

ESTUDO DE UMA DESCARGA DE CATODO TERMIÔNICO EM BAIXA PRESSÃO

João Paulo de Andrade Dantas

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA
Rua H8A – APT 113 – Campus do CTA – 12228-460
São José dos Campos – SP – Brasil
Bolsista PIBIC-CNPq
Correio eletrônico: jpdantas@gmail.com

Prof. Gilberto Petraconi Filho

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA
Divisão de Ensino Fundamental – Laboratório de Plasma e Processos (LPP)
Praça Marechal Eduardo Gomes, 50 – Vila das Acácias – 12228-900
São José dos Campos – SP – Brasil
Correio eletrônico: petra@ita.br

Resumo. Nesse trabalho foi realizado um estudo sobre o efeito da emissão termiônica de elétrons com relação às leis de Richardson e Child-Langmuir e ainda sobre os efeitos do aquecimento de um filamento de tungstênio para a realização de descarga elétrica operando em baixa pressão de gás argônio. Para investigar a lei de Richardson, que relaciona a corrente de elétrons emitida por um filamento aquecido com sua temperatura, foi utilizado um filamento de tungstênio como catodo (emissor) e um disco de alumínio com anodo (coletor), operando na mais baixa pressão possível (pressão residual) obtida com um sistema de vácuo constituído por uma bomba mecânica somente. Neste mesmo sistema, foi verificada a lei de Child-Langmuir, ou seja, a relação entre a corrente de emissão termiônica de elétrons em função da tensão de polarização dos eletrodos, considerando uma perturbação no perfil do potencial entre os eletrodos devido à formação de cargas espaciais na região de catodo. No estudo da descarga elétrica entre um catodo de filamento aquecido e um coletor (anodo) investigou-se o efeito da corrente pelo filamento sobre a corrente e a tensão da descarga operando em baixa pressão de argônio.

Palavras chave: descarga elétrica em gases, catodo termiônico, lei de richardson, lei de child-langmuir

1. Introdução

1.1. Lei de Richardson e Child-Langmuir

O início dos estudos sobre o efeito de emissão termiônica de elétrons ocorreu a partir de 1883, quando o conhecido inventor Thomas Alva Edison (1847-1931) estava em seu laboratório trabalhando com lâmpadas elétricas de filamento. Uma placa metálica havia sido introduzida na parte superior de uma lâmpada elétrica comum, bem em frente ao filamento metálico. Acendendo a lâmpada e ligando a placa metálica ao pólo positivo de uma bateria e o filamento da lâmpada ao pólo negativo, era possível medir uma corrente elétrica fluindo. Na época, Edson não soube explicar o que estava acontecendo. Como poderia haver tal corrente elétrica se a placa metálica estava isolada, isto é, não se encostava ao filamento? O que estava “fechando o circuito” entre a placa e o filamento? Hoje se sabe que tal fenômeno (chamado “efeito termiônico”) deve-se ao fato de o filamento emitir uma grande quantidade de elétrons que são atraídos pela placa, estabelecendo assim uma corrente elétrica, hoje conhecido como efeito Edison. O efeito termiônico deve-se à estrutura atômica dos metais. Todo corpo metálico possui elétrons livres que, a qualquer temperatura, possuem um movimento desordenado em virtude de sua agitação térmica. À temperatura ambiente, os elétrons não conseguem se libertar-se do metal porque são atraídos pelos íons positivos da rede cristalina e não possuem energia suficiente (função trabalho) para vencer esta atração. Contudo, se a temperatura do corpo for aumentada, a agitação térmica dos elétrons também aumentará e um grande número deles conseguirá escapar da atração dos íons positivos. Estes elétrons que escapam do material passam a formar uma nuvem eletrônica próxima à superfície do corpo. Se houver outro corpo metálico positivamente carregado próximo a essa nuvem, os elétrons serão atraídos e uma corrente elétrica se estabelecerá, como ilustra a Figura 1.

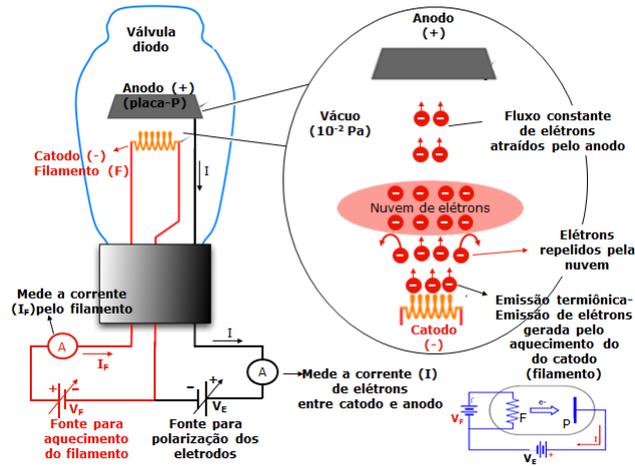


Figura 1. Mecanismo de operação de uma válvula diodo termiônica. Um filamento metálico F e um anodo (placa) também metálico P estão numa ampola sob vácuo (a presença de ar dificulta a emissão de elétrons). A fonte de tensão V_F aquece o filamento e a fonte V_E polariza o anodo positivamente. Nesta condição, os elétrons emitidos pelo filamento são atraídos pelo potencial positivo do ânodo, fazendo circular uma corrente I pelo circuito.

Um efeito também interessante ocorre quando, a uma elevada corrente I_F pelo filamento, forma-se uma nuvem de elétrons em suas proximidades, impedindo que o fluxo de elétrons para o anodo aumente, nestas condições, a corrente pelo circuito (entre catodo e anodo) se mantém constante (veja Figuras 1 e 2). A lei de Richardson, embora não considere o efeito da nuvem de cargas espaciais formada na região de catodo, expressa uma relação entre a taxa de elétrons emitidos na superfície de um metal em função da temperatura, considerando algumas simplificações em torno da estrutura metálica. Richardson e Dushman mostraram que o número de elétrons emitidos por unidade de área do catodo, densidade de corrente J, devido à emissão termiônica de um metal é dada por:

$$J = A_0 \times T^2 \times \exp \left[\frac{-\phi}{KT} \right] \quad (1)$$

Onde $A_0 = \pi 4emK^2/h^3$ é definido como a constante de Richardson-Dushman, cujo valor teórico é de $120,4 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$, J é a densidade de corrente de saturação termoeletrônica em A/cm^2 , T é a temperatura em Kelvin, e ϕ é a função trabalho em eV (geralmente tabelada para vários materiais a 0K) e K é a constante de Boltzman, que vale $8,6165 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$. A expressão mostra que quanto maior a temperatura na superfície do catodo, maior a densidade de corrente de elétrons que se pode obter dele. A variação da densidade de corrente em função de T^2 será menor quando comparado com o termo exponencial. Isto pode ser constatado se forem consideradas pequenas variações na temperatura de operação do catodo. Por exemplo, para uma temperatura de operação de 1273 K, se a temperatura for variada de 1% o termo exponencial variará 70%, enquanto que o termo T^2 variará apenas em 2%. A Figura 2 mostra esta dependência da densidade de corrente emitida pelo catodo em função de sua temperatura.

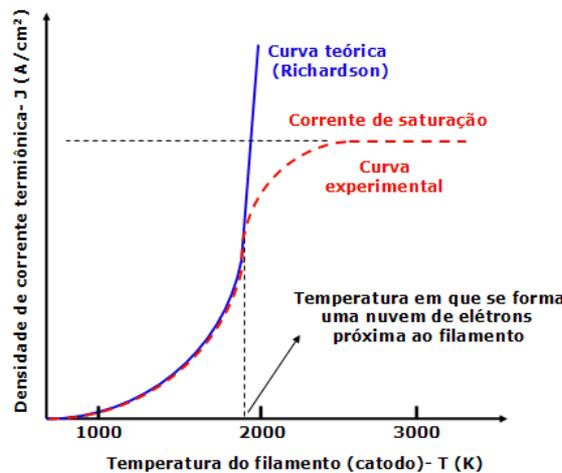


Figura 2. Variação da densidade de corrente de elétrons emitido pelo catodo em função de sua temperatura.

Note que a Lei de Richardson (curva em azul) não prevê a formação da nuvem de cargas espaciais na região do catodo, que impede, a partir de certa temperatura, que a densidade de corrente entre o catodo e o anodo cresça exponencialmente com a temperatura (curva em vermelho). Linearizando a expressão (1) e de posse das medidas de densidade de corrente e temperatura pelo filamento, podemos determinar facilmente a função trabalho do material do catodo. O valor da função trabalho ϕ possui uma variação aproximadamente linear com a temperatura, de acordo com a relação:

$$\varphi(T) = \varphi_0 + \alpha T \tag{2}$$

Onde φ_0 é a função trabalho a 0 K, α é igual a $\Delta\varphi/\Delta T$ e é definido como o coeficiente de temperatura da função trabalho. Para os metais, os valores experimentais de α são da ordem de 10^{-4} eV/K. Combinando as Equações (1) e (2) obtém-se:

$$J = A_0 \times T^2 \times \exp\left[-\frac{1}{KT}(\varphi_0 + \alpha T)\right] \Rightarrow \tag{3}$$

$$\frac{J}{T^2} = A_0 \times \exp\left(-\frac{\alpha}{T}\right) \times \exp\left(-\frac{\varphi_0}{KT}\right)$$

Aplicando o logaritmo neperiano nos dois termos da equação anterior obtém-se:

$$\underbrace{\ln\left(\frac{J}{T^2}\right)}_Y = \underbrace{\ln\left[A_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{K}\right)\right]}_A - \underbrace{\left(\frac{\varphi_0}{K}\right)}_B \underbrace{\frac{1}{T}}_X \Rightarrow$$

$$Y = A - BX \tag{4}$$

Plotando o gráfico de $\ln(J/T^2)$ versus $1/T$ (veja Figura 3) obtém-se uma linha reta até a condição de saturação (para temperaturas elevadas). A Lei de Richardson não leva em conta o efeito de cargas espaciais que limitam a corrente entre os eletrodos. A inclinação da reta obtida fornece o valor de φ_0 e o prolongamento desta reta até a ordenada $\ln J/T^2$ fornece o valor de $A_0 \exp(-\alpha/K)$. Esta é, portanto, a forma usual para encontrar o valor da função trabalho para qualquer tipo de material, pelo método de Richardson.

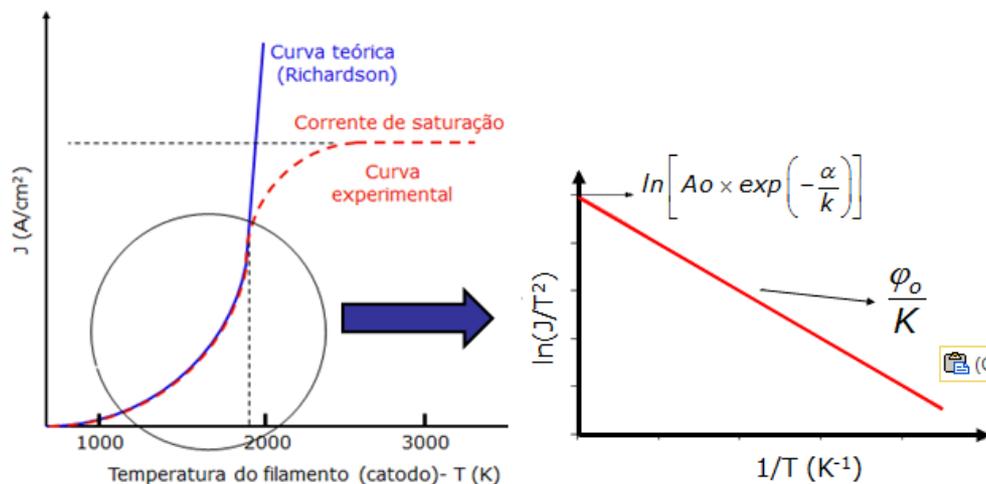


Figura 3. Determinação da função trabalho pelo método de Richardson.

Efeito semelhante ocorre quando fixamos a corrente pelo filamento e aumentamos a tensão de polarizações entre os eletrodos, como ilustra a Figura 4b. Ou seja, normalmente, uma válvula é um dispositivo que controla o fluxo de um líquido, de um gás etc. No caso da válvula eletrônica, uma de suas mais importantes funções é controlar o fluxo de elétrons pela variação das tensões e correntes pelo circuito. O efeito da nuvem de cargas espaciais formada na região de catodo sobre a o potencial elétrico entre catodo e anodo de uma válvula diodo é descrito pela lei de Child-Langmuir, a qual estabelece que a corrente termiônica (I) que percorre um diodo ao longo do eixo depende da distância de separação (d) entre o catodo e o anodo, considerados planos com uma seção transversal de área A , e da tensão aplicada entre estes eletrodos ($V=V_E$), pela seguinte expressão (SI):

$$I(V) = 2,32 \times 10^{-6} \frac{A}{d^2} V^{\frac{3}{2}} \quad (5)$$

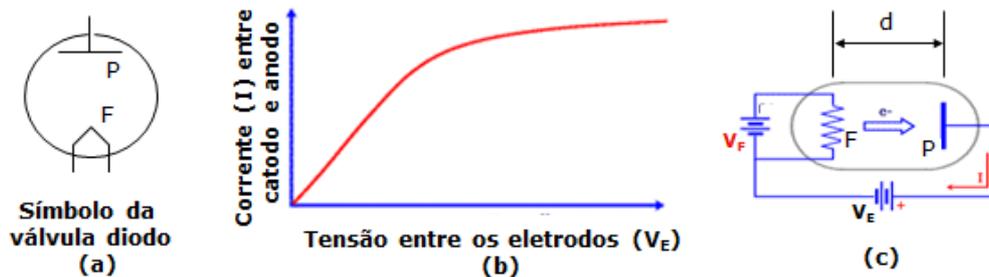


Figura 4. a) símbolo da válvula diodo termiônica; b) Curva característica $I \times V$ da válvula diodo ou variação da corrente I em função da tensão de polarização dos eletrodos (catodo e anodo) e c) diagrama esquemático do circuito elétrico correspondente. O anodo da válvula é normalmente chamado placa e o filamento, catodo. Assim, a tensão da fonte V_E que polariza a placa é a tensão de placa e a corrente I , corrente de placa.

1.2. Dedução da lei de Child-Langmuir

O efeito de carga espacial no potencial de um diodo é descrito pela lei de Child-Langmuir, a qual estabelece que a densidade de corrente termiônica que percorre um diodo depende da distância de separação entre o catodo e o anodo e a tensão aplicada entre estes eletrodos. Para deduzi-la, utiliza-se a equação de Poisson, que relaciona o potencial aplicado em função da distância de acordo com:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(y)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_0} \quad (6)$$

Onde $V(x)$ é o potencial no diodo, $\rho(x)$ é a densidade de carga espacial e ϵ_0 a permissividade no vácuo. Considerando que os elétrons são emitidos perpendicularmente à superfície do catodo, o potencial independente de y e z e a equação anterior transforma-se em:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_0} \quad (7)$$

a energia cinética de um elétron a uma velocidade v_x e a uma distância x do anodo é dada por:

$$eV(x) = \frac{1}{2} m[v(x)]^2 \quad (8)$$

onde m é a massa do elétron e e a carga do elétron.

Considerando que a corrente termiônica por unidade de área J independe de x , então, não há perda de elétrons na região entre o anodo e o catodo. A densidade de corrente termiônica J em um ponto x pode ser escrita em termos da densidade de carga espacial $\rho(x)$ e a velocidade $v(x)$, da seguinte forma:

$$J = \rho(x) \cdot v(x) \quad (9)$$

Substituindo e re-arranjando as equações anteriores obtém-se:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_0} = \frac{-J}{\epsilon_0 v(x)} = \frac{-J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta V(x)}} \quad (10)$$

onde $\eta = e/m$.

Multiplacando-se ambos os membros da equação anterior por $\frac{\partial V(x)}{\partial x}$, obtém-se:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} \frac{\partial V(x)}{\partial x} = \frac{-J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta V(x)}} \frac{\partial V(x)}{\partial x} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} \frac{\partial V(x)}{\partial x} dx = \frac{-J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta V(x)}} \frac{\partial V(x)}{\partial x} dx \quad (12)$$

Integrando-se em relação adV(X), obtém-se:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{dV(x)}{dx} \right]^2 = - \frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \int_V^0 \frac{dV(x)}{\sqrt{V(x)}} = \frac{2J\sqrt{V(x)}}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \quad (13)$$

Extraindo-se a raiz quadrada e integrando-se novamente, obtém-se:

$$\frac{dV(x)}{dx} = \pm 2 \sqrt{\frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta}}} V(x)^{1/4} \quad (14)$$

$$\int_0^V \frac{dV(x)}{V(x)^{1/4}} = 2 \sqrt{\frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta}}} x \quad (15)$$

$$\frac{4}{3} V(x)^{3/4} = 2 \sqrt{\frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta}}} x \quad (16)$$

Explicitando-se a grandeza J , obtém-se finalmente:

$$J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{V(x)^{3/2}}{x^2} \quad (17)$$

Substituindo os valores experimentais de e , m e ϵ_0 na equação anterior, chega-se a:

$$J = -2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V(x)^{3/2}}{x^2} \quad (18)$$

O sinal negativo indica que a corrente flui na direção contrária ao eixo x . Se um potencial V é aplicado no anodo a uma distância d do catodo, a grandeza da densidade de corrente termiônica é dada por:

$$J = -2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (19)$$

Pode-se notar que esta última equação fornece a densidade de corrente termiônica limitada por carga espacial em função do potencial aplicado e da distância entre catodo e anodo.

2. Experimental

O sistema experimental a ser utilizado nos estudos de uma descarga em baixa pressão utilizando catodo de filamento é mostrado na Figura 5. A câmara de vácuo confeccionada em Pyrex de 14 cm de diâmetro e 16 cm de comprimento possui um volume de aproximadamente 2,5 l. O sistema de vácuo é composto de uma bomba mecânica da marca Edwards com velocidade de bombeamento de 18 m³/h, permitindo atingir uma pressão residual na câmara de vácuo da ordem de 10⁻³Torr. As medidas de pressão foram monitoradas com um manômetro tipo Pirani ou Baratron da Edwards, que trabalha com pressões da ordem de grandeza de 10⁰ bar a 10⁻⁴mbar.

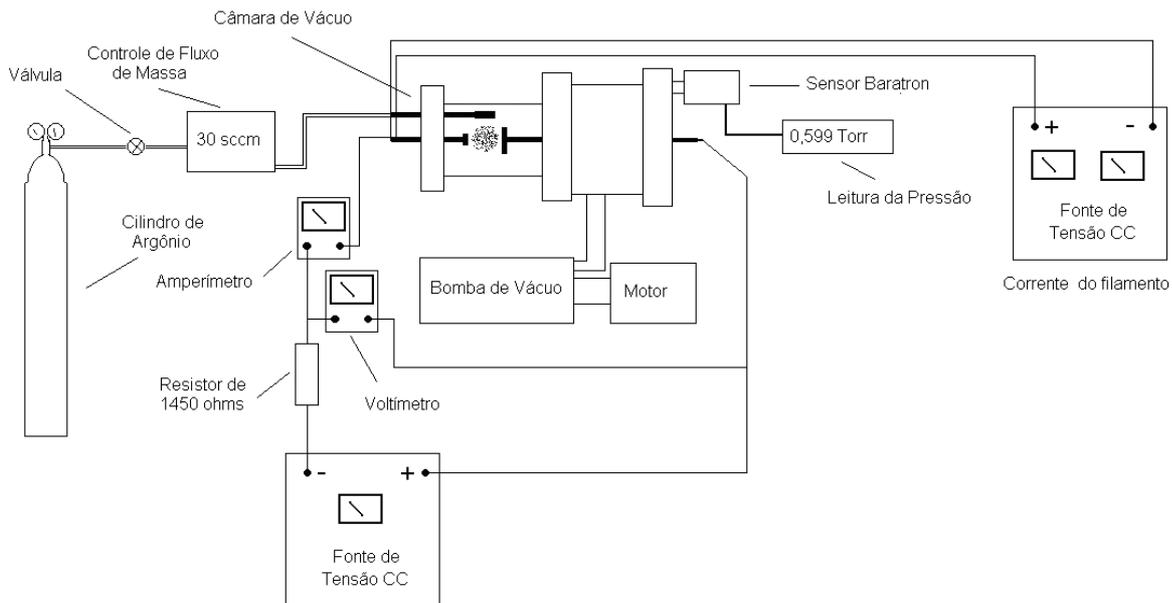


Figura 5. Sistema experimental para estudos de uma descarga elétrica utilizando catodo de filamento.

Detalhes sobre o circuito utilizado para o estudo de uma descarga de catodo de filamento é mostrado na Figura 6.

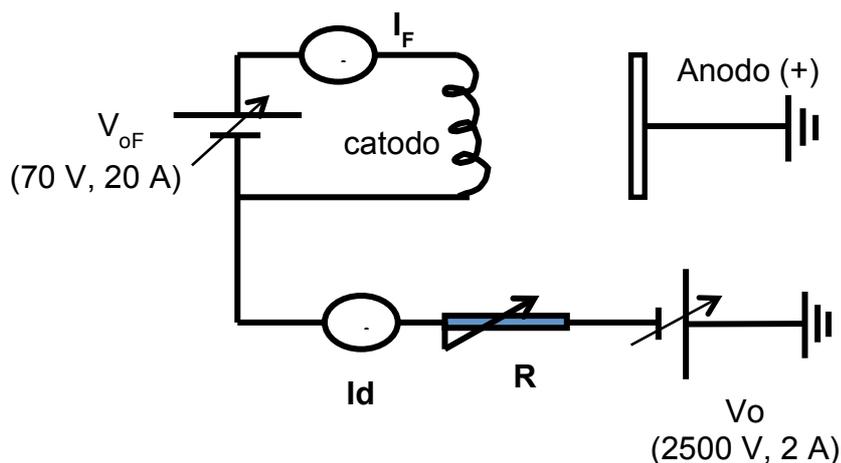


Figura 6. Diagrama do circuito elétrico utilizado para estudos de uma descarga utilizando catodo de filamento.

O catodo(emissor)é constituído de um fio de tungstênio de 0,1 mm de diâmetro e aproximadamente 5 cm de comprimento. O anodo (coletor) é constituído por um disco de alumínio de 4 cm de diâmetro. As paredes laterais e o suporte de fixação do anodo são isolados com teflon. A distância (*d*) entre catodo e anodo foi mantida fixa em 4 cm.

Para a alimentação de potência elétrica da descarga será utilizada uma fonte de tensão de corrente contínua de 2.500 V e 2,0 A. Como mostra a Figura 4.2, a polarização dos eletrodos é feita com a inserção de um resistor (1,3 k Ω) em série com a fonte de alimentação que, portanto, atua como um limitador de corrente pelo circuito.

As medidas de temperatura do catodo foi monitorada por um termômetro infravermelho modelo Pyrofiber® PFL II 905, S/N PF-543, que opera na faixa de 250 a 3000 °C. A verificação da lei de Richardson é obtida medindo-se a corrente pelo circuito em (I_{ca}) função da temperatura do filamento (T). No intuito de verificar a lei de Child-Langmuir, a corrente pelo circuito em função da tensão de polarização (V_d) entre os eletrodos, foram monitoradas com multímetros digitais. Para o estudo da descarga elétrica em baixa pressão de argônio, foi verificada o efeito da corrente pelo filamento sobre a corrente e tensão entre os eletrodos para uma pressão de argônio de $7,6 \times 10^{-1}$ Torr.

3. Resultados e Discussão:

3.1 Verificação experimental da Lei de Richardson:

Utilizou-se o aparato experimental descrito nas Figuras 5 e 6 para verificar a relação da corrente termiônica em função da temperatura no filamento, onde a variação da temperatura é obtida alterando a corrente pelo filamento (I_f). A pressão no interior da câmara foi fixada em $9,6 \times 10^{-2}$ Torr e a tensão de polarização entre os eletrodos em 100 V. Nestas condições foram variadas a corrente pelo filamento entre 0,96 A e 1,82 A e obtidas os valores correspondentes de temperatura e corrente entre catodo e anodo (I_{ca}). Os valores obtidos são mostrados na Tabela 1.

Tabela 1 - Lei de Richardson: Variação da corrente entre catodo e anodo em função da temperatura do filamento.

| I_f (A) | Temperatura (°C) | Tensão obtida na resistência V_d (V) | I_{ca} (mA) |
|-----------|------------------|--|-----------------------|
| 0,96 | 508 | 0,925 | $9,25 \times 10^{-1}$ |
| 0,99 | 526 | 0,925 | $9,25 \times 10^{-1}$ |
| 1,02 | 537 | 0,925 | $9,25 \times 10^{-1}$ |
| 1,06 | 552 | 0,925 | $9,25 \times 10^{-1}$ |
| 1,11 | 568 | 0,926 | $9,26 \times 10^{-1}$ |
| 1,19 | 589 | 0,928 | $9,28 \times 10^{-1}$ |
| 1,21 | 601 | 0,951 | $9,51 \times 10^{-1}$ |
| 1,26 | 617 | 1,19 | 1,19 |
| 1,31 | 664 | 6,13 | 6,13 |
| 1,45 | 691 | 6,23 | 6,23 |
| 1,56 | 712 | 6,25 | 6,25 |
| 1,73 | 737 | 6,28 | 6,28 |
| 1,82 | 756 | 6,30 | 6,30 |

A Figura 7 mostra a variação da corrente entre catodo e anodo em função da temperatura do filamento (Lei de Richardson).

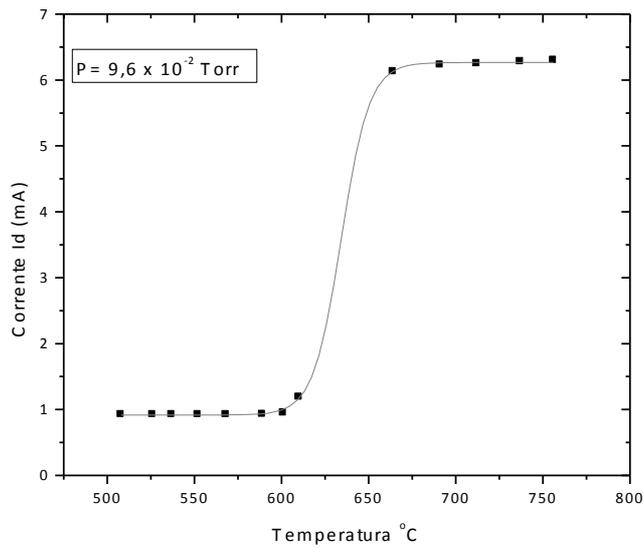


Figura 7. Variação da corrente entre catodo e anodo em função da temperatura no filamento.

Observa-se que ocorre a saturação da corrente pelo circuito para uma temperatura do filamento em torno de 650°C, limitando até esta faixa de temperatura a validade da Lei de Richardson, a qual não inclui o efeito da saturação de corrente devido à formação de cargas espaciais na região do catodo. Nestas mesmas condições, por meio do gráfico de $\ln(J/T^2)$ versus $1/T$, foi estimada a função trabalho para o material do filamento, como mostra a Figura 8.

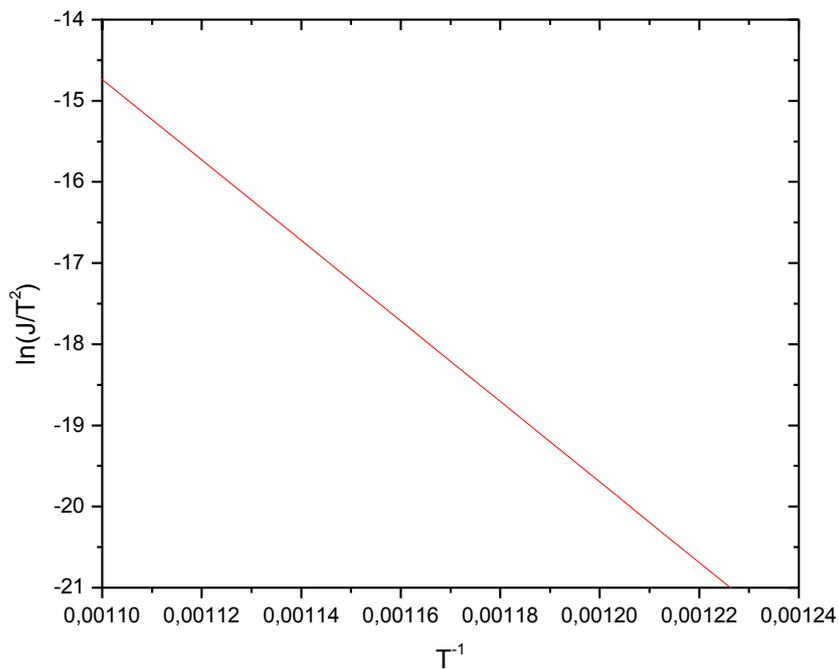


Figura 8. Interpolação dos dados experimentais da emissão termiônica $\ln\left(\frac{J}{T^2}\right)$ em função de $\frac{1}{T}$.

O Coeficiente angular é numericamente igual à função trabalho (ϕ) sobre a constante de Boltzmann (κ) em eV. Fazendo o ajuste dos pontos a uma reta obtemos o coeficiente angular igual a -49623,8. Pela relação:

$$b = -\phi_0 / \kappa, \tag{20}$$

utilizando $\kappa = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$, temos que:

$$\phi_0 = 4,28 \text{ eV} \tag{21}$$

O valor tabelado da função trabalho do tungstênio é de 4,5 eV. O desvio observado pode ser explicado como resultado das imperfeições da superfície, que de fato não é microscopicamente uniforme e perfeita, bem como a impurezas na composição do material do emissor.

3.2. Verificação experimental da Lei de Child-Langmuir

Para verificar a relação entre a corrente de emissão termiônica de elétrons em função da tensão de polarização dos eletrodos (lei de Child-Langmuir) fixamos a corrente no filamento em 1,0 A correspondente a uma temperatura de 528 °C. A distância entre catodo e anodo foi fixada em aproximadamente 4 cm e a pressão em $9,6 \times 10^{-2}$ Torr. Nestas condições foram obtidos os valores de corrente pelo circuito em função da tensão de polarização dos eletrodos na faixa de 13 V a 400 V, como mostra a Figura 9.

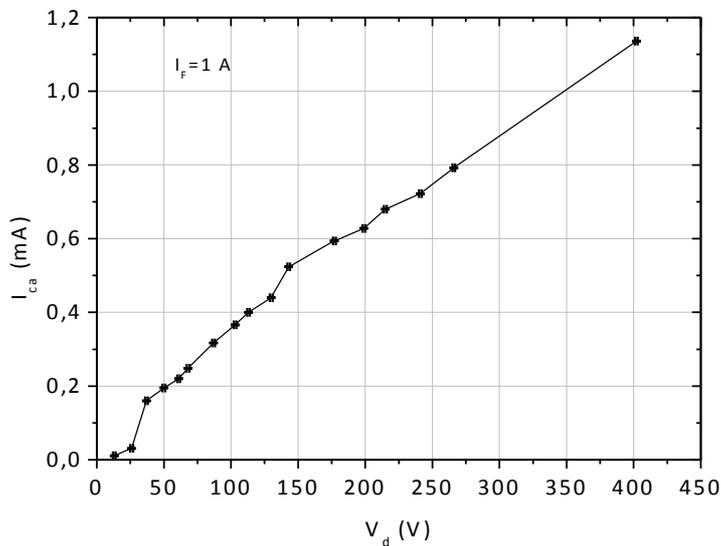


Figura 9. Variação da corrente pelo circuito em função da tensão de polarização entre os eletrodos (I_{ca}) para uma corrente pelo filamento de 1,0 A e pressão residual de $9,6 \times 10^{-2}$ Torr.

Nestas condições, verifica-se a lei de Child-Langmuir é válida para baixos valores de corrente e correspondentemente, baixos valores de tensão de polarização. Para tensões de polarização acima de aproximadamente 400 V observa-se um significativo aumento da corrente pelo circuito (não indicado na Figura 9) devido, provavelmente, à intensificação da geração de portadores de carga na região entre os eletrodos. Para verificar a validade da Lei de Child-Langmuir, deve-se considerar que a expressão da densidade de corrente em função da tensão sendo da forma:

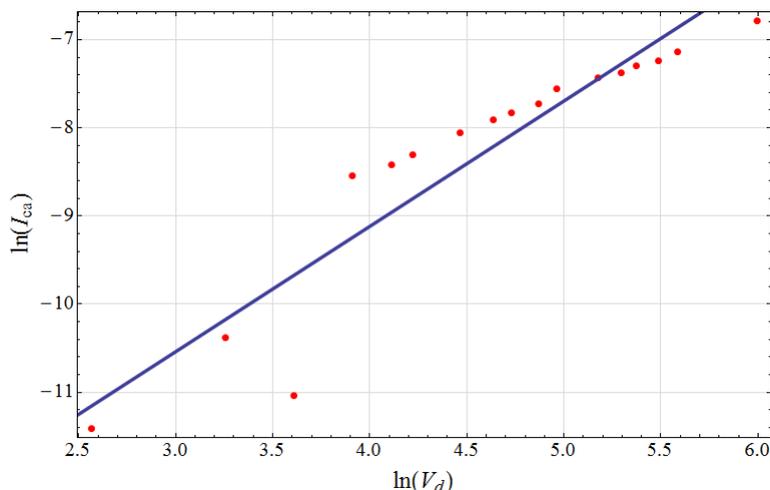
$$J_{ca} = AV_d^{\frac{3}{2}} \tag{22}$$

Sendo S a área na qual flui corrente ($I_{ca} = J_{ca}/S$), obtém-se:

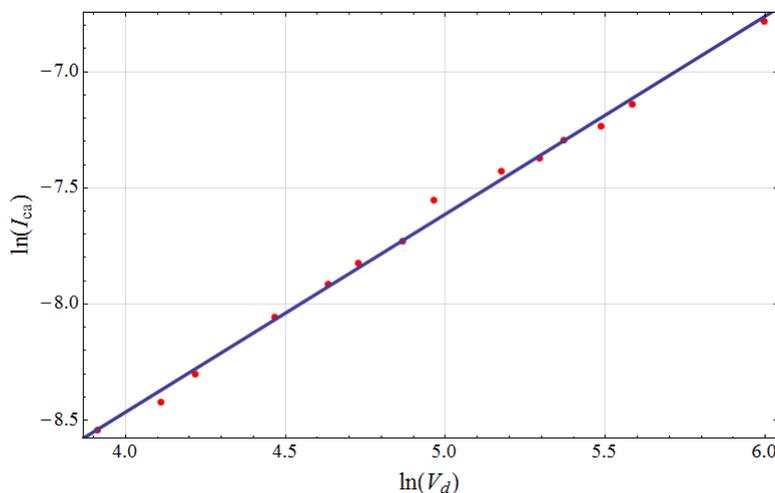
$$I_{ca} = \left(\frac{A}{S}\right)V_d^{\frac{3}{2}} \Rightarrow \ln I_{ca} = \ln\left(\frac{A}{S}\right) + \frac{3}{2} \ln V_d \tag{23}$$

Desse modo, a verificação da lei em questão pode ser realizada ajustando-se, aos dados da Figura 9, uma reta de $\ln(I_{ca})$ em função de $\ln(V_d)$. Se os dados obedecerem à lei, espera-se que a reta que ajusta os pontos experimentais tenha

coeficiente angular numericamente igual a 1,5. Os resultados do ajuste são mostrados na Figura 10 para dois intervalos distintos de tensão entre catodo e anodo.



(a) Coeficiente angular: 1,42.



(b) Coeficiente angular: 0,85.

Figura 10. Ajuste linear a pontos experimentais para verificação da Lei de Child-Langmuir, no intervalo de tensão entre catodo e anodo de: (a) 13 V a 402 V; (b) 50 V a 402 V.

Conforme pode ser observado na Figura 10, o ajuste dos pontos em todo o intervalo experimental analisado (13 V a 402 V) fornece como coeficiente angular o valor numérico de 1,42, o que é aproximadamente 5% inferior ao valor esperado de 1,5. Entretanto, a Figura 10(a) mostra que os pontos relacionados a menores valores de tensão apresentam magnitudes de corrente tão pequenas em relação aos demais pontos (entre 50 V e 402 V) que ocasionam um desvio significativo da reta ajustada em relação aos pontos experimentais. Por isso, optou-se por realizar também um ajuste nos pontos pertencentes apenas ao intervalo de tensão entre 50 V e 402 V, o que forneceu o resultado de coeficiente angular de 0,85 (Figura 10(b)). Este resultado é aproximadamente 43% inferior ao valor esperado de 1,5, embora os pontos experimentais apresentem menor desvio em relação à reta ajustada.

O menor valor de coeficiente angular em relação ao esperado pode indicar que os elétrons emitidos do filamento de tungstênio não são completamente direcionados ao anodo. Isso significa que uma corrente entre catodo e anodo inferior à esperada deve ser registrada pelo amperímetro e, desse modo, ao se ajustar os pontos experimentais a uma reta, uma menor corrente resulta em menor coeficiente angular do que era previsto pela Lei de Child-Langmuir. De fato, mesmo com um campo elétrico direcionando as cargas entre catodo e anodo, espera-se que elas se movimentem em todas as direções da câmara em que se realizou o experimento, o que pode explicar em parte o reduzido valor de coeficiente angular.

3.3 Análise de descarga elétrica em baixa pressão de argônio

Para o estudo de uma descarga elétrica em argônio a pressão foi fixada em $7,6 \times 10^{-1}$ Torr e a tensão de polarização entre os eletrodos em 396 V. A Figura 11 mostra a variação da corrente da descarga (I_d) em função da corrente pelo filamento (I_f). Os erros são de $\pm 0,01$ A nas medições de corrente no filamento e de ± 1 mA nas medições de corrente da descarga.

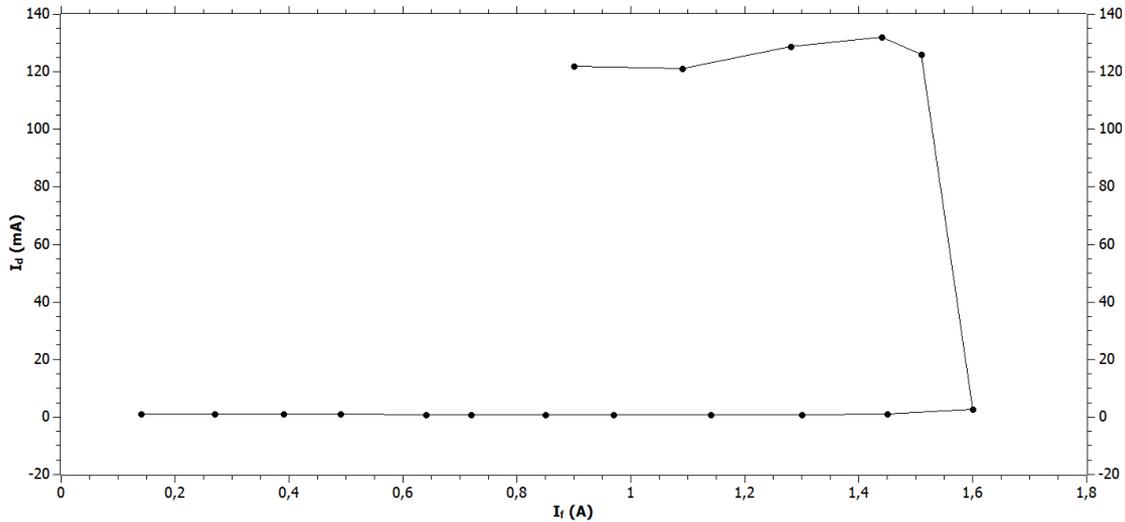


Figura 11. Variação da corrente da descarga (I_d) em função da corrente pelo filamento (I_f). A pressão na câmara foi fixada em $7,6 \times 10^{-1}$ Torr e a tensão entre os eletrodos de 396 V.

Pela Figura 11 observa-se que a corrente termiônica (somente elétrons emitidos do catodo) se mantém praticamente constante com o aumento da corrente pelo filamento até o valor de $I_f=1,6$ A. A partir deste valor ocorre um aumento brusco da corrente pelo circuito devido a formação de plasma na região entre os eletrodos (ruptura elétrica do gás). Uma vez formado o plasma, a corrente da descarga se mantém constante em torno de 120 mA mesmo reduzindo a corrente pelo filamento. Observa-se que a descarga se extingue para valores de corrente pelo filamento abaixo de 0,8 A.

A Figura 12 mostra o comportamento da tensão na descarga em função da corrente pelo filamento. Os erros são de ± 1 V nas medições de tensão e de $\pm 0,01$ A nas medições de corrente.

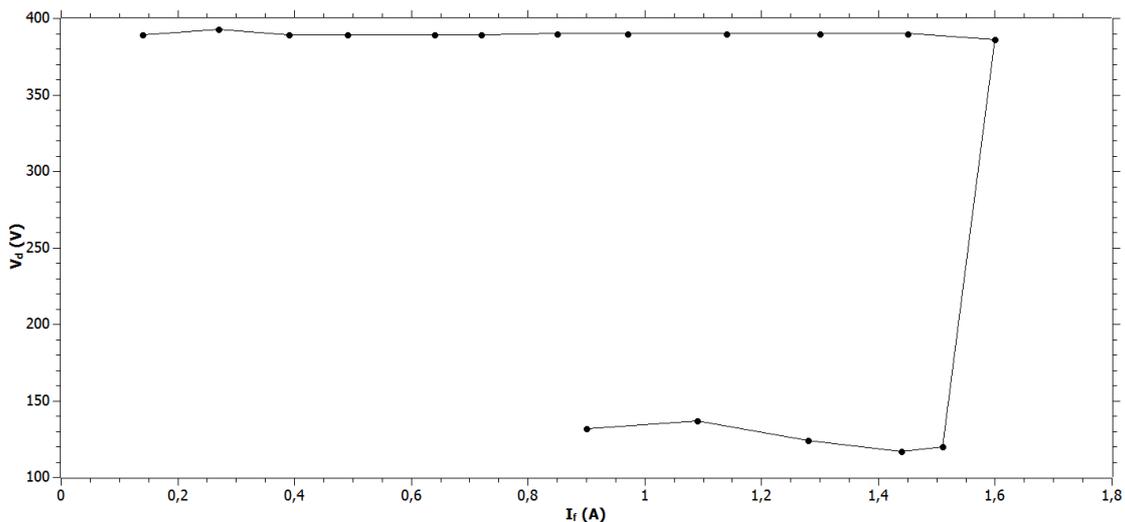


Figura 12. Variação da tensão entre os eletrodos (V_d) em função da corrente pelo filamento (I_f).

Para valores de corrente pelo filamento menores que 1,6 A, a tensão na fonte de alimentação é a mesma que a tensão entre catodo e anodo devido a valor muito baixo da corrente pelo circuito (corrente termiônica). A partir deste valor de

corrente pelo filamento, ocorre uma queda brusca da tensão entre os eletrodos indicando a formação de plasma e consequente queda da resistividade do meio entre os eletrodos.

5. Conclusões

Neste trabalho foi verificada no plano teórico e experimental a variação da corrente termiônica de elétrons em função da temperatura do filamento (Lei de Richardson) e da tensão de polarização entre os eletrodos (Lei de Child-Langmuir). O estudo da Lei de Richardson mostrou que ela exprime com precisão a relação entre a corrente termiônica e a temperatura do filamento de tungstênio, sendo possível estimar a função trabalho deste material como um valor apenas 5% superior ao valor tabelado. Para uma pressão no interior da câmara de $9,6 \times 10^{-2}$ Torr e tensão de polarização de 100 V, foi observado uma limitação da corrente pelo circuito em torno da temperatura do filamento de 650°C, devido a formação de cargas espaciais na região de catodo que limita o fluxo de elétrons para o coletor (anodo). Concluímos também que nas condições investigadas, a lei de Child-Langmuir se ajusta melhor aos resultados experimentais para baixos valores de tensão entre os eletrodos. Como efeito, uma fração dos elétrons emitidos do catodo não são direcionados para o anodo confirmado pelo reduzido fator de potência na tensão comparado ao valor teórico de 1,5. Nos estudos de uma descarga elétrica de catodo termiônico operando em baixa pressão de argônio, verificou-se o efeito da corrente pelo filamento sobre a tensão da descarga e também sobre a corrente de descarga. Para valores de corrente pelo filamento superior a 1,6 A observa-se a ruptura elétrica do gás reduzindo a tensão da descarga de 396 V para aproximadamente 125 V devido a redução da resistividade do meio entre os eletrodos.

6. Agradecimentos

Agradeço ao CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, por apoiar o desenvolvimento da atividade científica e pela oportunidade de ter uma experiência remunerada por meio do Programa Institucional de Bolsas de Iniciação Científica – PIBIC. Ao meu professor orientador, Gilberto Petraconi Filho, que foi essencial para o desenvolvimento desse trabalho.

7. Referências

- [1] CHAPMAN, B., 1980, Glow discharge processes: Sputtering and plasma etching. New York: J. Wiley & Sons.
- [2] COBINE, J. D., 1941, Gaseous Conductors: Theory and Engineering Applications. 1. ed. New York: McGraw-Hill Book Company.
- [3] GRILL, A., 1994, Cold Plasma in Materials Fabrication: From Fundamentals to Applications. New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers Press.
- [4] CHEN, F. F., 1984, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. v. 1. 2. ed. New York: Plenum Press.
- [5] FRANKLIN, R. N., 1976, Plasma phenomena in gas discharges. Oxford: Clarendon Press.
- [6] HUTCHINSON, I. H., 1994, Principles of plasma diagnostics. 1. ed. New York: Cambridge University Press.
- [7] HERSHKOWITZ, N. Sheaths, 2005, More complicated than you think. Physics of Plasmas, v. 12, n. 5, p. 055502-1 – 055502-11.
- [8] PESSOA, R. S., 2005, Investigações em plasmas gerados em descarga de catodo oco plano. 136 p. Tese de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.