Revista Brasileira de Aplicação de Vácuo, Vol. 10, nº 1, 1991

MEDIDA DA TEMPERATURA NO CENTRO DA COLUNA DO PLASMA SEM O USO DA COLUNA DE ABEL

Aruy Marotta

Universidade Estadual de Campinas UNICAMP
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
13081 Campinas SP

1. RESUMO

Este trabalho apresenta um método muito simples e direto de determinação da temperatura axial de uma coluna de plasma axissimétrica e opticamente fina. O método é baseado na deteção das intensidades da radiação integradas espacialmente e não requer o uso da inversão de Abel. O método pode ser usado no controle das condições do plasma, no estudo de probabilidades de transição, bem como na determinação da temperatura de colunas espacialmente instáveis, onde os métodos tradicionais são difíceis de serem aplicados.

2. INTRODUÇÃO

A determinação completa de um perfil de temperatura T(r) de uma coluna de plasma não-homogênea, com simetria cilíndrica, nem sempre faz-se necessária, muitas vezes bastando apenas o conhecimento da temperatura no centro da coluna. Esse é o caso do monitoramento das condições do plasma, ou quando se realiza o estudo de probabilidades de transições atômicas. Na medida da temperatura por espectroscopia de emissão, de um plasma opticamente fino, em equilíbrio termodinâmico local (ETL), faz-se necessário utilizar a inversão de Abel, através do qual calculamos as emissividades locais E (r) a partir da medida da função I(x) das intensidades laterais da radiação ao longo de um certo número de linhas de visada (Fig. 1). Esse método apresenta em si uma redundância, fornecendo mais informação que a necessária, caso se deseje apenas o conhecimento da temperatura no centro da coluna do plasma. Todo o complexo de medidas e processamento numérico implícito no método de inversão de Abel, apresenta sérios problemas de precisão na determinação da temperatura. Vários trabalhos têm sido publicados[1-5] propondo novos métodos numéricos de cálculo com o objetivo de diminuir o nível de propagação do erro. Nos casos em que a coluna não possui estabilidade

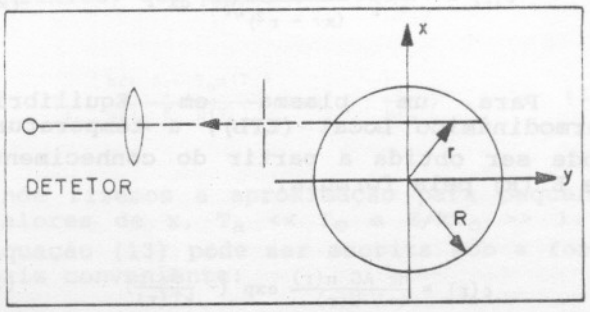

Fig. 1 Esquema da montagem experimental.

espacial, a determinação da temperatura pelo método da inversão de Abel requer do sistema de medidas, capacidade de resolução espacial e temporal, o que complica sobremaneira o problema.

Neste trabalho é proposto um método extremamente simples de obtenção da temperatura no centro da coluna do plasma, que não faz uso do laborioso método da inversão de Abel. O método pode ser usado em todos os casos onde não é necessária a determinação do perfil de temperatura, como no caso do monitoramento das condições do plasma ou em espectroscopia atômica, no estudo de probabilidades de transição. O método também poderá ser estendido para a determinação de temperatura no centro de uma coluna com pouca estabilidade espacial.

3. TEORIA

Para um plasma opticamente fino, não-homogêneo, com simetria cilíndrica, a intensidade da radiação lateral I(x) está relacionada com a emissividade local E (r) pela integral:

$$I(x) = 2 \int_0^{(R^2-x^2)^{1/2}} \varepsilon(r)dy \quad , \quad r^2 = x^2 + y^2 \qquad (1)$$

onde R é o raio da coluna do plasma, x e y são as coordenadas perpendiculares ao eixo da coluna e y é a direção da linha de visada. Para a obtenção de E (r), calcula-se a transformada ou inversão de Abel:

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI/dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} dx \, . \qquad (2)$$

Para um plasma em Equilíbrio Termodinâmico Local (ETL), a temperatura pode ser obtida a partir do conhecimento de E (R) pela fórmula:

$$\varepsilon(r) = \frac{hc\ AG\ n(r)}{4\pi\lambda\ U(r)} \exp\left(-\frac{E}{kT(r)}\right) \qquad (3)$$

onde lâmida é o comprimento de onda de uma dada transição atômica de um nível de energia E com peso estatístico G e probabilidade de transição A, de uma espécie com concentração n(r) e função de partição U(r) e h, k e c são, respectivamente, as constantes de Planck, Boltzmann e a velocidade da luz.

Recentemente Kurskov e outros[6] propuseram um método para determinação da temperatura local do plasma que não faz uso da inversão de Abel. O método é válido para um plasma opticamente fino, não-homogêneo, axissimétrico, cuja temperatura nunca excede a temperatura normal (temperatura em que a emissividade, para uma determinada linha de emissão, é máxima). Para esse caso, a emissividade é basicamente dependente do termo exponencial em (3) e pode ser escrita, aproximadamente, como:

$$\varepsilon(r) \cong \frac{hcAGn(x)}{4\pi\ \lambda\ U(x)} \exp\left(-\frac{E}{kT(r)}\right) \qquad (4)$$

ou

$$\varepsilon(r) \cong \varepsilon(x) \exp\left\{-\frac{E}{k}\left[\frac{1}{T(r)} - \frac{1}{T(x)}\right]\right\} . \qquad (5)$$

Considerando E/kT >> 1 e expandindo a função 1/T(r) em séries de Taylor até a segunda ordem, em torno de y = 0, obtém-se:

$$\frac{1}{T(r)} = \frac{1}{T(x)}\left[1 + (y/R^*(x))^2\right] \quad , \qquad (6)$$

onde a ausência de termos ímpares é devido à simetria do problema e a escala espacial de variação da temperatura é dada por:

$$R^*(x) \equiv \left[-(1/2x)\ (d\ln T/dx)\right]^{-1/2} . \qquad (7)$$

Substituindo (6) em (5), podemos calcular a integral em (1), obtendo-se a expressão para a intensidade lateral:

$$I(x) \cong \sqrt{\pi}\ \varepsilon(x)\ R^*(x)\ \sqrt{kT(x)/E} \qquad (8)$$

A temperatura pode ser determinada da medida das intensidades de duas linhas $I_1(x)$ e $I_2(x)$. Fazendo r = x e usando (4) em (8), Kurskov e outros[6] obtiveram a temperatura local do plasma:

$$T(x) = \frac{E_2 - E_1}{k} \Big/ \ln\left[\frac{I_1(x)}{I_2(x)}\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1/2}\left(\frac{A_2\ \lambda_1\ G_2}{A_1\ \lambda_2\ G_1}\right)\right] \qquad (9)$$

Essa fórmula difere da fórmula usual para a determinação da temperatura pelo método das intensidades relativas[7] pela presença do fator $(E_1/E_2)^{1/2}$ no termo logarítmico. Kurskov e outros testaram experimentalmente o método por eles proposto, utilizando um plasma de argônio (temperaturas de 11000 a 15000 K) gerado por um maçarico de plasma estabilizado por vórtice. A comparação dos perfis de temperaturas obtidos com o método por eles proposto e o método da inversão de Abel mostrou excelente concordância dos resultados, Fig. 2.

A aplicação desta técnica, entretanto, requer ainda discriminação espacial da radiação ao longo de uma corda, de forma a se obter a temperatura local no centro da corda. Se o plasma está submetido a fortes flutuações em sua posição espacial, como é frequente, torna-se difícil medir a temperatura por

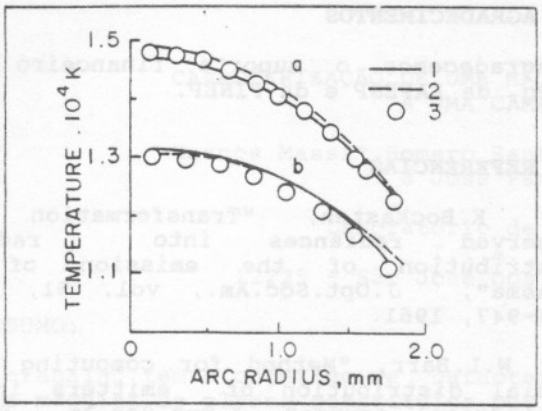

Fig. 2 Perfis de temperatura obtidos em [6]: 1- sem a inversão de Abel; 2- com a inversão de Abel; 3- usando intensidade absoluta da linha 4806 Å do ArII. a) corrente de 180A e b) 90A.

esse método. Nos casos em que se necessita apenas da temperatura no centro da coluna, como no controle dos parâmetros do plasma ou para estudos em espectroscopia atômica (medidas de probabilidades de transições), seria desejável a simplificação do procedimento experimental. O método por nós proposto, que é uma extensão do método de Kurskov e outros, permite a determinação da temperatura axial, numa montagem óptica extremamente simples, mantendo a vantagem de não exigir a inversão de Abel e podendo ser usado em todos os casos acima mencionados.

Observou-se, utilizando uma sonda de entalpia[8], que, para as componentes pesada de um jato de plasma de ar, gerado por um maçarico de plasma do tipo "autoestabelecido", estabilizado pelo fluxo em vórtice do gás, o perfil de temperaturas, medido experimentalmente, pode ser ajustado pela função:

$$T(r) = T_a + T_o \exp(-ar^2), \qquad (10)$$

onde T_a é a temperatura ambiente, $T_o = T_{max} - T_a$ é a temperatura no eixo, relativa à temperatura ambiente e a é uma constante, relacionada com a largura do perfil. Vamos supor que a temperatura dos elétrons pode, também, ser representada pela equação (10). Em analogia com a equação (5) podemos escrever:

$$\varepsilon(x) \cong \varepsilon_o \exp\left\{-\frac{E}{k}\left[\frac{1}{T(x)} - \frac{1}{T_o}\right]\right\} \qquad (11)$$

Após algumas transformações algébricas triviais, onde fazemos $T_a \ll T_o$, obtém-se:

$$T(x) \cong \frac{hcAGn(T_o)}{4\pi\lambda U(T_o)} \sqrt{\frac{mk}{aET_o}}\, T(x) \exp\left(-\frac{E}{kT(x)}\right) e^{-ax^2} \qquad (12)$$

A integral da equação (12) ao longo do diâmetro do plasma, para uma dada linha de comprimento de onda lâmida(i), isto é, I_i = Integral $I_i(x)$ dx, calculada no intervalo de menos infinito até mais infinito, que permite obter:

$$I_i \cong \frac{kch\, A_i G_i T_o n(T_o)}{4a\lambda_i E_i U(T_o)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_o}\right), \qquad (13)$$

onde fizemos a aproximação para pequenos valores de x, $T_a \ll T_o$ e $E/kT_o \gg 1$. A equação (13) pode ser escrita sob a forma mais conveniente:

$$\frac{I_i E_i \lambda_i}{A_i G_i} \cong \frac{kch\, T_o\, n(T_o)}{4a\, U(T_o)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_o}\right). \qquad (14)$$

Da equação (14) obtém-se a relação entre duas intensidades de linhas integradas espacialmente I_1 e I_2. Da relação dessas intensidades, obtém-se a temperatura no eixo da coluna:

$$T_o \cong \frac{E_2 - E_1}{k} \Big/ \ln\left[\left(\frac{I_1}{I_2}\right)\left(\frac{E_1}{E_2}\right)\left(\frac{A_2 \lambda_1 G_2}{A_1 \lambda_2 G_1}\right)\right] \qquad (15)$$

Para se obter a temperatura no centro do plasma, podemos tanto utilizar a equação (15), ou, de acordo com a equação (14), fazer o gráfico de I.E.Lâmida/A.G em função de E, em analogia ao "gráfico de Boltzmann".

A diferença entre as equações (9) e (15) está na montagem experimental necessária. A equação (9) pressupõe uma montagem experimental com resolução espacial, capaz de selecionar, da radiação do plasma, um estreito feixe colimado de luz em torno de uma corda do plasma. Por essa razão, é necessário que a coluna do plasma seja espacialmente estável. Quanto à fórmula (15), essa exigência não é tão rigorosa e a montagem experimental é bem mais simples: basta uma lente, à certa distância do plasma (a condição de colimação da radiação ainda é necessária, pois está por trás dos

pressupostos teóricos) e é detectada a radiação total emergente do plasma, caindo a necessidade de resolução espacial. Uma outra limitação do nosso método é a exigência de que o perfil de temperatura seja previamente conhecido como tendo uma forma gaussiana, de acordo com a equação (10), não sendo, entretanto, necessário o conhecimento da constante a.

O método proposto pode ser extendido para outras formas de dependência radial da temperatura, mais apropriadas para outras aplicações.

4. PARTE EXPERIMENTAL

Este método foi aplicado para se estimar a temperatura dos elétrons num jato de plasma de ar comprimido, estabilizado pelo fluxo em vórtice do gás. Foram utilizadas linhas do cobre proveniente da erosão do anodo. A medida foi feita a uma distância aproximada de 10 mm da saída do maçarico de plasma. A montagem experimental consistiu de duas lentes, um cabo de fibras ópticas de 3 m com 5000 fibras de 70 m de diâmetro cada e um espectrômetro. O sistema óptico foi previamente calibrado com uma lâmpada de tungstênio. Foram utilizadas as seguintes linhas do átomo de cobre: 5105,1 ; 5153,2 ; 5218,2 ; 5700,2 e 5782,1 Å. Utilizando-se a fórmula (15), a temperatura estimada no centro da coluna do plasma foi de 6000 K com um erro de 6,2%. Esse resultado é, entretanto, pouco significativo para uma comprovação do método proposto, sendo necessária uma experiência mais elaborada, a fim de mostrar a importância do fator E_1/E_2 na fórmula (15), que é o que distingue essa fórmula da fórmula mais conhecida (7), onde esse fator está ausente.

5. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi deduzida uma nova fórmula para a determinação da temperatura axial de uma coluna de plasma que não requer o uso da inversão de Abel. Pelo método proposto, o procedimento experimental para a determinação da temperatura é muito mais simples e direto que o usualmente utilizado. O método pode ser extendido para ser usado nas situações em que a coluna do plasma tem pouca estabilidade espacial, bem como no monitoramento dos parâmetros do plasma e em outras situações onde é suficiente o conhecimento da temperatura no centro da coluna de plasma.

6. AGRADECIMENTOS

Agradecemos o suporte financeiro do CNPq, da FAPESP e da FINEP.

7. REFERÊNCIAS

[1] K.Bockasten, "Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma", J.Opt.Soc.Am., vol. 51, pp. 943-947, 1961.

[2] W.L.Barr, "Method for computing the radial distribution of emitters in a cylindrical source", J.Opt.Soc.Am., vol. 52, pp. 885-888, 1962.

[3] M.Deutsch and I.Beniaminy, "Inversion of Abel's integral equation for experimental data", J.Appl.Phys., vol. 54, pp. 137-143, 1983.

[4] R.Illingworth and R.L.Thareja, "Generalized coefficients for Abel inversion", J.Phys.E.: Sci.Instrum., vol. 14, pp. 147- 148, 1981.

[5] J.Hlina, "Optoelectronic system for investigations of non- stationary arcs", J.Phys.E.: Sci.Instrum., vol. 22, pp. 623- 626, 1989.

[6] A.A.Kurskov, E.A.Ershov-Pavlov, L.V.Chvyaleva, "Local temperature measurements of inhomogeneous plasma using total line intensity", 8th Int.Symp.Plasma Chem., (Tokyo), ed. L.Akashi and A.Kinbara, pp. 431-436, 1987.

[7] W.Lochte-Holtgreven, "Plasma diagnostics", ed. W.Lochte- Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, 1968.

[8] A.G.Cunha, "Development of an enthalpy probe and application to the plasma torch", Ms.C.Thesis, University of Campinas, 1988.