

GERAÇÃO DE VÓRTICE EM ANEL EM FLUIDOS CONDUTORES POR MEIO DE INDUÇÃO MAGNETOHIDRODINÂMICA

Roberto B. Serrano

Academia da Força Aérea, DSM - Divisão de Suprimento e Manutenção, Estrada de Aguai, s/n 13 630 000 - Pirassununga, SP, Brasil

Michael G. Maunsell

Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, Laboratório de Aeronaves Departamento de Eng. Mecânica - Caixa Postal 488 - 13 560 250 - São Carlos, SP, Brasil

Oswaldo Missiato

Academia da Força Aérea, DE - Divisão de Ensino, Estrada de Aguai, s/n 13 630 000 Pirassununga, SP, Brasil

***Resumo.** O propósito do presente trabalho é apresentar um estudo sobre a geração e possível controle da vorticidade em estruturas com formato de anel, por meio de indução magnetohidrodinâmica, em fluidos condutores. Experimentos em água do mar são realizados devido à sua boa condutividade elétrica e homogeneidade. As equações para a dedução do comportamento teórico do fenômeno são apresentadas por meio da utilização da função de corrente para escoamento incompressível bidimensional.*

***Palavras-chave:** Vorticidade, Vórtice em anel, Magnetohidrodinâmica.*

1. INTRODUÇÃO

O vórtice em anel é uma singularidade que desperta a atenção de pesquisadores devido à sua homogeneidade, simetria de forma e complexa interação com o meio. De acordo com Magarvey & Maclatchy (1964a), durante décadas, imediatamente após a formulação do teorema geral do vórtice, elaborado por Helmholtz em 1858, o fenômeno anel recebeu a atenção de muitos pesquisadores em mecânica dos fluidos. Tais pesquisadores têm direcionado seus trabalhos à dinâmica do vórtice em forma de anel, o qual é gerado, utilizando-se metodologias convencionais, como por exemplo, dispositivos que ejetam fluidos com aspectos visuais diferentes, devido ao emprego de corantes para visualização, mas com iguais características ao fluido do meio onde está sendo realizado o experimento, ou seja, trata-se do mesmo fluido experimentado. Estas e outras considerações foram detalhadas por Magarvey & Maclatchy (1964a) e (1964b), Maxworthy (1972), Wakelin & Riley (1996), e vários outros autores. A geração de vórtice em anel em termos de uma força impulsiva, através de orifícios, aplicada acima de uma área circular é também mencionada por Saffman (1995).

O termo vórtice em anel, muitas vezes apresentado neste trabalho, induz o leitor a imaginar o fenômeno com formato toroidal. Na verdade, é mais correto referir-se ao toróide como “pseudo - vórtice em anel”. O vórtice em anel, de acordo com Magarvey & Maclatchy (1964a), é na realidade constituído por finas camadas de fluido em movimento involuto com uma considerável velocidade. Em várias observações de imagens tomadas de seus experimentos, percebe-se claramente que não existe uma superfície contínua definindo o toróide, mas sim um tipo de “sandwich” entre o fluido injetado no ambiente e o fluido do próprio ambiente.

2. MAGNETOHIDRODINÂMICA - (MHD)

Um fluido condutor, ao encontrar-se na presença de um campo magnético externo variável, cria uma densidade de corrente elétrica induzida que interage mutuamente com o campo magnético original, tendo como resultante forças que alteram o gradiente de pressão do fluido.

A MHD pode ser considerada um ramo da hidrodinâmica clássica, e a diferença entre as duas ciências surge ao considerarem-se as propriedades elétricas do fluido no primeiro caso.

Segundo Shercliff (1965), a MHD apresenta dois princípios básicos:

- o movimento de um corpo condutor, sólido ou líquido, dentro de um campo magnético, altera o campo original, devido às correntes induzidas neste corpo;
- uma força eletromagnética, devido à interação entre corrente induzida e campo magnético, aparece perturbando o movimento original.

2.1 ANÁLISE DO FENÔMENO MAGNETOHIDRODINÂMICO

Será feito um breve resumo e serão apresentadas as equações clássicas de Maxwell, as quais descrevem a interação entre a eletricidade e magnetismo. Segundo Hayt (1983), as quatro equações básicas de Maxwell são as seguintes:

$$\oiint \vec{D} \cdot d\vec{S} = \iiint \rho dv \quad (1)$$

A “Eq.(1)” acima afirma que a densidade de fluxo elétrico \vec{D} , que atravessa qualquer superfície fechada, é igual à densidade de carga total envolvida por esta superfície. Esta equação é conhecida como “Lei de Gauss” para o fluxo elétrico. Levando-se esta equação para a forma diferencial, tem-se

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2)$$

que é a 1ª equação de Maxwell.

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{L} = \iint \vec{J} \cdot d\vec{S} + \iint \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (3)$$

A “Eq.(3)” é uma versão variável no tempo da Lei Circuital de Ampère e estabelece que a integral de linha da intensidade de campo magnético \vec{H} , em qualquer percurso fechado, é igual à corrente envolvida pelo percurso. A variação do fluxo elétrico com o tempo, a qual aparece no lado direito da equação, foi denominada por Maxwell como corrente de deslocamento. Na forma diferencial, tem-se

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

que é a 2ª equação de Maxwell.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{L} = - \iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (5)$$

A “Eq.(5)” é conhecida como “Lei de Faraday”. Ela estabelece que a intensidade do campo elétrico \vec{E} , em um percurso fechado, é determinada pela variação do campo magnético no tempo.

Na forma diferencial, tem-se

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

que é a 3ª equação de Maxwell.

$$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (7)$$

A “Lei de Gauss” para o campo magnético estabelece que a densidade de fluxo magnético \vec{B} deve formar um circuito fechado. Em forma diferencial, tem-se

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (8)$$

que é a 4ª equação de Maxwell.

Ao referir-se à determinação das forças e aos torques exercidos sobre cargas por um campo magnético externo, direcionam-se os conceitos de MHD a uma aplicação física mais direta aos objetivos deste trabalho. De acordo com os conceitos básicos de campo elétrico, o mesmo exerce uma força sobre cargas em repouso ou em movimento. O campo magnético só exerce alguma força, se a carga estiver em movimento. A “Eq.(9)” determina que uma partícula movimentando-se dentro de um campo magnético sofre a ação de uma força \vec{F} , proporcional à intensidade da carga elétrica Q , à velocidade \vec{V} , ao campo magnético \vec{B} , e ao seno do ângulo entre os vetores \vec{V} e \vec{B}

$$\vec{F} = Q\vec{V} \times \vec{B} \quad (9)$$

A velocidade desta partícula não pode ser alterada pela força porque esta é sempre aplicada perpendicularmente à trajetória, não variando sua energia cinética. A energia recebida por esta partícula é proveniente do campo elétrico independente da direção de deslocamento.

Fazendo-se a combinação dos campos elétrico e magnético, chega-se a “Eq.(10)”, a qual determina a força sobre uma partícula em deslocamento e é conhecida como força de Lorentz.

$$\vec{F} = Q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \quad (10)$$

Tem-se, no decorrer deste trabalho, considerado \vec{J} como sendo a densidade de corrente elétrica aplicada. Ao levar-se a “Eq.(10)” para a forma diferencial, tem-se

$$d\vec{F} = dQ(\vec{V} \times \vec{B}) \quad (11)$$

e, considerando-se o elemento diferencial de carga $dQ = \rho dv$, chega-se à equação

$$d\vec{F} = \rho dv(\vec{V} \times \vec{B}) \quad (12)$$

cuja densidade de corrente é igual à velocidade da densidade volumétrica de carga, $\rho\vec{V} = \vec{J}$, então

$$d\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} dv \quad (13)$$

Ao integrar-se a “Eq. (13)”, tem-se

$$\vec{F} = \iiint \vec{J} \times \vec{B} dv \quad (14)$$

Considerando-se o sistema de coordenadas cartesiano e o campo de tensões que são submetidos ao fluido devido à força de campo eletromagnética e/ou magnetohidrodinâmica, percebe-se que, teoricamente, a componente de tensão normal ao elemento de fluido é mais significativa do que as tensões de cisalhamento durante o processo de impulsão. Não se deve generalizar o enunciado anterior, porque as tensões de cisalhamento durante a impulsão desenvolvem um papel fundamental na geração da vorticidade. Estamos assumindo que o fluido está em equilíbrio local e suporta deslocamento isotrópico caracterizado pela viscosidade, condutividade elétrica homogênea e eletrodos de mesma geometria. Nas “Eqs. 15”, representa-se a tensão normal por $\vec{\sigma}_{nn}$ e as tensões de cisalhamento, por $\vec{\tau}_{nn}$

$$\vec{\sigma}_{xx} = -p + 2\eta \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - 1/3 \nabla \cdot \vec{V} \right) \quad (15a)$$

$$\vec{\sigma}_{yy} = -p + 2\eta \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - 1/3 \nabla \cdot \vec{V} \right) \quad (15b)$$

$$\vec{\sigma}_{zz} = -p + 2\eta \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - 1/3 \nabla \cdot \vec{V} \right) \quad (15c)$$

$$\vec{\tau}_{xy} = \vec{\tau}_{yx} = \eta \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad (15d)$$

$$\vec{\tau}_{yz} = \vec{\tau}_{zy} = \eta \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (15e)$$

$$\vec{\tau}_{zx} = \vec{\tau}_{xz} = \eta \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \quad (15f)$$

η é a viscosidade, \vec{V} a velocidade local, \bar{u} a componente de velocidade na direção x, \bar{v} a componente de velocidade na direção y, \bar{w} a componente de velocidade na direção z e p é a pressão termodinâmica local.

As equações da mecânica dos fluidos submetidos à influência da MHD serão apresentadas a partir de agora.

Primeiramente tem-se a equação da continuidade

$$\nabla \cdot \rho \vec{V} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (16)$$

para escoamento incompressível, $\rho = \text{constante}$; a densidade agora não é função nem das coordenadas espaciais nem no tempo. Então neste caso tem-se

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (17)$$

$\nabla \cdot \vec{V}$ é denominado taxa de dilatação volumétrica.

A equação referente à aceleração de uma partícula fluida em um campo de velocidade sob a aplicação da força de campo eletromagnética $\vec{J} \times \vec{B}$ no eixo x é dado por

$$\rho \frac{D\bar{u}}{Dt} = \rho \left(g_x + \vec{J} \times \vec{B} \right) + \left[\frac{\partial \vec{\sigma}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{\tau}_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \vec{\tau}_{xz}}{\partial z} \right] \quad (18)$$

A “Eq.(18)” é a equação de Navier-Stokes, modificada pelo acréscimo da força de campo $\vec{J} \times \vec{B}$. Para fluido incompressível, $\rho = \text{constante}$, $\eta = \text{constante}$, tem-se a equação

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = (\vec{J} \times \vec{B}) - \nabla P + \eta \nabla^2 \vec{V} \quad (19)$$

Pode-se acrescentar um termo adicional à equação acima, $1/3 \eta \nabla(\nabla \cdot \vec{V})$, para fluidos compressíveis, mas não é o caso deste trabalho. Ao multiplicar-se a “Eq.(19)” acima pelo termo velocidade, \vec{V} , tem-se a equação da energia mecânica para fluidos incompressíveis

$$(D/Dt) \frac{1}{2} \rho \vec{V}^2 = \vec{V} \cdot (\vec{J} \times \vec{B}) - \vec{V} \cdot \nabla P + \eta \vec{V} \cdot \nabla^2 \vec{V} \quad (20)$$

Com a “Eq.(20)”, tem-se completo o conjunto resumido de equações necessárias para as considerações do escoamento MHD pertinente ao nosso trabalho.

Fazendo-se uma análise macroscópica do comportamento obtido na interação dos campos elétrico e magnético, percebe-se que a força resultante é máxima, quando os campos se encontram exatamente a 90° um do outro. O produto vetorial $\vec{J} \times \vec{B}$, ou força \vec{F} , em sólidos, é prontamente respondido por uma reação imediata, desde que a força resultante seja capaz de alterar seu estado de movimento. O sólido sustenta qualquer distribuição de força, sem sofrer deformações na sua constituição molecular. No caso do fluido condutor, ou eletrólito, a aplicação da força resultante provoca variações no seu gradiente de pressão. Mas isto não quer dizer necessariamente que o fluido entra em um movimento contínuo.

Considere uma cuba eletrolítica, contendo fluido condutor com uma densidade de corrente uniforme aplicada. Se um campo magnético, também uniforme, é aplicado exatamente a 90° com a direção da densidade de corrente, ocorre um pequeno movimento rotacional no fluido no instante em que o campo magnético é acionado, como se houvesse um “acoplamento” entre as duas grandezas físicas. Este movimento rotacional é prontamente balanceado pelo gradiente de pressão do fluido, ∇P , após a estabilização da tensão alimentadora do campo magnético, como demonstrado a seguir:

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} = \nabla P, \text{ mas} \quad (21)$$

$$\nabla \times (\nabla P) = 0, \text{ então} \quad (22)$$

$$\nabla \times \vec{F} = \nabla \times (\vec{J} \times \vec{B}) = 0 \quad (23)$$

Nesta situação o vetor \vec{F} resultante é irrotacional, portanto, qualquer movimento induzido no fluido também é irrotacional.

Considere agora o mesmo experimento com o campo magnético variando no tempo. Nesta nova configuração do experimento, tem-se,

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \neq 0, \text{ mas} \quad (24)$$

$$\nabla \times (\nabla P) = 0, \text{ então} \quad (22)$$

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \neq \nabla P, \text{ ou seja,} \quad (25)$$

o gradiente de pressão não é mais capaz de balancear o movimento rotacional do fluido com o campo magnético variando no tempo.

Conforme visto anteriormente, para que o fluido tenha um movimento rotacional, a força \vec{F} também deve ser rotacional. No segundo exemplo, para ter-se o rotacional diferente de zero, impôs-se um campo magnético variável, mas esta não é a única maneira de ter-se o vetor \vec{F} com o rotacional diferente de zero. Pode-se também empregar um campo magnético uniforme com o campo elétrico variando no tempo ou, montar um dispositivo com eletrodos de geometrias diferentes, explorando os gradientes elétricos.

3. FORMAÇÃO DO VÓRTICE EM ANEL MAGNETOHIDRODINÂMICO - UMA ANÁLISE ANALÍTICA E EXPERIMENTAL

Ao analisar-se o processo de formação do vórtice em anel, durante vários experimentos, conclui-se que o mesmo nasce de diferentes maneiras como por exemplo, dentro da camada limite devido às tensões de cisalhamento entre o deslocamento do fluido e a parede do tubo ejetor, ou no limite do fluido ejetado (rotacional) e o fluido em repouso (irrotacional), ambos sob influência de algum tipo de impulsão.

Segundo Fox & McDonald (1998), “... . O desenvolvimento de rotação em uma partícula fluida, inicialmente sem rotação, requer a ação de uma tensão de cisalhamento na superfície da partícula.” Eles afirmam que um fluido é rotacional devido à presença de forças viscosas nele.

Uma grandeza de muita importância neste trabalho, a circulação Γ , é definida como a integração da componente tangencial de velocidade multiplicada pela distância em torno de uma curva fechada, fixa no escoamento.

$$\Gamma = \oint \vec{v} \cdot d\vec{L} \quad (26)$$

$d\vec{L}$, é um vetor elementar tangente à curva.

A relação entre circulação e vorticidade pode ser demonstrada pelo Teorema de Stokes em duas dimensões. Desta forma, a circulação em volta de uma curva fechada é a soma da vorticidade total abrangida por ela.

$$\Gamma = \oint \vec{v} \cdot d\vec{L} = \iint 2 \vec{\omega}_z dS = \iint (\nabla \times \vec{v})_z dS \quad (27)$$

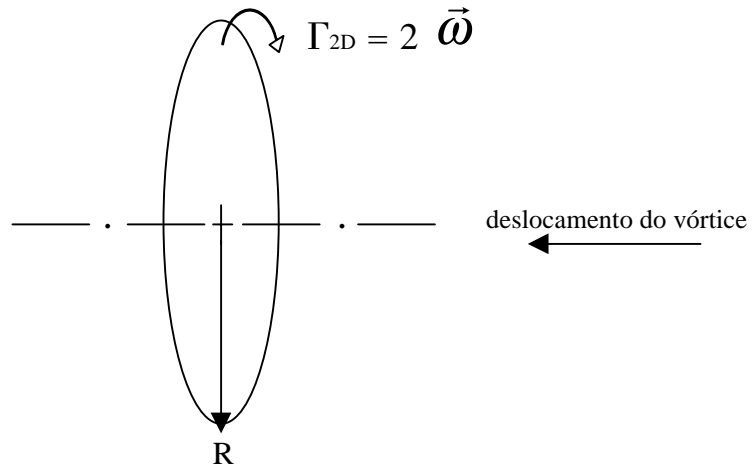
o índice z e o vetor dS representam a rotação em torno do eixo z nos planos $dx dy$ respectivamente.

O relacionamento entre vorticidade e circulação demonstrado pelo Teorema de Stokes, aproxima-nos de um conceito familiar dentro da mecânica dos fluidos, a sustentação de um volume de fluido, ou corpo sólido, ambos com circulação dentro do fluxo uniforme, por meio do emprego do Teorema de Kutta-Jukovski

$$\vec{L} = \rho \vec{v} \Gamma \quad (28)$$

determinando que uma circulação Γ , dentro de um fluxo livre de velocidade \vec{V} e densidade ρ , gera uma sustentação denominada por \vec{L} . Na realidade, o vórtice em anel é um cilindro pseudo - toroidal em circulação dentro do fluido, e, no seu movimento translacional, após a impulsão, sofre um aumento radial. Para que o vórtice em anel permaneça com o raio central constante, não deve haver variação na circulação. Assumindo escoamento potencial, a

circulação total é constante, portanto o vórtice em anel permanece com o raio central também constante. Ao assumir formato perfeitamente circular de um vórtice ideal, tem-se



$\Gamma_{3D} = \Gamma_{2D} \cdot 2\pi R = \text{constante}$ (assumido potencial), $\Gamma_{2D} = C / 2\pi R$. Se R modifica, Γ_{2D} modifica, ou seja $\vec{\omega}$ (rotação do vórtice teórico) modifica. No entanto, ao considerar-se escoamento viscoso, o raio pode continuar constante enquanto, devido às perdas com viscosidade, a rotação do vórtice pode diminuir, ou seja, a circulação diminuir. É possível que este aumento radial sofrido durante o movimento translacional do anel seja devido, em parte, à sustentação gerada pela quantidade de movimento angular do “tubo” do toróide. Este enunciado pode melhor ser visualizado por meio das figuras 1 e 2.

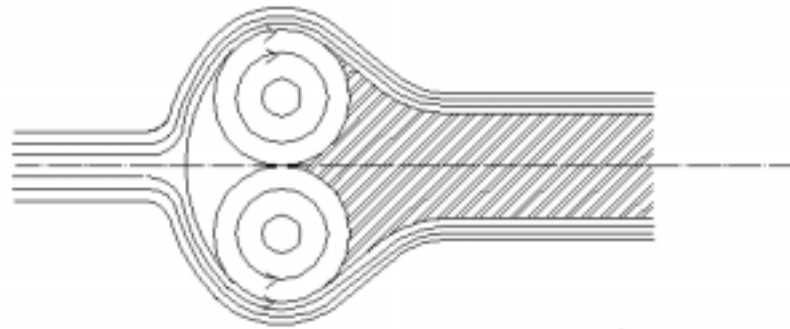


Figura 1 - Superposição de um par de cilindros bidimensional dentro do fluxo uniforme

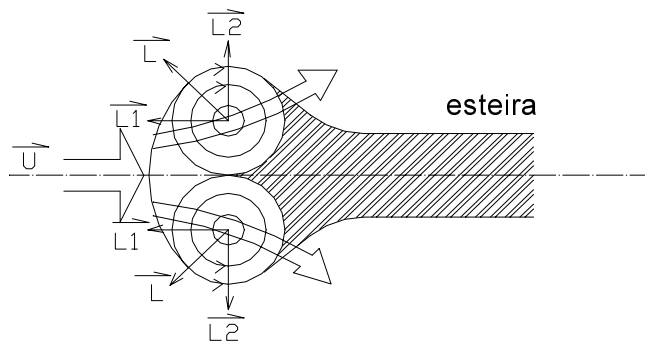


Figura 2 - Decomposição do vetor \vec{L}

Na figura 1, tem-se a superposição de um par de cilindros (doublet + vórtice), iguais intensidades, rotações opostas no escoamento uniforme. O fluxo uniforme desloca-se da direita para a esquerda e, na figura 2, pode-se observar a decomposição do vetor \vec{L} (sustentação), nas suas componentes $\vec{L}1$ e $\vec{L}2$, responsáveis, teoricamente, pelo deslocamento translacional e aumento radial respectivamente, com o vórtice deslocando-se da direita para a esquerda.

A função de corrente total para a figura 1 é dada pela “Eq.(29)”:

$$\Psi = \frac{\mu}{2\pi} \left[\frac{1}{\vec{R}1} \sin \theta a + \frac{1}{\vec{R}2} \sin \theta b + \frac{\Gamma}{2\pi} \ln \frac{\vec{R}1}{\vec{R}2} \right] - \vec{V} (\vec{R}1 \sin \theta a + \vec{R}2 \sin \theta b) + \frac{Qf\theta c}{2\pi} \quad (29)$$

μ representa a intensidade do doublet, $\vec{R}1$ e $\vec{R}2$ são as distâncias dos centros dos cilindros superior e inferior a uma função de corrente arbitrária, \vec{V} é a intensidade do fluxo uniforme, θa , θb são os ângulos entre as distâncias $\vec{R}1$ e $\vec{R}2$ com o eixo x do sistema coordenado, e o termo $Qf\theta c/2\pi$ representa uma fonte adicional atrás do par de cilindros, simulando a esteira do vórtice, em que θc é o ângulo entre a distância da fonte à função de corrente arbitrária mencionada acima. A velocidade tangencial é calculada separadamente para cada cilindro e dada por

$$q\theta = 2\vec{V} \sin \theta \frac{\Gamma}{2\pi R} \quad (30)$$

No caso da “Eq.(30), considera-se \vec{R} na superfície do cilindro. No ponto de estagnação, cuja velocidade tangencial é zero, tem-se

$$\Gamma = -4\vec{V} \sin \theta \cdot \pi R \quad (31)$$

ou

$$\theta = \arcsen \left[\frac{\Gamma}{4\pi R \vec{V}} \right] \quad (32)$$

quanto $\Gamma > 0$, $\theta > 0$ no ponto de estagnação.

4. EXPERIMENTO

Para a realização deste trabalho, a força de campo responsável pela impulsão do vórtice em anel é proveniente do pulso eletromagnético instantâneo que ocorre entre dois eletrodos de alumínio dispostos internamente em um cilindro de vidro, sob a influência de um campo magnético externamente aplicado, forçando a passagem do fluido por um orifício circular. Este ejetor encontra-se submerso no ambiente fluido onde realizar-se-á o experimento. Confira na figura 3 o esquema do ejetor e, na figura 4, o ejetor dentro do recipiente.

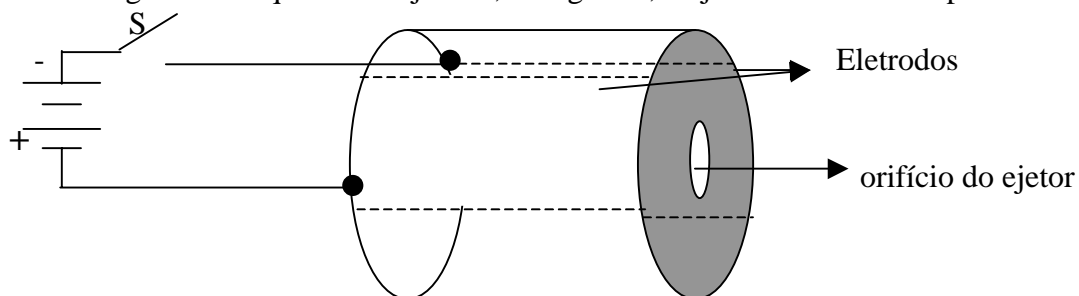


Figura 3 - Dispositivo ejetor eletromagnético

O detalhe “S” é o chaveamento do circuito responsável pelo pulso elétrico instantâneo.

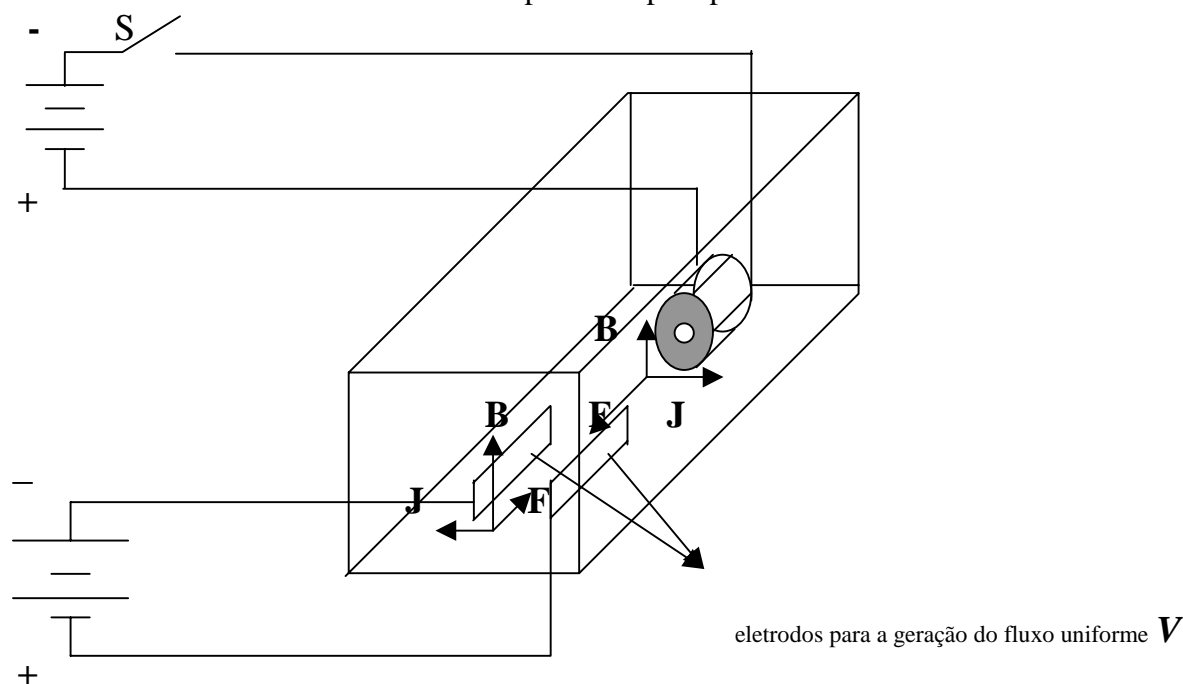


Figura 4 - Dispositivo ejetor eletromagnético dentro do recipiente

O recipiente é montado em placas de acrílico para possibilitar a visualização do vórtice em anel desde os momentos iniciais até sua desintegração. O fundo e a lateral direita do recipiente foram pintados em branco para destacar o vórtice em anel que surge do ejetor, previamente preenchido com corante. Na lateral direita foi fixada uma escala graduada em centímetros para o cálculo da velocidade translacional do vórtice em anel, cuja posição inicial é o orifício do ejetor. Com uma câmara fotográfica, pode-se obter o tempo de exposição do vórtice em anel após a impulsão, em uma posição específica indicada pela referida escala.

Conforme já mencionado, o campo magnético é externamente aplicado. O núcleo de uma bobina está posicionado exatamente embaixo do ejetor, para explorar ao máximo a densidade de fluxo magnético, e um outro núcleo está debaixo dos eletrodos de geração do fluxo uniforme relativo.

Considerando-se os campos magnéticos e o campo elétrico do fluxo uniforme relativo, já acionados, ao acionar-se o chaveamento S instantaneamente, cria-se neste momento o produto vetorial $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, ou seja, a força \mathbf{F} também instantânea impulsionando o fluido pelo orifício do ejetor, criando o vórtice em anel em sentido contrário ao fluido relativo. Com a adição do referido fluido relativo, tem-se uma durabilidade maior na existência do vórtice em anel, possibilitando uma análise maior de suas características: criação, dinâmica, desintegração, exceto a velocidade translacional após a impulsão. Sem este fluido relativo, sua existência é consideravelmente menor.

5. CONCLUSÃO

A indução de um vórtice na água do mar e conseqüente controle da vorticidade por meio da aplicação magnetohidrodinâmica, Missiato(1998), possibilitou a idealização de dispositivos nos quais podem aplicar-se estes conceitos com o intuito de melhorar, ou até mesmo, criar novos campos de pesquisa/aplicações, na área aerodinâmica e/ou hidrodinâmica. Como uma variação do fenômeno acima, tem-se, no vórtice em anel, uma promissora possibilidade na busca de diferentes geometrias, devido à sua simetria de forma, adaptando

estes conceitos a uma aplicação mais direta, como por exemplo, o controle da camada limite com conseqüente melhoramento no coeficiente de sustentação, diminuição do arrasto em fuselagens, etc. Submetido ao mesmo princípio de controle de vorticidade, ou seja, à magnetohidrodinâmica, busca-se, com este trabalho, apresentar o grande potencial do vórtice em anel por meio da aplicação dos conceitos da magnetohidrodinâmica, bem como a “otimização” deste processo por meio da busca de novas geometrias e configurações de eletrodos e posicionamentos de campos magnéticos.

REFERÊNCIAS

- Fox, R. W. & McDonald, A.T., 1998, Introdução à Mecânica dos Fluidos, Rio de Janeiro, LTC.
- Hayt, W. H., 1983, Eletromagnetismo, Rio de Janeiro, LTC.
- Magarvey, R. H. & Maclatchy, C. S., 1964 a, The Formation and Structure of Vortex Rings, Can. J. Phys., vol. 42, pp. 678 - 683.
- Magarvey, R. H. & Maclatchy, C. S., 1964 b, The Desintegration of Vortex Rings, Can. J. Phys., vol. 42, pp. 684 - 689.
- Maxworth, T., 1972, The Structure and Stability of Vortex Rings, J. Fluid Mech., vol. 51, pp. 15-32.
- Missiato, O., 1998, Movimento de Fluidos Condutores Submetidos à Influência de Campos Eletromagnéticos Externos: Criação de um Vórtice Magnetohidrodinâmico na Água do Mar, Tese (Doutorado), Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, São Paulo, Brasil.
- Saffman, P. J., 1995, Vortex Dynamics, Cambridge, Press Syndicate of the University of Cambridge. Cap.6, pp. 103-105: Formation of a Vortex ring.
- Shercliff, J. A., 1965, A Textbook of Magnetohydrodynamics, London, Pergamon Press, Cap.4 , pp. 61-106: The Magnetic Force and its Effects.
- Wakelin, S. L. & Riley, N., 1996, On the Formation and Propagation of Vortex Rings and Pairs of Vortex Rings, J. Fluid Mech., vol. 332, pp. 121-139.

GENERATION OF VORTEX RING IN FLUIDS CONDUCTORS BY INDUCTION MAGNETOHYDRODYNAMICS

Abstract. The purpose of the present work is to present a study about the generation and possible control of the vorticity in structures with ring format, by induction magnetohydrodynamics, in conductive fluids. Experiments were performed in seawater due its good electric conductivity and homogeneity. The equations for the deduction of the experimental behavior of the phenomena, are presented through the use of the streamlines function for incompressible flow bidimensional.

Keywords: *Vorticity, Vortex ring, Magnetohydrodynamics.*