

MAGNETOELECTROHIDRODINÁMICA

Presentado por: Carolina Itzel Juárez Juárez y Luis Angel Flores Aguario

RESUMEN

En este trabajo se aprecia de manera visual los modelos teóricos de la aplicación de un campo eléctrico a una capa delgada de electrolito bajo la influencia de campos magnéticos no uniformes, constantes y localizados, para después de esto variar las condiciones y poder ofrecer resultados cualitativos para diferentes configuraciones que no son incluidas en el artículo original del cual nos hemos basado.

INTRODUCCIÓN

Este experimento utiliza un método conocido como forzado electromagnético el cual es un método común para: Producir agitación entre capas superficiales de fluidos eléctricamente conductores y explorar el comportamiento de los fluidos cuasibidimensionales, los cuales presentan similitudes con corrientes oceánicas y atmosféricas; la idea principal es producir una fuerza de Lorentz de rotación por la inyección de corrientes eléctricas en una capa delgada del fluido expuesta a un campo magnético externo constante.

Antecedentes

Los flujos electromagnéticos conducidos en las capas superficiales se pueden dividir en dos grupos. En el primer grupo los flujos son forzados introduciendo una corriente eléctrica cte. a través de una capa de metal líquido bajo un fuerte campo magnético uniforme, normal a la capa, mientras que en el segundo grupo son flujos de poca profundidad electromagnéticamente accionados por la inyección de corrientes eléctricas en una capa delgada de electrolito a bajo campo magnético no uniforme producido por una serie de imanes permanentes. El primer grupo presenta características particulares como un número de Hartmann alto debido a la alta conductividad eléctrica (metal líquido) y la fuerte intensidad del campo magnético utilizado, además de considerar que las perturbaciones tridimensionales en la dirección normal son eliminadas por la acción del campo magnético, en este caso la ec. de Navier-Stokes en dos dimensiones incluye un forzamiento constante y un término de fricción de Hartmann e incluso se pueden considerar efectos de inercia en capas Hartmann. En el segundo grupo el flujo presenta un número de Hartmann bajo producido por la baja conductividad eléctrica de los electrolitos y las pequeñas intensidades magnéticas producidas por los imanes permanentes, además de considerar que el confinamiento geométrico impuesto por la capa superficial restringe perturbaciones en tres dimensiones en la dirección normal y que en las corrientes superficiales la fricción de fondo es fundamental ya que promueve una difusión vertical, la cual se asocia con la amortiguación exponencial de la corriente. El fluido de nuestro trabajo es del segundo grupo.

DESARROLLO TEORICO

Este modelo considera las principales características de la situación experimental : capa delgada de fluido, incompresible, campo magnético no uniforme , campo eléctrico uniforme y campo magnético $B_0 = B_0(x, y, z)$ que es producido por un imán dipolar con momento dipolar en z adicionado al campo generado por las corrientes inducidas (pero es muy pequeño), una densidad de corriente eléctrica uniforme constante introducida en la dirección x interactúa con el campo aplicado, dando lugar a una fuerza de Lorentz de rotación que mueve el fluido. La densidad de corriente total viene dada por la corriente inyectada además de la corriente inducida por el movimiento del fluido dentro del campo magnético aplicado. A su vez, el campo magnético total está compuesto por el campo aplicado más el campo generado por las corrientes inducidas. Suponemos que el campo inducido sigue siendo muy pequeño en comparación con el campo aplicado. Las ecuaciones de movimiento pueden expresarse como:

$$(1.1)... \nabla \cdot u = 0$$

$$(1.2)... \frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u + \frac{1}{\rho} (j^0 \times B^0 + j^i \times B^0)$$

donde el último término en el lado derecho de (1.2) se considera la fuerza de Lorentz debida tanto a la densidad de corriente introducida ($j^0 = j_x^0$) e inducida (j^i). En la misma ecuación ρ y ν denota la densidad de masa y la viscosidad cinemática del fluido. A partir de las ecuaciones electromagnéticas cuasiestáticas (Moreau 1990) se obtiene la ecuación de inducción, con b el campo magnético inducido:

$$(1.3)... \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 b + (B^0 \cdot \nabla)u - (u \cdot \nabla)B^0 = 0, \text{ donde (1.4)... } \begin{cases} \nabla \cdot b = 0 \\ \nabla \times b = \mu j^i \end{cases}$$

Las ecuaciones anteriores permiten calcular las corrientes inducidas libres de divergencias, además, el campo magnético aplicado debe satisfacer las ecuaciones magnetostáticas que aseguran su carácter solenoidal e irrotacional

Modelo numérico cuasi-bidimensional

Los flujos de vórtices en capas superficiales se han modelado en hidrodinámica y en MHD, utilizando un enfoque cuasiestático que consiste en la integración de las ecuaciones que rigen en la dirección vertical o a lo largo de las líneas de campo magnético; la dependencia del campo magnético aplicado en la coordenada z se considera. Debe modelarse el campo magnético aplicado. Los componentes transversales parecen tener una influencia débil. Por lo tanto, se supone que el único componente no despreciable es la normal.

Para el imán permanente utilizado en los experimentos, la componente del campo magnético adimensional normal se reproduce a través de la expresión analítica

$$(1.5)... B_z^0(X, Y, Z) = \beta_z^0(X, Y)g(Z)$$

Aquí, $\beta_z^0(X, Y)$ reproduce la variación del campo en el plano (X-Y) utilizando una expresión analítica para el campo de una superficie rectangular magnetizado uniformemente polarizada en la dirección normal, a su vez, la función $g(Z)$ en (1.5), que

introduce la variación del campo en la dirección normal, se obtiene a partir de la instalación de los datos experimentales en la forma

$$(1.6)... g(Z) = \exp(-\gamma \varepsilon Z)$$

donde la Z esta normaliza por la profundidad de la capa de h, en una posición vertical dada, y $\gamma = 2,05$. Aquí $\varepsilon = h / L$ es la relación de aspecto que compara las longitudes características en las direcciones normal y transversal.

Las componentes de la velocidad pueden ser expresadas como:

$$(1.7)... U(X, Y, Z, T) = \bar{U}(X, Y, T) \hat{f} \quad V(X, Y, Z, T) = \bar{V}(X, Y, T) \hat{f}$$

La función f puede, en principio, depender de X, Y y Z y satisface la condición de

$$\int_0^\varepsilon \hat{f} dZ = 1$$

normalización. De acuerdo con la aproximación de flujo superficial, se supone que ε es menor que la unidad. (En un experimento, el valor máximo de ε , obtenida en la superficie libre, es 0.26cm) La función f debe reproducir el perfil de velocidad en la dirección normal tanto en la vecindad del imán y lejos de ella. La forma explícita de f se puede obtener a partir de un equilibrio entre viscosidad y fuerzas de Lorentz generadas por ambas corrientes introducidas e inducidas.

Desde los puntos de fuerza de Lorentz aplicadas en la dirección negativa de “y” y es máxima en el centro del imán, se establece el equilibrio en el (Y-Z) plano central (X = 0).

Entonces, f debe satisfacer la ecuación:

$$(1.8)... \frac{d^2 f}{dZ^2} - (Ha \beta_z^0 g)^2 f = \varepsilon^2 \text{Re}_* \beta_z^0 g$$

Con $\text{Re}_* = U_0 L / \nu$, $U_0 = j^0 B_{\max} L^2 / \rho \nu$, los términos en el lado izquierdo de (1.8) corresponden a la viscosidad y fuerzas de Lorentz inducida, mientras que el término en el lado derecho es la fuerza de Lorentz aplicada. Dado que en los experimentos el número Hartmann es del orden 10^{-1} , la fuerza inducida por Lorentz en (1.8) se puede despreciar. Además, f debe satisfacer las condiciones antideslizantes en la pared de fondo ($f(Z = 0) = 0$) y la ausencia de esfuerzos de corte en la superficie libre ($df / dZ (Z = \varepsilon) = 0$). Una vez normalizado, f (debido a la normalización, f es independiente de B_z^0 y Re_*) toma la forma de:

$$(1.9)... \hat{f} = \frac{[e^{-\gamma Z} + Z \gamma \varepsilon e^{-\gamma \varepsilon^2} - 1]}{\frac{1}{\gamma \varepsilon} (1 - e^{-\gamma \varepsilon^2}) + \frac{\gamma \varepsilon^3}{2} e^{-\gamma \varepsilon^2} - \varepsilon}$$

Finalmente las ecuaciones promediadas de movimiento en forma adimensional se leen:

$$(1.10)... \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0$$

$$(1.11)... \frac{\partial U}{\partial T} + \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial X} + \nabla^2 U + \frac{U}{\tau}$$

$$(1.12)... \frac{\partial V}{\partial T} + \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial Y} + \nabla^2 V + \frac{U}{\tau} - \alpha \text{Re}_* \beta_z^0$$

la presión P está normalizado por ρu_0^2 , y el subíndice \perp denota la proyección del operador ∇^2 en el plano (X-Y). El término que simula los efectos de la capa límite implica una escala de tiempo característica τ (sin dimensiones), para la amortiguación de la vorticidad debido a la disipación en las capas viscosas, cuya inversa viene dada por (1.13)...

$$\tau^{-1} = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{d\hat{f}}{dZ} \Big|_0^\varepsilon = \frac{\gamma(1 - e^{-\gamma\varepsilon^2})}{\frac{1}{\gamma}(1 - e^{-\gamma\varepsilon^2}) + \frac{\gamma\varepsilon^4}{2} e^{-\gamma\varepsilon^2} - \varepsilon^2}$$

Además, debido a la variación del campo magnético en la dirección normal, el término fuerza de Lorentz en (1.12) incluye la α factor dado por (1.14)...

$$\alpha = \int_0^\varepsilon g(Z) dZ = \frac{1}{\gamma\varepsilon} (1 - e^{-\gamma\varepsilon^2})$$

El sistema sin inducción de las ecuaciones (3.10)-(3.14) fueron utilizadas para modelar el flujo electromagnéticamente accionado a diferentes profundidades en la capa superficial.

DESARROLLO EXPERIMENTAL

Para armar el dispositivo mostrado en la Figura 1, se utilizó una cuba de acrílico rectangular con las siguientes medidas 28x38x1.6, la cual cuenta con electrodos de cobre en los lados menores de la cuba los cuales se pueden conectar a una fuente de voltaje (DC), se utilizaron imanes de neodimio con un campo magnético de (0.33T) así como distintos tipos de imanes (imanes de dona) y una solución de bicarbonato de sodio en agua al 8.6% en peso. Para poder considerar todos los efectos como cuasibidimensionales la altura máxima que se puede utilizar es 1 cm. Para efectos de control la altura utilizada en los experimentos es de 4 mm.

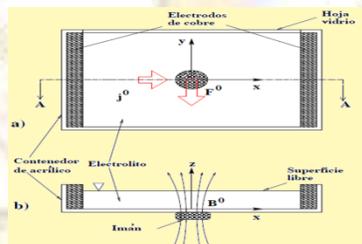


Figura 1.- Muestra el arreglo utilizado y en la parte superior también se puede observar la dirección de la fuerza de Lorentz producida.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

Considerando el modelo teórico del artículo en el cual nos basamos obtuvimos la siguiente visualización

Experimento 1: Imán de neodimio en el centro geométrico del recipiente, corriente: 0.1 A



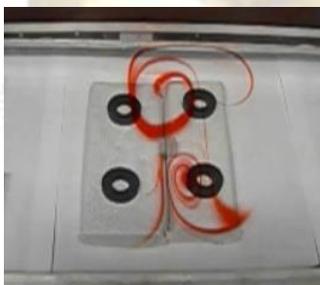
En este caso se observa la formación de vórtices partiendo de una línea fina de colorante que avanza en dirección perpendicular al campo eléctrico

Experimento 2: Imán en el centro geométrico de la cuba, corriente: 1A



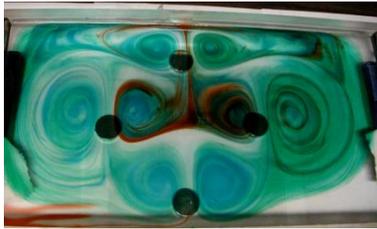
Para el segundo experimento se observa la formación de vórtices pero a partir de una difusión muy notable en un primer momento, esta variación surge a partir de tomar corrientes grandes a partir de 1 A y también hay que hacer notar que los colorantes utilizados no están cargados, por lo que el cambio presentado es un cambio en la cinética de la formación de vórtices

Experimento 3: Cuatro imanes procurando estar a la misma distancia entre ellos y del centro, corriente: 0.1A



Las líneas finas observadas son indicios de una corriente baja utilizada, en la foto se observan los vórtices principalmente del lado derecho de la cuba de electrolito, esto se debe a que las alturas con respecto al fondo del recipiente no fueron iguales estando más cerca los imanes del lado derecho

Experimento 4: Corriente: 1A



En este caso se observan todos los vórtices existentes en la cuba

CONCLUSIONES

- De los experimentos se puede observar que:
- Si la corriente aplicada es de ($0.05A < x < .5A$) se observa un aumento en la velocidad de mezclado conforme aumenta la corriente aplicada.
- Hay un cambio en el comportamiento de la generación de vórtices a partir de corrientes grandes ($1A < x < 2.4A$) en donde se muestra una difusión inicial muy marcada.
- La forma de los imanes utilizados así como la polaridad presenta cambios en la estabilidad inicial del colorante para corrientes grandes.

TRABAJOS A FUTURO

- Para trabajos posteriores proponemos:
- Revisar el comportamiento del fenómeno de magneroelectrohidrodinámica en fluido electrolíticos con viscosidad mayor.
- Aumentar la corriente utilizada para ver si a $I > 2.4A$ se presentan otros comportamientos.
- Determinar la corriente a partir de la cual se presentó el cambio de comportamiento.
- Medir la velocidad de las diferentes corrientes utilizadas con PIV.
- Variar las concentraciones del electrolito para ver si hay cambios en el comportamiento.
- Cambiar el material de los electrodos, ya que en el artículo no se justifica la exclusividad del uso de ese material (cobre).

BIBLIOGRAFIA: *Electrically driven vortices in a weak dipolar magnetic field in a shallow electrolytic layer*, Aldo Figueroa, Francois Demiaux, Sergio Cuevas y Eduardo Ramos, Mechanical Engineering Development Department, INSA-Lyon, 20 Av. Albert Einstein, 69621 Villeurbanne Cedex, France, Instituto de Energías Renovables, UNAM, Temixco, Morelos, 62580. *¿Cómo se mezclan los fluidos?*, Sergio Cuevas García, Aldo Figueroa Lara, Instituto de Energías Renovables, UNAM, Temixco, Morelos, 62580, Facultad de Ciencias, UAEM, Cuernavaca, Morelos 62209 México.