ser manipulado com uma chave presa ao suporte do espelho, movimentando normalmente faça com que o feixe atinja E_2 . O feixe refletido de E_2 deverá percorrer o mesmo caminho de volta até EG. Para que isso aconteça, utilize os parafusos de alinhamento tanto de E_2 como E_1 e acompanhe a volta do feixe com a borda do papel servindo de anteparo até que finalmente a imagem da abertura do laser esteja formada na escala transparente.

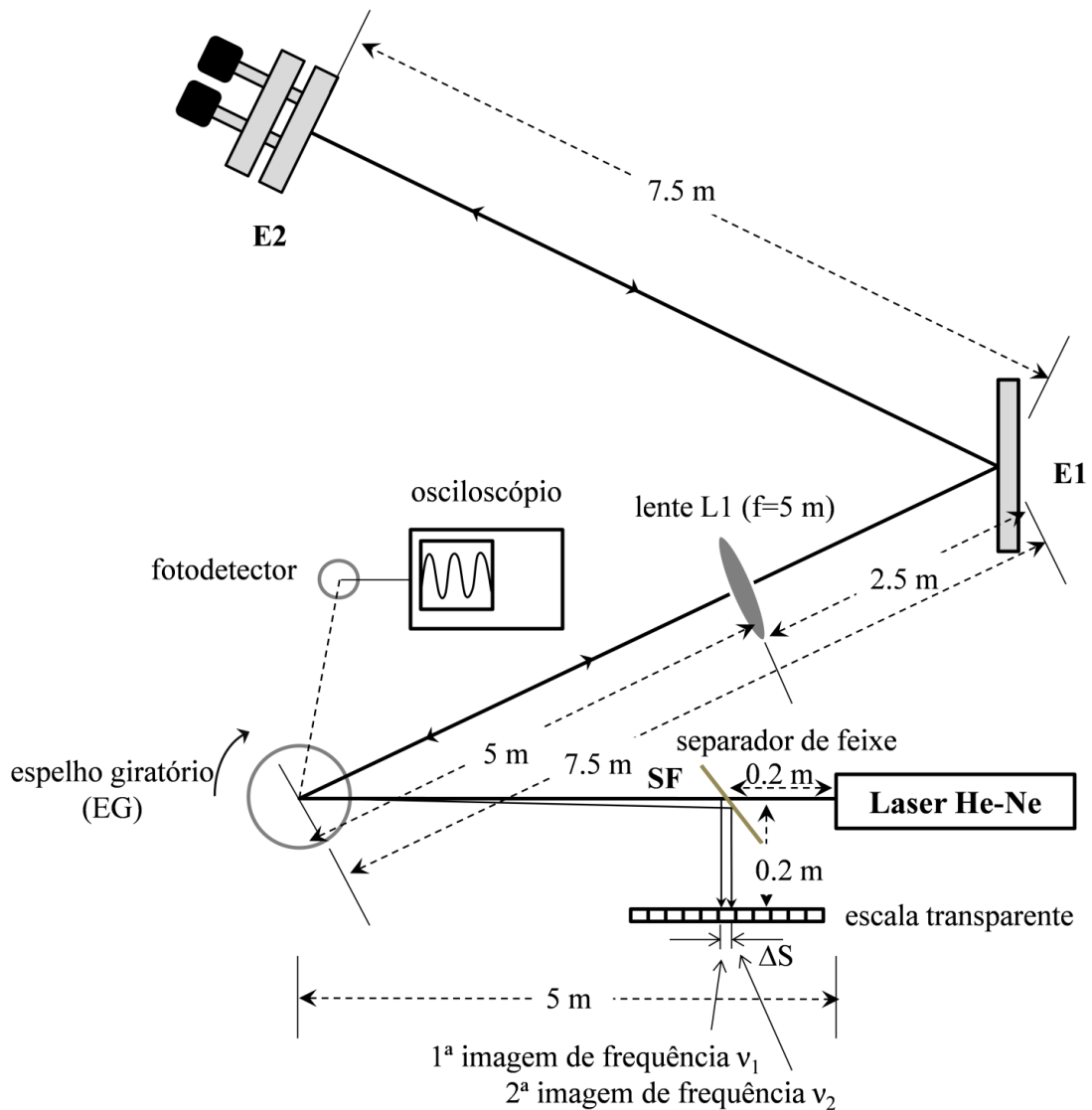


Figura 1: Esquema de montagem.

Agora que o sistema está alinhado, iniciaremos as etapas de medidas. Antes de ligar o espelho giratório EG, **retire a chave utilizada para o alinhamento**. Após ligar o motor do espelho EG, teremos pulsos de luz que percorrem uma distância $d = 15\text{m}$ e voltam sobre o próprio caminho ao mesmo espelho. No entanto, o espelho já rotacionou de um ângulo ϕ , conforme ilustrado na figura 2. Sabendo a velocidade de rotação do EG, que chamaremos de f , podemos relacionar o ângulo ϕ com o tempo de voo Δt da seguinte maneira:

$$2\pi f \cdot \Delta t = \phi \Rightarrow \Delta t = \frac{\phi}{2\pi f} \quad [1]$$

A frequência de rotação é regulada através de um varivolt. O pulso de luz que volta refletido do espelho EG será refletido por um ângulo 2ϕ em relação ao feixe inicial. É difícil medir ϕ , porém, é fácil medir a separação entre duas imagens tomadas com diferentes frequências do espelho giratório (Δs).

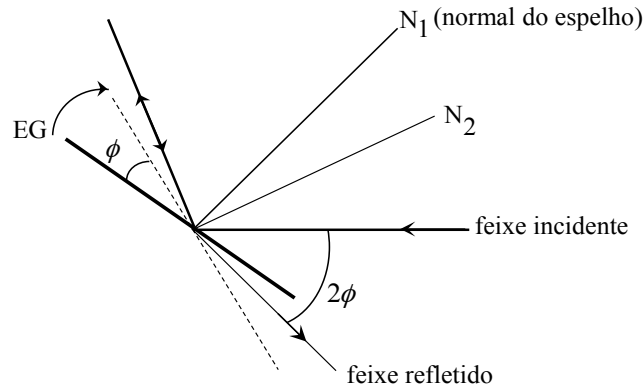


Figura 2: Reflexões no espelho giratório EG, após girar um ângulo ϕ , o feixe refletido que volta de E2 sai com ângulo 2ϕ

A frequência do motor pode ser medida com um estroboscópio ou um fotodetector colocado fora do caminho óptico e ligado a um osciloscópio com base de tempo calibrada. **Lembre-se que o espelho tem duas faces e que você observará dois pulsos de luz para cada revolução do espelho!** Registrando a posição S da imagem sobre a escala em função da frequência do EG (f) é possível mostrar que

$$2\phi = \frac{S(f) - S_0}{R} \quad [2]$$

onde S_0 é a posição da projeção do feixe com $f = 0$ e R é a distância entre o laser e o EG ($R = 5m$). Usando as relações 1 e 2 podemos escrever:

$$t = \frac{S(f) - S_0}{4\pi R f} \quad [3]$$

A partir da equação 3 e definindo D como a distância percorrida pelo pulso ($2 \times$ (distância entre EG e E_1 + distância entre E_1 e E_2)), podemos determinar a velocidade da luz pela seguinte relação:

$$v_{luz} = \frac{D}{t} = \frac{4\pi D R f}{S - S_0} \quad [4]$$

➤ Faça medidas da posição das imagens S para diferentes frequências de rotação do espelho giratório EG (varie a voltagem do motor entre 0 e 220V). **Tome cuidado, retire antes a chave usada para virar manualmente o espelho giratório antes de ligar o motor.**

➤ Use a equação 4 para calcular v_{luz} para cada uma de suas medidas e compare com o resultado esperado.

➤ A maneira mais precisa de determinar v_{luz} a partir dos dados de S e f é ajustando a equação 4 aos seus dados medidos. Isso pode ser visto ao reescrever a equação 4 da seguinte maneira:

$$f = \frac{v_{luz}}{4\pi DR} (S - S_0) \quad [5]$$

Podemos notar agora que a frequência f é uma função linear de $(S - S_0)$ com coeficiente linear dado por $a = v_{luz}/4\pi DR$ e que, portanto, determinando o coeficiente angular desta função podemos determinar v_{luz} .

➤ Utilize seus dados para fazer um gráfico de f (no eixo y) e $S - S_0$ (no eixo x). A partir deste gráfico, temos que determinar a melhor reta que ajusta os dados, o que pode ser feito utilizando um software de análise de dados chamado *Origin* (nesta etapa será necessário a ajuda do monitor ou professor). Extraíndo o coeficiente angular da reta ajustada aos dados, calcule v_{luz} novamente e compare com o resultado anterior e com o resultado esperado. Note que através deste segundo procedimento todas as medidas são levadas em conta na determinação de v_{luz} e portanto a precisão do resultado será maior.

Atenção: Lembre-se que a luz do laser é potencialmente perigosa para você e seus colegas, por isso evite que incida diretamente, ou por reflexão interna, sobre seus olhos.

IV - Questionário

➤ Pesquise e descreva outros métodos experimentais que podem ser utilizados para medir a velocidade da luz.

➤ Descreva o experimento de Michelson-Morley para observar a velocidade da luz.

- Demonstre a equação 2.
- A partir das equações 2 e 3, demonstre a equação 4.
- Quais são as fontes de erro mais relevantes para seu experimento?

V - Referências

- A. DiCurcio, The Physics Teacher, 326, May 1978.
- G. Bruhat, Optique, ed. Masson et Cie, 1947, Cap. 1 (Biblioteca IFSC, 535.071 B 89203).
- R.W. Ditchburn, Light, Academic Press, 1976, vol. 1, cap. 11 (Biblioteca IFSC).

DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE PLANCK

Monitor Responsável: Raul Ribeiro Prado

I - Introdução

Por volta de 1862 G. Kirchhoff, que dedicara anos de pesquisa para a compreensão de por que um material suficientemente aquecido passava a emitir luz, postulou as chamadas Leis de Kirchhoff para a radiação térmica, desenvolvendo inclusive o conceito de corpo negro. Décadas depois, por volta de 1880, S. Boltzmann contribui para a melhor compreensão da radiação de um corpo negro, propondo a chamada lei de Stefan – Boltzmann para a radiação térmica, relacionando a energia luminosa emitida por um dado corpo com sua temperatura. Porém ainda não era compreendido porque um corpo aquecido emitia em todos os comprimentos de onda, (tal qual postulado por Kirchhoff), tão pouco a relação entre a intensidade luminosa e o comprimento de onda da radiação emitida.

Em 1896 W. Wien chegou à chamada lei de Wien, pela qual para uma dada temperatura do corpo negro era possível prever a intensidade luminosa emitida para um dado comprimento de onda. Porém tal lei adequava-se aos dados experimentais apenas para longos comprimentos de onda. Anos depois, por volta de 1900 Rayleigh e J. Jeans propuseram a chamada lei de Rayleigh-Jeans cuja validade era apenas para curtos comprimentos de onda. Contemporaneamente, Max Planck propôs uma lei que se explicava para todo o conjunto de dados experimentais. Tal lei veio a ser conhecida como lei de Planck, sendo que nela há uma constante de proporcionalidade conhecida como constante de Planck (h), resultado tal que é de fundamental importância para a Física Moderna e Mecânica Quântica.

Poucos anos depois, Einstein, baseando-se no trabalho de Planck, propôs que a luz se propaga em pacotes de energia, ou seja, que a luz poderia ser constituída de pequenas partículas (fótons), com energia dada pela constante de Planck

multiplicada pela sua frequência. Essa constante de Planck não somente aparece na equação de Einstein, mas também na relação de *de Broglie* no comportamento dual partícula-onda da matéria e na equação de Schrödinger.

A primeira estimativa experimental do valor de h foi feita pelo próprio Planck utilizando dados dos espectros de corpo negro em 1901. O valor obtido por ele foi de $6,55 \cdot 10^{-34}$ Js. Atualmente existem vários experimentos diferentes projetados para medir com altíssima precisão o valor de h , podendo alcançar precisão de 10^{-8} . O valor atualmente mais recomendado para utilizar é $6,62607 \cdot 10^{-34}$ Js.

II - Objetivos

Este experimento tem como objetivo a estimativa do valor da constante de Planck através dos limiares de tensão (V_{min}) para o quais os LEDs (Light Emitting Diode) fornecidos passam a emitir luz. Além disso, pode-se estimar o valor da relação entre a carga elementar e a constante de Boltzmann (e/k) com os resultados experimentais obtidos.

III - Fundamentos Teóricos

Um semicondutor consiste de um material cuja diferença de energia entre sua banda de valência, (estado no qual o portador de carga está preso a determinado átomo), e de condução, (estado no qual o portador de carga está livre para se mover na rede de átomos), é relativamente baixa, estando na região visível espectral. Baseado no tipo de portador de carga livre para se movimentar, (negativo para elétrons e positivo para os chamados “buracos”), tem-se os semicondutores do tipo **N** e **P** respectivamente. Vale lembrar que globalmente o material é eletricamente neutro.

Os LEDs (Light Emitting Diode) são formados por uma junção física de dois semicondutores, sendo um do tipo **P** e outro **N**. Ao conectar esses dois semicondutores, (ambos inicialmente eletricamente neutros, como ilustrado na figura 1a), os elétrons livres de **N** tendem a migrar para a região de **P**, da mesma forma que os buracos de **P** migram para **N**, como ilustrado na figura 1b. Eventualmente buracos e elétrons se encontram e recombinaem, gerando uma região neutra conhecida como região de depleção (figura 1c).

Entretanto, a difusão de portadores de carga gera um déficit de carga no semiconductor de mesmo sinal do portador. Assim, a região do semiconductor **N** próxima à junção apresenta déficit de carga negativa, virtualmente ficando carregado positivamente com respeito ao restante do semiconductor, sendo que o mesmo raciocínio se aplica ao semiconductor **P**. Assim surge um campo elétrico que impede a difusão de cargas nessa região, como ilustrado na figura 1c.

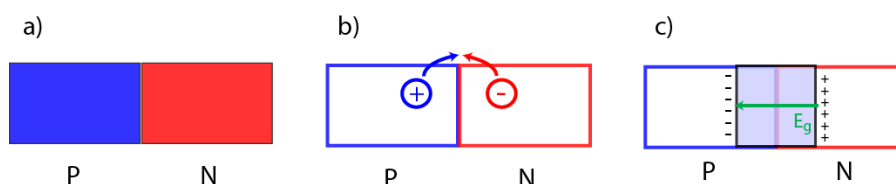


Figura 1: a) Junção **P-N**. b) Ao realizar a junção, há difusão de buracos de **P** para **N** e de elétrons de **N** para **P**. c) A difusão de portadores de carga gera um déficit de carga no semiconductor de mesmo sinal do portador. Assim, a região do semiconductor **N** próxima à junção apresenta déficit de carga negativa, virtualmente ficando carregado positivamente com respeito ao restante do semiconductor, sendo que o mesmo raciocínio se aplica ao semiconductor **P**. A região próxima à junção (região de depleção), na qual os portadores difundiram e recombinaram torna-se eletricamente neutra. Devido ao déficit de cargas na interface da região de depleção, surge um campo elétrico que impede a difusão de cargas nessa região.

Assim sendo, para que haja fluxo de cargas novamente, o portador de carga deve ganhar energia de modo a superar essa barreira energética imposta pelo campo elétrico E_g . Consideremos os portadores como elétrons, os quais se encontram na banda de condução. Para que haja novamente fluxo de elétrons de **N** para **P** é necessário que os elétrons ganhem energia adicional no mínimo de V_{min} :

$$V_{min} = eE_g \quad [1]$$

Isso pode ser feito conectando-se os terminais do LED à uma fonte de tensão contínua. Feito isso, os elétrons poderão mover-se novamente para a região **P**, onde eventualmente se recombinarão com buracos, o que fisicamente equivale ao elétron passar da banda de condução (nível mais energético) para a banda de valência (nível menos energético). Nesse processo, o elétron libera energia (em forma de radiação eletromagnética), que com boa aproximação, corresponde à energia mínima adquirida para vencer a barreira de energia dada pela equação 1.

Em Física Moderna essa energia liberada é usualmente associada à uma “partícula” emitida, o fóton, cuja energia ($E_{\text{fóton}}$) é dada pela equação de Planck-Einstein:

$$E_{\text{fóton}} = hf \quad [2]$$

na qual aparece a constante de Planck (h) e a frequência da radiação (ν). Igualando a equação 1 e 2, obtemos:

$$V_{\min} = hf \quad [3]$$

Esta relação é muito importante por que mostra que se for possível medir a tensão mínima de condução do LED ($V_{\min}$) e a frequência da luz emitida por este (f), podemos determinar o valor da constante de Planck (h). Tal procedimento será utilizado na presente prática com o objetivo de determinar o valor de h .

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- 2 Multímetros
- 1 fonte de tensão contínua
- 1 placa de circuito com 4 LEDs integrados
- 1 rede de difração
- 1 espectroscópio (conjunto de lunetas, goniômetro e rede de difração)
- Fios

IV.2 - Procedimento experimental

IV.2.a - Determinando $V_{\min}$ a partir da curva I vs V dos LEDs

Para a determinação de $V_{\min}$ de um determinado LED, utilizaremos a relação entre corrente (I) e tensão (V) no diodo:

$$I(V) = I_0(e^{eV/kT} - 1) \quad (4)$$

Onde k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura. A partir da curva de I vs V (figura 2) do LED, pode-se determinar $V_{\min}$ por meio de diferentes métodos. Recomendamos que utilize o método *piecewise linear* (PWL), segundo o qual uma

dada função é subdividida em N partes lineares, tal qual ilustrado na figura 2, sendo que nesse caso a função é aproximada por 2 retas. O valor de V_{min} é dado pela interseção entre as duas curvas lineares (figura 2).

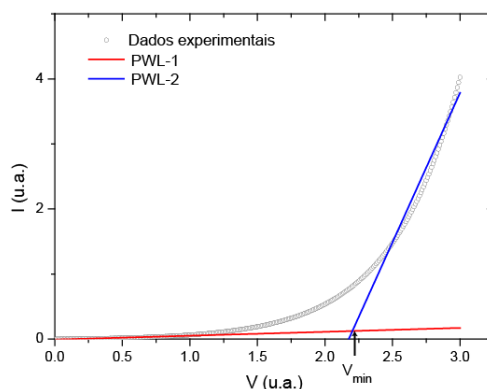


Figura 2: Determinação da tensão mínima V_{min} para a qual o LED passa a conduzir corrente elétrica.

Em sua bancada consta uma placa de circuito com 4 LEDs integrados (Figura 3a). Para selecionar o LED a ser utilizado, gire a chave “seletor cores de LEDs” da fonte de tensão, ilustrada na Figura 3b. Note que como a mesma fonte é usada para um circuito com 7 LEDs, temos que a primeira posição da chave A ativa o LED 1, a terceira posição o LED 2, a quinta posição o LED 3 e a sétima posição o LED 4. Conecte o voltímetro e o amperímetro nas saídas da fonte, nas posições indicadas na Figura 3b.

Antes de ligar os instrumentos, peça o auxílio do monitor, pois montagens errôneas podem danificar os aparelhos. No caso de dúvida, contate um monitor ou um professor.

➤ Varie a tensão da fonte, obtendo um conjunto de 15 a 20 medidas para a tensão e corrente no LED. A determinação de V_{min} pode ser feita através de um software de análise de dados chamado *Origin*. Nesta etapa será necessária a ajuda do monitor ou do professor.

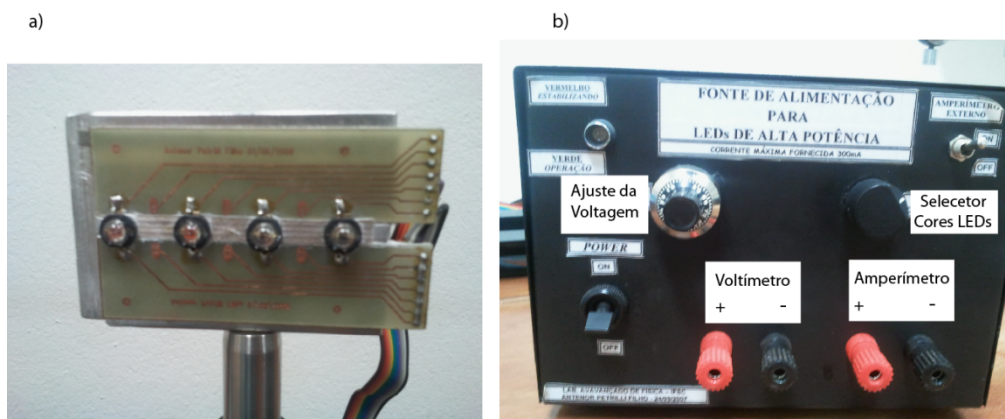


Figura 3: a) Placa com LEDs integrados. b) Fonte de tensão.

➤ Repita esse experimento para todos os LEDs disponíveis, determinando V_{min} para cada um deles.

IV.2.b - Estimando a frequência de emissão dos LEDs

Nesta etapa da prática utilizaremos a grade de difração, o goniômetro e a luneta para determinar o comprimento de onda (e conseqüentemente a frequência) da luz emitida pelo LED (ver Apêndice).

➤ Alinhe o conjunto LED-grade-lunetas, tal qual ilustrado na figura 4, de modo que a luz proveniente da fenda do goniômetro esteja no centro da luneta de observação. Anote a orientação angular nessa condição (θ_0).

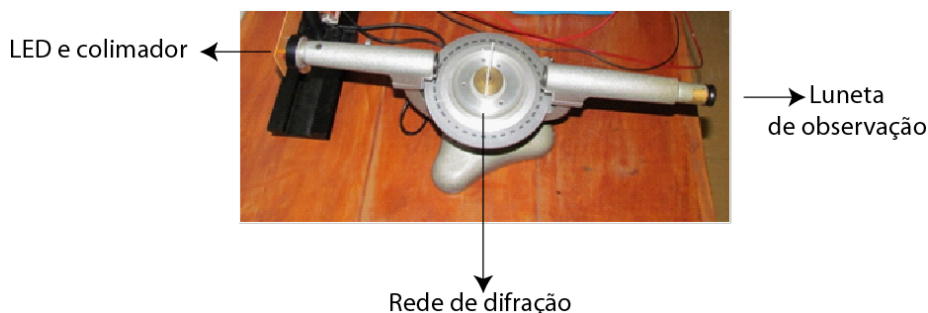


Figura 4: Montagem do conjunto de LEDs com o espectroscópio (lunetas + goniômetro + grade de difração).

➤ Em seguida, movendo a luneta de observação encontre a orientação angular (θ_1) do primeiro máximo de interferência (primeira raia brilhante). Repare que ao contrário da linha central proveniente da fenda (θ_0), no presente caso vemos uma

faixa colorida. Discuta com seus colegas e monitor como proceder para estimar o ângulo θ_1 .

Uma vez conhecido o ângulo θ_1 e a distância entre as fendas da grade (d), pode-se determinar o comprimento de onda do LED pela equação:

$$\lambda = d \sin(\theta_1) \quad [5]$$

Que pode ser facilmente convertido em termos de frequência:

$$f = c/\lambda \quad [6]$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

➤ Seguindo esse procedimento, determine a frequência de emissão de cada LED disponível.

IV.2.c - Estimando a constante de Planck

➤ A partir de suas medidas de V_{min} e da frequência f , calcule para cada LED o valor de h utilizando a equação 3. Compare os valores obtidos com o valor exato ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ m}^2\text{kg/s}$).

➤ A maneira mais precisa de determinar h a partir dos dados de V_{min} e f é ajustando a sua função dada na equação 3 aos seus dados medidos. Para isso comece fazendo o gráfico de V_{min} vs f (V_{min} no eixo y e f no eixo x). Em seguida devemos encontrar a melhor função linear que descreve os dados contidos no gráfico, o que pode ser feito através do software *Origin* (com ajuda do monitor ou professor). Pela equação 3 podemos notar que o coeficiente angular desta função linear deve corresponder ao valor de h . Portanto, através deste procedimento é possível determinar a constante h utilizando os dados medidos para todos os LEDs conjuntamente, aumentando a precisão de seu resultado. Por fim, compare seu novo resultado com o valor exato de h e estime o erro experimental associado ao valor obtido.

IV.2.d - *Opcional*

Tendo em vista seus resultados experimentais (curvas $I \times V$ dos LEDs), proponha um gráfico para a obtenção da relação e/k . Faça tal gráfico e compare seu resultado com os valores estabelecidos na literatura.

V - Questionário

- Pesquise outros tipos de experimentos que podem ser utilizados para medir a constante de Planck.
- Explique as propriedades dos semicondutores tipo N e tipo P em termos das **bandas de energia** destes materiais. O que são bandas de condução e bandas de valência?
- Como a energia dos fótons emitidos pelo LED se relaciona com a estrutura das bandas de energia do material?
- Que outro método poderia ser utilizado para determinar V_{min} além do PWL?
- Quais são as fontes de erro mais importantes do experimento?

VI - Bibliografia

- Oliveira, L. S., Jesus, V. L. B., Introdução à Física do Estado Sólido (IFSC: 530.4107O48i)
- Kittel, C., Introdução à Física do Estado Sólido (IFSC: 530.41K62int5)

VII - Apêndice

VII.1 - *Difração da luz e medida do comprimento de onda*

Um feixe de raios luminosos que incide perpendicularmente a uma rede de difração sofre mudança de direção ao passar pelas fendas. De acordo com o princípio de Huygens, estas fendas atuam como fontes luminosas secundárias. As frentes de onda assim geradas interferem destrutivamente, exceto ao longo da linha perpendicular ao plano da rede e em poucas direções que satisfaçam à seguinte condição:

$$m\lambda = d \cdot \sin(\theta), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad [7]$$



Escola de Física Contemporânea

Instituto de Física de São Carlos – Universidade de São Paulo

em que λ é o comprimento de onda da luz e d é a distância entre as fendas da rede de difração.

RADIAÇÃO DE CORPO NEGRO

Monitor Responsável: Vinícius Henrique Auríchio

I - Introdução

No final do século XIX e início do século XX pensava-se que a física havia atingido seu clímax: poucos fenômenos que restavam a ser explicados e as teorias básicas já haviam sido criadas. Dentre estes fenômenos ainda não atacados estava a radiação emitida por um corpo aquecido, como a luz rubra emitida por carvão em brasa ou o espectro de uma lâmpada incandescente. No entanto, para se atacar este fenômeno necessitava-se de um material modelo, surgindo o conceito de “corpo negro”. Um corpo negro é um material teórico considerado o absorvedor e o emissor ideal de radiação eletromagnética. Em 1859, Kirchhoff emulou experimentalmente um “corpo negro” criando uma cavidade em um bloco de modo a aumentar as múltiplas reflexões no seu interior, aumentando a absorção da radiação que a adentra. Desta forma, pode-se coletar dados acerca da radiação emitida por estas cavidades quando os blocos eram aquecidos a diferentes temperaturas.

Usando essa definição de corpo negro, a teoria da mecânica estatística clássica previa que quando em equilíbrio térmico a uma temperatura T todos os modos de vibração do campo eletromagnético (ou seja, luz de todas as frequências) deveriam conter a mesma quantidade de energia: $\frac{1}{2}kT$. Se esse resultado estivesse correto, um pouco de álgebra nos mostra que um corpo a qualquer temperatura diferente de zero emitiria mais luz ultravioleta que luz visível! Essa tentativa de explicação foi proposta por Rayleigh-Jeans e o problema que surge para altas frequências ficou conhecido como a catástrofe do ultravioleta. Ao mesmo tempo, porém, a curva proposta se ajustava bem ao espectro de baixas frequências, levando a crer que a teoria proposta seria uma aproximação válida para energias abaixo da do infravermelho.

Usando de considerações vindas da teoria da termodinâmica, Wilhelm Wien propôs outra distribuição para a energia emitida pelo corpo negro. Seus resultados conseguiam explicar a parte de altas frequências, mas falhava ao prever a intensidade da emissão para baixas frequências.

Foi necessário o “ato de desespero” de Max Planck em 1900 para reproduzir estes resultados. Neste ano, Planck considerou, a contragosto, que a energia das ondas eletromagnéticas era quantizada ($E = nh\nu$, onde ν é a frequência da onda eletromagnética, n é o número de quanta e h a constante de Planck), dizendo que esta era uma propriedade resultante da interação onda eletromagnética com as paredes da cavidade. Este resultado se ajustou muito bem aos resultados experimentais, mas foi visto como um artifício matemático até 1905. Neste ano, Einstein disse que a energia não era quantizada por causa da interação onda eletromagnética/parede, mas sim por uma propriedade intrínseca das ondas eletromagnéticas, que eram formadas por pacotes de energia (posteriormente fótons). Portanto, o experimento da radiação de corpo negro foi um marco importante na história da física pois foi em sua análise que surgiram as bases para uma nova física: a física quântica. A fórmula de Planck para o espectro se torna igual à encontrada por Rayleigh-Jeans quando analisamos baixas frequências e igual à encontrada por Wien na região de altas frequências.

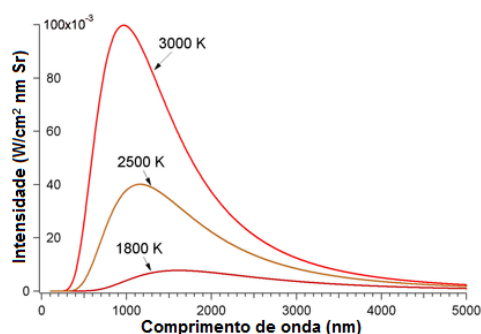


Figura 1: Densidade de energia por comprimento de onda obtido nos experimentos de radiação de corpo negro pra diferentes temperaturas. Imagem: © M. Tomczak; Creative Commons license

O que foi observado destes experimentos de radiação de corpo negro (figura 1) deu origem a duas leis empíricas: a) lei de Stefan-Boltzmann (1879), que diz que potência total irradiada pelo corpo negro depende da quarta potência da temperatura

do corpo: $P = \sigma T^4$, que foi deduzida teoricamente por Boltzmann 5 anos depois e; a b) lei de Wien (1893), que relaciona linearmente a frequência da onda eletromagnética emitida mais intensamente com a temperatura do corpo: $f_{\max} \propto T$.

II - Objetivos

Esta prática tem como objetivo principal a verificação da Lei de Stefan-Boltzmann, analisando o efeito da superfície emissora sobre os resultados. Com esse experimento, é ainda possível visualizarmos o espectro completo utilizando um espectrômetro.

III - Fundamentos Teóricos

Trabalharemos com dois tipos de sensores e, por isso, devemos entender o que significam as grandezas medidas por eles. O primeiro sensor é um espectrômetro. Ele mede a intensidade de cada comprimento de onda dentro de uma faixa do espectro eletromagnético. Para isso, utiliza-se uma grade de difração para separar espacialmente as diferentes frequências e com um detector se avalia a intensidade de cada componente, conforme mostra a figura 2.

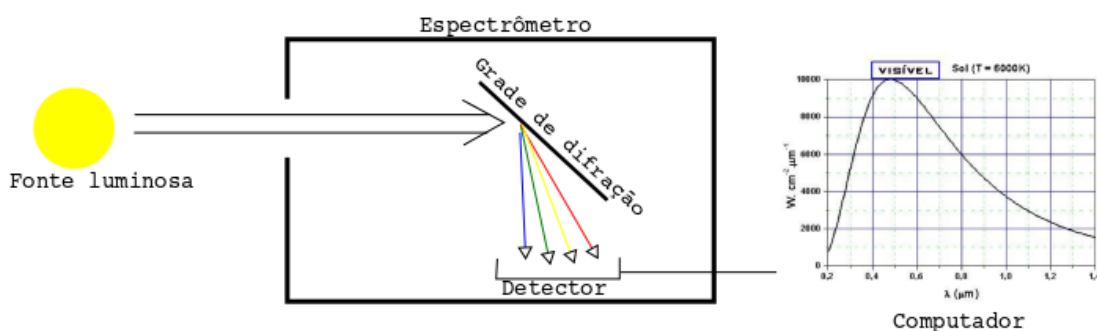


Figura 2: Esquema simplificado de um espectrômetro com grade de difração.

A radiância, L_e , de um corpo a uma dada temperatura é o fluxo de energia radiante emitida por unidade de área e por unidade de ângulo sólido. Se a fonte emitir radiação isotropicamente no semi-espaco de 2π esferorradiano (como é caso

de corpo negro) dizemos que o mesmo é uma fonte de “Lambert” e, neste caso, L_e será uma constante e possuirá somente uma distribuição espectral, $L_e = L_e(\lambda)$.

Se L_e for somada em todo espaço de 2π esferorradiano, dará origem à taxa de radiação emitida por unidade de área, M_e , que se chamará agora de densidade espectral de fluxo e corresponde a potência emitida por unidade de área e por unidade de comprimento de onda, emitida pela superfície. A relação entre L_e e M_e será, para fontes de “Lambert”, $M_e = \pi L_e$.

Para um corpo negro, a distribuição espectral de M_e é dada pela fórmula de Planck:

$$M_e(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1\right)} \quad [1]$$

onde h é a constante de Planck, c a velocidade da luz, k a constante de Boltzmann, T a temperatura e λ o comprimento de onda.

O segundo tipo de detector utilizado é a termopilha elétrica. Como explicado no apêndice, a termopilha mede a quantidade total de energia por unidade de tempo chegando em sua superfície. Dessa forma, não há diferença se a energia que chega veio na forma de luz azul, verde ou vermelha. Por isso devemos integrar todos os comprimentos de onda, de onde concluímos que a potência total emitida por um corpo negro é:

$$P = \int_0^\infty M_e(\lambda) d\lambda = \frac{2\pi^2 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad [2]$$

sendo P a potência total emitida e σ a constante de Stefan-Boltzmann.

No entanto, nenhum corpo material se comporta rigorosamente como um corpo negro ideal. Para certos materiais, em determinadas faixas de temperaturas e em intervalos razoáveis de comprimentos de onda, a distribuição espectral possui um comportamento similar ao de um corpo negro ideal, a menos de um fator constante, $0 < \epsilon < 1$, fator este que chamamos de emissividade, ϵ , do corpo (ou superfície). Deste modo, podemos reescrever a lei de Stefan-Boltzmann $P = \epsilon \sigma T^4$, e dizer que se trata de um “corpo cinza”.

IV - Parte Experimental

IV.1 - Materiais utilizados

- Cubo de Leslie
- Termômetro
- Varivolt
- Pilha termo-elétrica (termopilha)
- Milivoltímetro ou voltímetro
- Fios e conectores

IV.2 - Procedimento experimental

Observação: antes de ligar as fontes de tensão, peça para que o monitor verifique a montagem descrita, pois erros na montagem podem danificar os equipamentos utilizados. Além disso, feche a cortina durante as medidas.

IV.2.a - Verificação da Lei de Stefan-Boltzmann

O cubo de Leslie será utilizado para verificar que a taxa de radiação térmica; ou melhor, a emissividade de um corpo, depende do estado de sua superfície. O cubo de Leslie utilizado nesta experiência é construído de alumínio tendo quatro de suas faces tratadas da seguinte maneira: uma delas está “enegrecida”, outra, pintada com tinta “branca”, uma terceira é rugosa e a última polida, sendo aquecidas internamente por uma lâmpada (figura 3).

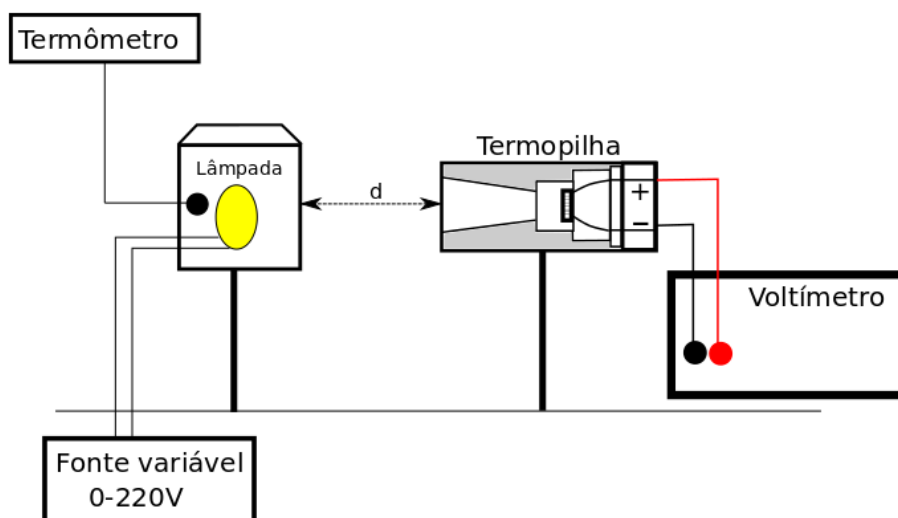


Figura 3: Montagem experimental do experimento de radiação de corpo negro com um cubo de Leslie. Observação importante: a distância d entre a termopilha e o cubo deve ser tal que somente radiação do cubo adentre à termopilha.

- Fixe uma distância d entre a termopilha e o cubo de Leslie como mostrado na figura 3. Meça a diferença de potencial da termopilha para temperaturas desde 30°C a 200°C em passos de 5°C - 10°C ; para isso, aumente lentamente a tensão na fonte da lâmpada e anote as medidas conforme a temperatura sobe. Repita para cada uma das 4 faces do cubo mantendo a distância d .
- Converta as medidas em mV da termopilha para medidas de potência usando os dados do fabricante da termopilha (apêndice).
- Verifique que a potência emitida por cada face obedece a Lei de Stefan-Boltzmann. Para isso, faça um gráfico log-log.
- Encontre as razões entre as emissividades das várias faces, relativamente à emissividade da face negra.
- Utilize a expressão de Planck para $M_e(\lambda)$ e faça dois gráficos de $M_e(\lambda)$ para as temperaturas extremas medidas (a mais alta e a mais baixa).

IV.2.b - Espectro de corpo negro (opcional)

- Substitua a termopilha por um espectrômetro e meça o espectro completo do cubo de Leslie. Quão parecido ele é com o esperado para um corpo negro?

V - Questionário

- Qual a importância histórica deste experimento?
- Como construir um sistema que se comporta como um corpo negro ideal?
- Com o auxílio de um computador, faça o gráfico de $M_e(\lambda)$ para várias temperaturas.
- A teoria e o experimento são compatíveis?
- Como funciona a termopilha?
- Como funciona o espectrômetro?

VI - Bibliografia

- R. Eisberg, Fundamentos da Física Moderna (cap. 2). (IFSC 539/E36FF).
- R. Eisberg, R. Resnick, Física Quântica, (cap. 1) (IFSC 530.12/E36F).
- P.A. Tipler, R.A. Llewellyn, Física Moderna (IFSC)
- P.A. Tipler, Física Volume 4, Ótica e Física Moderna (IFSC)
- Fleury-Mathieu. Chaleur, Thermodynamique états de la matière (IFSC 530.07/F618P V.2) – (pág. 406, 412 e 423).
- G. Bruhat, A. Kastler, Curso de Física Geral III Termodinâmica (pág. 67 – 83). Difusão Europeia do Livro (IFSC 536.7071/B892T ed V. I).
- Apostila de Laboratório de Física Moderna do IFSC → <http://www.ifsc.usp.br/~lavfis/BancoApostilasImagens/ApCorpoNegro/corponegro.pdf>
- Radiação térmica e teoria de Planck, Universidade Federal do Rio Grande do Sul http://www.if.ufrgs.br/~betz/iq_XX_A/radTerm/aRadTermFrame.htm
- University of Virginia, Michal Fowler, Modern Physics, Black body radiation: http://galileo.phys.virginia.edu/classes/252/black_body_radiation.html

VII - Apêndice

VII.1 - O detector de radiação térmica: a pilha termoelétrica de Moll

Uma fração da radiação térmica proveniente de um corpo emissor, a uma temperatura T , é absorvida por um sensor enegrecido em forma de disco no qual estão ancoradas 16 junções de pares termoelétricos (as outras junções estão em contato térmico com o corpo da termopilha, a temperatura ambiente, T_0).

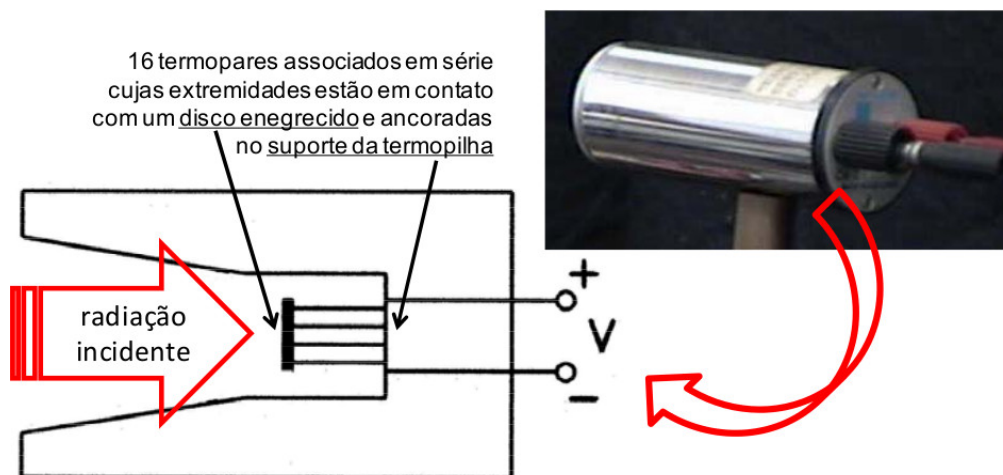


Figura 4: Esquema simplificado da termopilha.

Ao absorver a radiação incidente, o disco enegrecido atingirá uma temperatura de equilíbrio $T_d = T_0 + \Delta T$ (T_0 é a temperatura ambiente) a qual, devido ao efeito Seebeck, dará origem a uma voltagem V . Para entender o significado desta voltagem V , consideremos a figura a seguir.

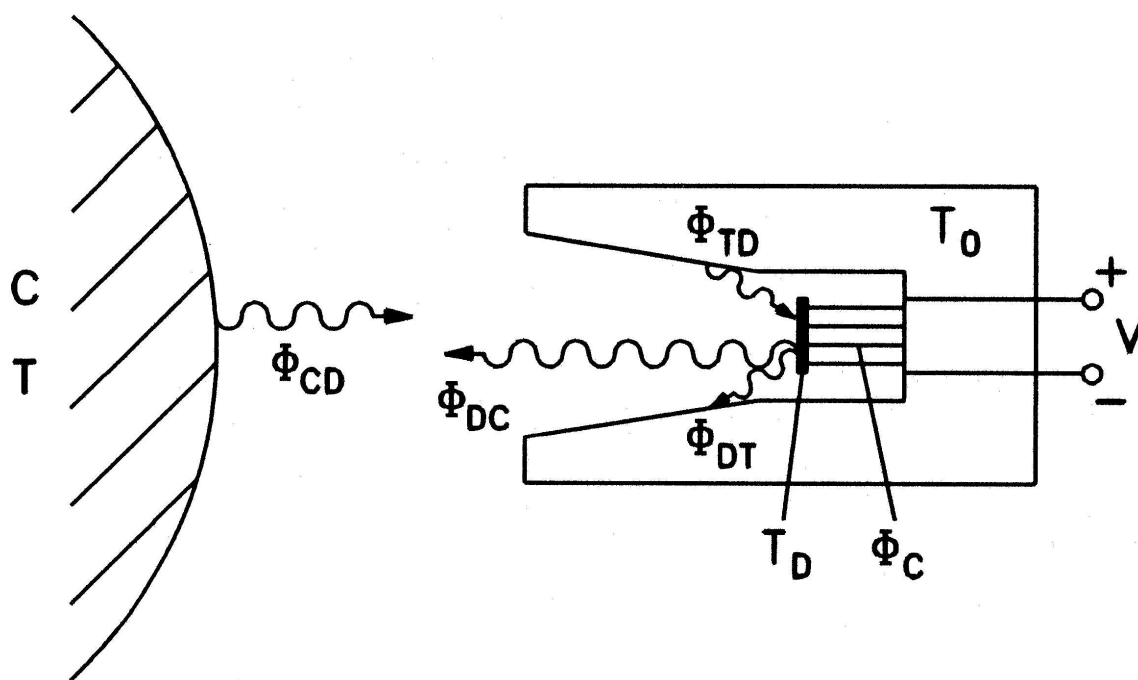


Figura 5: Fluxos de energia no sistema.

Na figura 5, ϕ_{CD} , ϕ_{DC} , ϕ_{DT} e ϕ_{TD} são, respectivamente, os fluxos de energia: do corpo para o disco; do disco para o corpo; do disco para o invólucro da termopilha; do invólucro da termopilha para o disco. Temos ainda ϕ_C , que é o fluxo devido à

condução de calor entre o disco e o invólucro da termopilha. Considere agora que: $\phi_{CD} = ET^4$, $\phi_{DC} = ET_d^4$, $\phi_{DT} = c_1 T_d^4$, $\phi_{TD} = c_1 T_0^4$, $\phi_C = k\Delta T$. O equilíbrio do fluxo energético sobre o disco nos permite escrever:

$$\phi_{CD} + \phi_{TD} - \phi_{DC} - \phi_{DT} - \phi_C = 0 \quad [3]$$

Lembrando que devido ao efeito Seebeck temos ainda $V = K_S \Delta T$, um pouco de álgebra nos mostra que para variações pequenas na temperatura do disco temos:

$$V = K(T^4 - T_0^4) \quad [4]$$

Essa relação explicita o significado da voltagem medida: é o fluxo líquido de radiação térmica experimentado pelo disco enegrecido. O valor da constante de conversão depende dos detalhes da montagem e, por isso, é dado pelo fabricante. Para a termopilha a ser utilizada neste experimento, $K = 0.16V/W$.