

MODELAGEM NUMÉRICA DE BREAKDOWN EM PLASMAS DE TOKAMAK

LUIS FELIPE ESLABÃO MAESCKI¹; JOEL PAVAN²

¹Universidade Federal de Pelotas – hussdlest@gmail.com

²Universidade Federal de Pelotas – joel.pavan@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

Dado o seu potencial como uma fonte de energia limpa, renovável e praticamente inesgotável, a fusão nuclear tem motivado cientistas a trabalharem em prol do desenvolvimento de usinas que funcionem a partir da fusão nuclear controlada. Dentre vários conceitos destinados a controlar a fusão, o tokamak atualmente é o mais promissório e testado de todos. Em um tokamak, as reações de fusão nuclear ocorrem em um gás a alta temperatura e totalmente ionizado, ou seja, um plasma, que é inicialmente um gás neutro a temperatura ambiente. Esse processo de inicialização é chamado de plasma start-up (MUELLER, 2013). Nos dispositivos tokamak atuais, a principal técnica de inicialização do plasma é baseada no uso de um solenoide central para induzir um campo elétrico toroidal dentro da câmara de vácuo. O processo então pode ser dividido em três fases (SINHA, 2017): (i) a fase de breakdown ou avalanche, (ii) a fase de burn-through ou a queima de impurezas, e (iii) a fase de ramp-up ou o início da corrente de plasma controlada.

Tipicamente, antes da fase de inicialização, o solenoide central é pré-carregado com uma corrente na direção desejada da corrente de plasma a ser estabelecida, e então hidrogênio ou deutério é introduzido na câmara de vácuo. A corrente do solenoide central é então levada a zero, induzindo um campo elétrico que gera uma corrente no gás parcialmente ionizado. Durante a fase de avalanche (TOWNSEND, 1900), parte significativa da energia das partículas é perdida no processo de ionização do gás neutro e pela emissão de radiação devido à queima de impurezas presentes no plasma. A energia perdida sob forma de radiação tem um máximo em um determinado grau de ionização, que é conhecido como a barreira de radiação. Para que o aquecimento do plasma por meios ôhmicos consiga elevar sua temperatura o plasma precisa queimar essas impurezas, o que só acontecerá se a potência fornecida pelos meios ôhmicos for maior que a energia perdida por ionização e radiação.

Se a fase de queima de impurezas for bem sucedida, é estabelecida uma corrente de plasma que aumenta até a fase de flattop. Além disso, durante o aumento da corrente de plasma, é essencial evitar disrupções causadas por instabilidades magnetohidrodinâmicas. Nesse trabalho, faremos a simulação usando os parâmetros do tokamak TCABR.

2. METODOLOGIA

Como um plasma é um sistema contendo um grande número de partículas que interagem umas com as outras, inicialmente tomamos uma abordagem estatística, e usando uma função de distribuição que contém as informações de interesse físico sobre as partículas presentes no plasma, podemos caracterizar as variáveis macroscópicas do sistema, como a densidade e a velocidade média das partículas, tomando os momentos dessa função de distribuição. Para o caso em

que cada partícula sofre a ação de uma força externa, temos que a função de distribuição deve se alterar com o tempo, e essa alteração é governada pela equação de Boltzmann. Mas não é preciso solucionar a equação de Boltzmann para a função de distribuição para obtermos as variáveis macroscópicas de interesse, uma vez que essas variáveis estão relacionadas aos momentos da função de distribuição, elas podem ser obtidas ao tomarmos os momentos da equação de Boltzmann.

A partir desse processo, obtemos as equações de conservação para propriedades como massa, momento e energia cinética, de onde derivamos as equações de fluido para um plasma.

Para modelar o breakdown no tokamak TCABR, usaremos um modelo de dois fluidos, onde assumimos que o plasma é composto por um fluido de elétrons e por um fluido de íons, sendo ambos incompressíveis ($\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha = 0$), sem viscosidade ($\mathcal{P}_\alpha = p_\alpha$), e que o plasma num todo mantém sua quasi-neutralidade ($n_e = n_i = n$). Como a escala de tempo dos processos envolvidos é muito curta para que ocorra difusão de calor, podemos considerar o transporte de calor se dando majoritariamente por meios convectivos e portanto, o modelo será adiabático ($\nabla \cdot \mathbf{q}_\alpha = 0$).

Além disso, podemos assumir que durante a fase de start-up os íons estarão em repouso ($\mathbf{u}_i = 0$), o que nos permite desconsiderar a equação de conservação de momento para os íons.

Após algumas simplificações, o sistema de equações a ser implementado é dado por

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n(\nu_+ - \nu_-) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = \frac{ne^2}{m_e} \mathbf{E} - \mathbf{J}(\nu_{ei} + \nu_{en} + \nu_+ - \nu_-) - \frac{e}{m_e} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \frac{e}{m_e} \nabla p_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{2\nu_{en} + \nu_+ - \nu_-}{2\nu_{ei}} \right) \eta J^2 - \frac{ne^2}{m_i} \eta (p_e - p_i) \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = \frac{ne^2}{m_i} \eta (p_e - p_i) \quad (4)$$

Além das equações acima, precisamos incluir equações para os campos eletromagnéticos. Para isso, vamos separar os campos em suas componentes geradas pelas correntes das bobinas externas e em suas componentes geradas pelo próprio plasma, ou seja, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{ext} + \mathbf{E}_{pl}$ e $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_{pl}$. O campo magnético externo é produzido por um determinado arranjo de bobinas e tem componentes tanto poloidais quanto toroidais. A parte toroidal tem uma dependência de $1/R$, enquanto a parte poloidal é produzida por um padrão de quadrupolos, de forma que

$$\mathbf{B}_{ext} = \mathbf{B}_{pol}^{quad} + \frac{R_0 B_0}{R} \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (5)$$

Já o campo elétrico externo é produzido pelo solenoide central do tokamak, que induz uma tensão toroidal de "loop", V_{loop} . O campo elétrico externo é então dado por

$$\mathbf{E}_{ext} = \frac{V_{loop}}{2\pi R} \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (6)$$

O campo eletromagnético gerado pelo próprio plasmas pode ser definido por

$$\nabla^2 \mathbf{A}_{pl} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (7)$$

A partir disso, podemos obter os campos elétrico e magnético como

$$\mathbf{B}_{pl} = \nabla \times \mathbf{A}_{pl}, \quad (8)$$

$$E_{pl} = -\frac{\partial A_{pl}}{\partial t} \quad (9)$$

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

O sistema formado pelas equações 1-9 foi então implementado numericamente em um código na linguagem FORTRAN 90 e está sendo testado no momento em que este texto é redigido.

A partir dele esperamos obter propriedades importantes para que o processo de star-up do tokamak TCABR seja bem sucedido, como a evolução da densidade de elétrons presentes no reator e a evolução no tempo dos perfis de densidade de corrente.

4. CONCLUSÕES

Este trabalho deve fornecer dados importantes para compreender o processo de star-up em reatores tokamak, em especial o reator TCABR, e as peculiaridades de cada uma de suas três fases: breakdown, burn-through e ramp-up.

Além de ser algo pouco explorado, entender processo é de suma importância para que o disparo do reator seja bem sucedido, já que as falhas de origem física durante a operação do reator se dão majoritariamente em uma das três fases.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

MUELLER, D. The physics of tokamak start-up. **Physics of Plasmas**, United States, v.20, n.5, p. 058101-058101,10, 2013.

SINHA, J. **Plasma breakdown and current formation in single core and doublet configurations on TCV**. 2017. Thesis no 7825, Swiss Plasma Center - Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, xx.

TOWNSEND, J.S. The Conductivity produced in Gases by the Motion of Negatively-charged Ions. **Nature**, v.62, p.340-341, 1900.