

ITERAÇÃO DO PLASMA NO CIRCUITO
ELÉTRICO DE DESCARGA THETA-PINCH

TORRES, HECTOR*ING.
INST. FÍSICA, UNICAMP-BRASIL
BARRAZA, BERNARDO*ING
FEC-UNICAMP-BRASIL

RESUMO

O sistema TUPÁ da UNICAMP (55KJ, 1MA, 100KV) é um circuito rápido de descarga que produz um pulso de corrente de 1MA, em um microsegundo. O campo magnético de 22KG comprime e aquece o plasma a temperaturas muito grandes. Neste trabalho é estudado o comportamento dinâmico da interação circuito elétrico-plasma. O modelo elétrico obtido é baseado em cálculos de energia magnética aplicando o princípio dos trabalhos virtuais e sendo caracterizado o acoplamento do plasma através de parâmetros $R_p(t)$, $L_p(t)$, $C_p(t)$. Após cálculos é obtido um fator $f(\alpha)$ que controla a evolução tanto da corrente do circuito elétrico como a dinâmica do plasma. Simulações de alguns destes efeitos na frequência de oscilação e na força de compressão são apresentados

INTRODUÇÃO

O objetivo deste trabalho é apresentar um modelo eletromagnético para uma máquina de plasma θ -Pinch, através do qual pode-se estudar a dinâmica do circuito elétrico e do plasma, tomando conta das interações do plasma, no comportamento do circuito. Os efeitos indutivos do plasma são colocados como parâmetros de indutância própria e mútua. Isto é feito através de: a) Balanço de potência e fluxo de potência usando o vetor de Poynting. b) Energia magnética. c) Trabalho mecânico obtido através do princípio de trabalhos virtuais. Do anterior são obtidas expressões para a potência elétrica de entrada ao tubo de plasma e para a força de compressão. Nessas expressões aparece um fator comum $f(\alpha)$ que controla a evolução de ambas dinâmicas $f(\alpha)$ pode variar de 0 a -1 quando α varia de -2 a 0. Casos particulares 1, 2 tem sido obtidos quando $f(\alpha) = -1$ (sem campo encerrado no tubo) e quando o raio do plasma é fixo (não depende do tempo). A generalização de $f(\alpha)$ conduz a modificações do efeito diamagnético do plasma (corrente superficial do plasma, campos magnéticos encerrados durante o pulso magnético, etc) que incidem no comportamento da corrente principal

Na seção II é apresentada a formulação básica e alguns resultados numéricos da frequência de oscilação do circuito e da força de compressão. Na seção III são comparados os resultados com alguns dados experimentais.

II FORMULAÇÃO TEÓRICA

II-1 Circuito Elétrico

A energia para produzir plasma é fornecida indutivamente desde a superfície do plasma através da bobina principal e calculada usando o vetor de Poynting.

* UNIVERSIDAD DE TARAPACÁ - Dpto Electrónica
Casilla 287 - Arica - CHILE

$$-\int_S \vec{P} \cdot d\vec{S} = \int_V \frac{\partial}{\partial t} \frac{B^2}{2\mu_0} dV + \int_V \vec{E} \cdot \vec{J} dV \quad (1)$$

para o caso de geometria cilíndrica e com $B = B_0 \hat{z}$ tem-se:

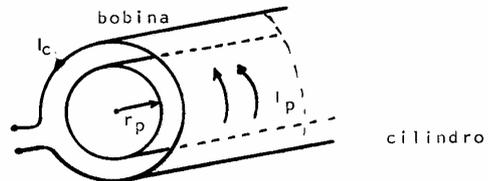
$$\oint \vec{E} \times \vec{H} \cdot d\vec{S} = \oint \vec{E} \cdot \vec{H} \times d\vec{S} \quad (2)$$

Depois de usar a lei de Ampere $H = \mu_0 I / l$ e a lei de Faraday $V = \partial \theta / \partial t$ tem-se:

$$\oint \vec{P} \cdot d\vec{S} = V_C I_C \quad (3)$$

onde V_C , I_C são o voltagem e a corrente na bobina primaria.

O lado esquerdo da Eq. (1) pode ser calculado passando de integrações volumétricas a superficiais e modelando a corrente do plasma como superficial. (ver Fig. 1)



Definindo as indutâncias própria e mútua do plasma como:

$$L = \frac{\mu_0 \pi r_p^2}{l} = M$$

então, se $I_p = \alpha I_C$ (como no caso de um transformador, mais $\alpha = \alpha(t)$, nos temos:

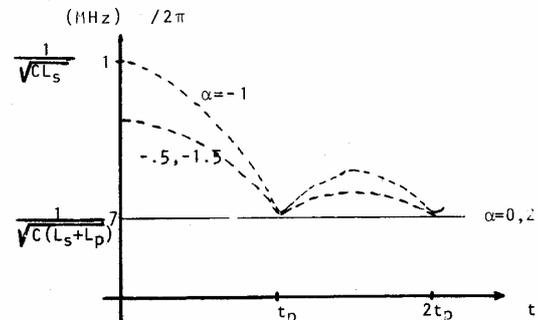
$$V_C I_C = I_C (L_C + (2\alpha + \alpha^2) L_p) \dot{I}_C + I_C^2 L_p \ddot{\alpha} (1 + \alpha) + I_C^2 (2\alpha + \alpha^2) \dot{L}_p \quad (4)$$

Agora, seja $f(\alpha) = (2\alpha + \alpha^2) = f$, então:

$$V_C I_C = I_C (L_C + f L_p) \dot{I}_C + 1/2 f L_p I_C^2 \ddot{\alpha} + I_C^2 f \dot{L}_p \quad (5)$$

Como a indutância do plasma varia com o tempo e $L_p = 0$ quando o raio tem um mínimo (tempo pinch), então de (5), pode-se obter a frequência de oscilação $1/\sqrt{L_{eq} C_{eq}}$ que varia com o tempo.

A figura 2 mostra as variações da frequência de oscilação em função do tempo e α com parâmetros.



onde L_p é a indutância parasita de cabos, linha de transmissão, etc, e L_c é a indutância da bobina de aço de 1m de comprimento e 15 cm de raio.

II-2 Força Eletromagnética.

A força eletromagnética obtida do modelo Snow Plow⁴ para Z-Pinch e $f(\alpha)=-1$, é generalizada em nosso formalismo para θ -pinch quando é aplicado o princípio de trabalhos virtuais. Já foi visto que a potência de entrada no tubo que encerra o plasma é:

$$V_c I_c = I_c (L_c + f(\alpha) L_p) \dot{I}_c + 1/2 f(\alpha) I_c^2 + I_c^2 f(\alpha) L_p \quad (5)$$

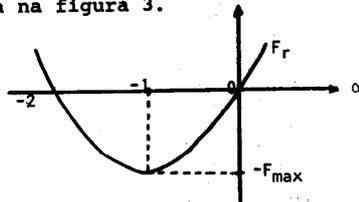
A energia magnética em função de I_c , f , L_c , L_p é dada por:

$$W_f = 1/2 (L_c + f(\alpha) L_p) I_c^2 \quad (6)$$

Logo fazendo-se $dW_{el} - dW_f = dW_{mec}$, nos obtemos que a força radial é:

$$F_r = \frac{\partial W_{mec}}{\partial r} = 1/2 f(\alpha) I_c^2 \frac{\partial L_p}{\partial r} \quad (7)$$

A força instantânea em função de α é mostrada na figura 3.



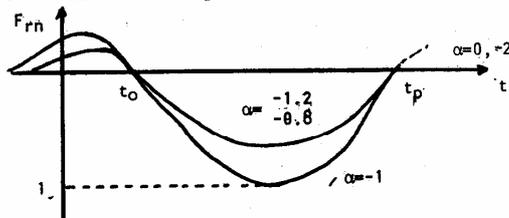
Nos lembramos que $\alpha = I_p / I_c$, portanto a força vai depender da corrente superficial do plasma (idealmente $\alpha = -1$).

A evolução de F_r com o tempo pode ser obtida da equação do movimento do plasma⁴ mais incluindo auto-consistentemente o fator f .

$$F_r = 1/2 f I_c^2(t) \mu_0 \frac{2\pi}{l} (R_0 - \sqrt{F/\mu_0/\rho_1}) I_c^2(t) / 2 \quad (8)$$

onde R_0 é o raio maior do tubo. ρ_1 é a densidade do plasma

A força normalizada em função do tempo é mostrado na figura 4.



Em $t = t_p$ o plasma tem um raio mínimo e a indutância do plasma é mínima. Como a densidade é alta então a temperatura é da ordem de 500eV. Idealmente deve-se ter $f(\alpha) = -1$, mais experimentalmente nem sempre isto acontece.

III. DISCUSSÃO DE RESULTADOS

1.- A frequência de oscilação foi experimentalmente medida. Se observa que ela varia de acordo com as condições iniciais do plasma (B de polarização, pressão inicial etc) ou seja depende de α . Desvios de frequência de 1.05MHz a 600KHz foram observadas

Além da figura 2 suporta razoavelmente bem medidas da referência 5, onde $f(\alpha) = -1$. Para fazer comparações desta teoria com os experimentos é recomendado fazer:

$$\bar{f}(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \int f(\alpha) d\alpha$$

devido a que o crescimento da corrente de plasma não é exatamente regular.

2.- O perfil da força eletromagnética e sua variação temporal é importante na obtenção de altas temperaturas finais. Quando t_0 é grande o pinch é debil. Quando t_0 é muito pequeno o campo encerrado é fraco demais e não produz o efeito de choque com o campo magnético aplicado onde os ions podem adquirir velocidades da ordem de 10^6 cm/seg.

Em geral todas as medidas indiretas da força^{6,7} estão nos limites de $\alpha = 0, -1$.

REFERENCIAS

- 1.- YShigueoka, Tese de Mestrado, UNICAMP (1979)
- 2.- Ebihara, K. Japan J. of Appl. Phys., 6, 1135 (1980)
- 3.- R.Reinovsky IEE Transaction on Plasma Science 2, 73, (1982)
- 4.- J.Commisso Phys. of Fluids, 1, 44, (1977)
- 5.- K.McKenna PRL, 8, 409, (1974)
- 6.- M.Keilhacken N.Fusion, 4, 287, (1964)
- 7.- R.Honda Tese de Mestrado UNICAMP (1980)

