

Electrodinámica de Fluidos según la Teoría ECE2.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List y AIAS /UPITEC

(www.archive.org, www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org,
www.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Las ecuaciones de campo de la electrodinámica de fluidos, un nuevo campo de estudio, se obtienen a partir de la geometría de Cartan. El número de Reynolds se incorpora a las ecuaciones de campo, permitiendo el cálculo de la transición a la turbulencia. En la electrodinámica de fluidos, el espaciotiempo se caracteriza por una densidad de masa/corriente y una densidad de carga/corriente. Esto significa que la “masa ausente” de la física obsoleta puede tomarse en cuenta sin necesidad de considerar la materia oscura. La energía eléctrica a partir del espaciotiempo constituye una consecuencia directa de la electrodinámica de fluidos. Se demuestra que las derivadas de Stokes y convectiva de la dinámica de fluidos y de la electrodinámica son ejemplos de la derivada covariante de Cartan. La conexión de espín para la derivada convectiva es el jacobiano, y constituye un concepto fundacional, tanto de la dinámica de fluidos como de la electrodinámica de fluidos. Soluciones numéricas de ecuaciones clave ilustran los flujos fluidos del espaciotiempo (o “éter” o “vacío”).

Palabras clave: ECE2, electrodinámica de fluidos, soluciones numéricas.

1. Introducción.

En documentos de esta serie [1-12] la teoría del campo unificado ECE2, iniciada con el documento UFT313, se ha aplicado a la precesión en astronomía y a dinámica de fluidos, generando resultados muy originales. Kambe (*palabras clave "Fluid Maxwell's equations" en el buscador de google*) ha reordenado recientemente las ecuaciones de dinámica de fluidos en un formato que se traduce en este documento en ecuaciones de la electrodinámica ECE2. El resultado final se denominó "electrodinámica de fluidos", la combinación de dos temas de investigación muy amplios, lo cual fue posible por el hecho de que la teoría ECE2 es una teoría de campo unificado. Análogamente, hay ecuaciones de "gravitación de fluidos", y "teoría nuclear de fluidos".

Este documento constituye una breve sinopsis de detallados cálculos contenidos en las Notas de Acompañamiento, publicadas junto con el documento UFT351 en el portal www.aias.us. La Nota 351(1) es una descripción detallada de las ecuaciones de campo de Kambe de la dinámica de fluidos, que poseen la misma estructura geométrica que las ecuaciones de campo ECE2, tanto para electrodinámica como para gravitación. El número de Reynolds, omitido por Kambe, se reincorpora. Las Notas 351(2) a 351(4) dan una lista de factores de conversión que se utilizan para traducir las ecuaciones de campo de Kambe a la electrodinámica de fluidos, y que dan origen a las ecuaciones principales. Las Notas 351(5) a 351(7) muestran que las derivadas de Stokes y convectivas de la dinámica de fluidos constituyen ejemplos de la derivada covariante de la geometría de Cartan. Se muestra que la conexión de espín de la derivada convectiva es el jacobiano. Finalmente, la Nota 351(8) incorpora la ecuación de vorticidad con el número de Reynolds en las ecuaciones de campo de Kambe, y deduce nuevas ecuaciones que gobiernan la transición hacia la turbulencia.

La Sección 2 deduce las principales ecuaciones de la electrodinámica de fluidos y proporciona una lista de factores de conversión. Se muestra que la energía a partir del espaciotiempo constituye una consecuencia directa de la electrodinámica de fluidos, y que el espaciotiempo es un fluido ricamente estructurado – el "éter" o "vacío".

La Sección 3 brinda soluciones numéricas que ilustran directamente el flujo de espaciotiempo y el desarrollo de la turbulencia.

2. Principales ecuaciones de campo de la electrodinámica de fluidos.

La prescripción mínima puede utilizarse para mostrar que, para una partícula individual:

$$\underline{v} = \frac{e}{m} \underline{A}$$

(1)

donde \underline{v} es la velocidad lineal, e y m son la carga y la masa de la partícula, y \underline{A} es el potencial vectorial convencional. En la teoría ECE2, \underline{A} se sustituye por \underline{W} . Para un campo fluido, un

continuo:

$$\underline{v} = \frac{\underline{f}}{\rho_m} \underline{A} \quad (2)$$

donde ρ es la densidad de carga y ρ_m es la densidad de masa. Las unidades básicas del S. I. son las siguientes:

$$\underline{E} = \text{volt m}^{-1} = \text{JC}^{-1}\text{m}^{-1} = \text{fuerza de campo eléctrico.}$$

$$\underline{W} = \text{JsC}^{-1}\text{m}^{-1} = \text{potencial vectorial.}$$

$$\varphi_w = \text{JC}^{-1} = \text{volt} = \text{potencial escalar.}$$

$$\underline{B} = \text{JsC}^{-1}\text{m}^{-2} = \text{tesla} = \text{densidad de flujo magnético.}$$

$$\rho = \text{densidad de carga} = \text{Cm}^{-3}$$

$$\underline{J} = \text{Cm}^{-2}\text{s}^{-1} = \text{densidad de corriente.}$$

$$\epsilon_0 = \text{J}^{-1}\text{C}^2\text{m}^{-1} = \text{permitividad del vacío.}$$

$$\mu_0 = \text{Js}^2\text{C}^{-2}\text{m}^{-1} = \text{permeabilidad del vacío.} \quad (3)$$

Las ecuaciones de campo de Kambe de la dinámica de fluidos se convierten en ecuaciones de electrodinámica de fluidos como sigue.

El campo eléctrico fluido de Kambe se define como:

$$\underline{E}_F = - \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} - \nabla h = \left(\underline{v} \cdot \nabla \right) \underline{v} \quad (4)$$

donde el campo de velocidad es:

$$\underline{v} = v \left(x(t), y(t), z(t), t \right) \quad (5)$$

y donde la siguiente definición se utiliza para la entalpia por unidad de masa h en unidades de joules por kilogramo:

$$\nabla h = \frac{1}{\rho_m} \nabla p. \quad (6)$$

Aquí, p es la presión, definida con unidades no tradicionales. En la teoría de campo unificado ECE2 la fuerza de campo eléctrico, en unidades de volts por metro, se define como:

$$\underline{\underline{E}} = -\underline{\nabla} \phi_w - \frac{\partial \underline{W}}{\partial t} \quad (7)$$

A partir de las Ecs. (4) y (7):

$$\underline{W} = \frac{\rho_m}{\rho} \underline{v} \quad (8)$$

Se deduce que:

$$\phi_w = \frac{\rho_m}{\rho} h \quad (9)$$

en unidades de joules por coulomb.

El campo magnético fluido de Kambe se define como siendo la vorticidad:

$$\underline{\underline{H}}_F = \underline{w} = \underline{\nabla} \times \underline{v} \quad (10)$$

y se deduce que:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{H}}_F = \underline{\nabla} \cdot \underline{w} = 0 \quad (11)$$

La carga q de Kambe y la corriente J se definen respectivamente como:

$$q_F = \underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{E}}_F = \underline{\nabla} \cdot ((\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v}) \quad (12)$$

y

$$\underline{J}_F = \frac{\partial^2 \underline{v}}{\partial t^2} + \underline{\nabla} \frac{\partial h}{\partial t} + a_0^2 \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{v}) \quad (13)$$

Se deduce que la densidad de carga ρ y la densidad de corriente J de la electrodinámica de fluidos se definen como:

$$\underline{f} = \epsilon_0 \frac{\rho_m}{\rho} \underline{q}_F \quad (14)$$

y

$$\underline{J} = \epsilon_0 \frac{\rho_m}{\rho} \underline{J}_F \quad (15)$$

Por lo tanto, la ley de Coulomb de la electrodinámica de fluidos es:

$$\underline{\nabla} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{E} \right) = \frac{\rho}{\rho_m} \underline{\nabla} \cdot \underline{E} + \underline{E} \cdot \underline{\nabla} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\rho^2}{\rho_m} \quad (16)$$

y contiene más información que la ley de Coulomb de la electrodinámica convencional. La primera se reduce a la segunda si

$$\underline{\nabla} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right) = \underline{0}. \quad (17)$$

La ecuación de campo no homogénea de Kambe es:

$$a_0^2 \underline{\nabla} \times \underline{H}_F - \frac{\partial \underline{E}_F}{\partial t} = \underline{J}_F \quad (18)$$

donde a_0 es la velocidad constante del sonido. Se deduce entonces que la ley de Ampere Maxwell de la electrodinámica de fluidos es:

$$a_0^2 \underline{\nabla} \times \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{B} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{E} \right) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\rho}{\rho_m} \underline{J} \quad (19)$$

en donde:

$$\underline{\nabla} \times \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{B} \right) = \frac{\rho}{\rho_m} \underline{\nabla} \times \underline{B} + \left(\underline{\nabla} \frac{\rho}{\rho_m} \right) \times \underline{B} \quad (20)$$

y:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{E} \right) = \frac{\rho}{\rho_m} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} + \underline{E} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right). \quad (21)$$

La Ec. (19) deviene la Ley de Ampere Maxwell de la electrodinámica si:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right) = 0, \quad \underline{\nabla} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right) = \underline{0}, \quad a_0 \rightarrow c, \quad (22)$$

en cuyo caso:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J}. \quad (23)$$

La Ec. (19) puede expresarse como:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu \underline{J} \quad \text{si} \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right) = 0, \quad \underline{\nabla} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \right) = \underline{0}. \quad (24)$$

donde la permeabilidad del fluido se define como

$$\mu = \frac{1}{\epsilon_0 a_0^2} \quad (25)$$

Utilizando las Ecs. (18), (14) y (12) la ecuación del sonido de la electrodinámica de fluidos es:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{E} \right) + a_0^2 \underline{\nabla} \times \left(\underline{\nabla} \times \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{E} \right) \right) = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{J} \right) \quad (26)$$

y bajo las condiciones (17) y (22) esto deviene:

$$\frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2} + a_0^2 \underline{\nabla} \times \left(\underline{\nabla} \times \underline{E} \right) = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial \underline{J}}{\partial t}. \quad (27)$$

En la electrodinámica convencional, el vacío se define mediante:

$$\rho = 0, \quad \underline{J} = \underline{0} \quad (28)$$

pero en electrodinámica de fluidos el vacío constituye un fluido ricamente estructurado y que puede crear campos eléctricos y magnéticos en un circuito tal como el de Osamu Ide, del documento UFT311.

Por lo tanto, para traducir las ecuaciones de Kambe a la electrodinámica de fluidos utilizamos:

$$\underline{v} = (\rho/\rho_m) \underline{W} \quad (29)$$

$$h = (\rho/\rho_m) \varphi_w \quad (30)$$

$$\underline{H}_F = (\rho/\rho_m) \underline{B} \quad (31)$$

$$\underline{E}_F = (\rho/\rho_m) \underline{E} \quad (32)$$

$$q_F = (1/\epsilon_0) \rho^2/\rho_m \quad (33)$$

Las unidades de las cantidades utilizadas por Kambe son:

$$q_F = s^{-2}, \quad \underline{E}_F = ms^{-2}, \quad \underline{J}_F = ms^{-3}, \quad \underline{H}_F = s^{-1} \quad (34)$$

La ecuación de continuidad de la dinámica de fluidos es:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{J}_m = 0 \quad (35)$$

donde ρ_m es la densidad de masa y \underline{J}_m es la densidad de corriente de masa definida por:

$$\underline{J}_m = \rho_m \underline{v} \quad (36)$$

Por lo tanto:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \rho_m \nabla \cdot \underline{v} + \underline{v} \cdot \nabla \rho_m = 0 \quad (37)$$

Kambe transforma la Ec. (35) en:

$$\frac{\partial q_F}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{J}_F = 0 \quad (38)$$

La ecuación de continuidad de la electrodinámica ECE2 es:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{J} = 0 \quad (39)$$

donde ρ es la densidad de carga y \underline{J} es la densidad de corriente. Se deduce que la densidad de carga de la electrodinámica de fluidos es:

$$\rho = \epsilon_0 \frac{\rho_m}{\rho_f} \rho_f \quad (40)$$

y es una propiedad del campo de velocidad del fluido considerado. Éste puede ser materia o espacio-tiempo, dependiendo del contexto o aplicación considerada.

La ecuación de continuidad en la dinámica de fluidos es la conservación de la materia, la cual no puede ser creada ni destruida en un sistema clásico y conservativo. Las otras ecuaciones básicas conocidas de la dinámica de fluidos son la conservación del momento lineal del fluido (las ecuaciones de Euler y de Navier Stokes), la conservación de la energía del fluido, y la conservación del momento angular del fluido (la ecuación de vorticidad). La ecuación de Euler dada por Kambe es:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} = \frac{1}{\rho} \nabla p \quad (41)$$

y puede desarrollarse en la ecuación de Navier Stokes mediante la suma de términos del lado derecho, como es bien sabido. La derivada convectiva se define como:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} \quad (42)$$

y la derivada de Stokes es

$$\frac{Dp}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \underline{v} \cdot \nabla p. \quad (43)$$

Se define la conservación de energía del fluido mediante Kambe a través de conservación de entropía por unidad de masa:

$$\frac{DS}{Dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + \underline{v} \cdot \nabla S = 0 \quad (44)$$

La conservación del momento angular del fluido se expresa en Kambe como la ecuación de vorticidad:

$$\frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + \nabla \times (\underline{w} \times \underline{v}) = \underline{0} \quad (45)$$

y esta ecuación no se utiliza en la deducción de las ecuaciones de campo de Kambe. La Ec.

(45) debe de corregirse con el número de Reynolds R como sigue (Nota 351(1)):

$$\frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + \underline{\nabla} \times (\underline{w} \times \underline{v}) = \frac{1}{R} \nabla^2 \underline{w} \quad (46)$$

Sin el número de Reynolds no puede haber turbulencia o esfuerzo de corte. En general, las ecuaciones de Kambe aplican a fluidos compresibles con viscosidad. En el caso de fluidos incompresibles e invíscidos, o sea con una viscosidad nula:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{v} = 0 \quad (47)$$

Las ecuaciones de campo de Kambe son el resultado de un reordenamiento de las ecuaciones de dinámica de fluidos descritas más arriba. Todas estas son ecuaciones fundamentales de conservación para la física. El reordenamiento trae como resultado ecuaciones de campo cuya estructura viene dada por la geometría de Cartan. La misma geometría da la electrodinámica y la gravitación ECE2. Las derivadas fundacionales de Stokes y convectivas también se originan en la geometría de Cartan.

La derivada de Stokes es:

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \underline{\nabla} \rho \cdot \underline{v} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \quad (48)$$

donde la densidad de masa fluida es:

$$\rho = \rho(X, Y, Z, t) \quad (49)$$

con:

$$X = X(t) \quad , \quad Y = Y(t) \quad , \quad Z = Z(t) \quad (50)$$

La derivada covariante de la geometría de Cartan es:

$$\frac{DV^a}{\partial x^\mu} = \frac{\partial V^a}{\partial x^\mu} + \omega_{\mu b}^a V^b \quad (51)$$

donde el vector V^a se define en un espacio-tiempo tangente en un punto P de la variedad base. La conexión de espín es, en general, $\omega_{\mu b}^a$. Definimos el 4-vector:

$$V^\mu = (c\rho, \underline{v}\rho) \quad (52)$$

y consideramos los índices:

$$\mu = 0, \quad a = 0. \quad (53)$$

Se deduce entonces que:

$$\frac{Dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \omega_{01}^0 \int \frac{dx}{dt} + \omega_{02}^0 \int \frac{dy}{dt} + \omega_{03}^0 \int \frac{dz}{dt} \quad (54)$$

Esta es la derivada de Stokes siempre que:

$$\omega_{01}^0 \int = \partial p / \partial X, \quad \omega_{02}^0 \int = \partial p / \partial Y, \quad \omega_{03}^0 \int = \partial p / \partial Z \quad (55)$$

es decir:

$$\underline{\nabla} p = \underline{\omega} p \quad (56)$$

donde el vector de conexión de espín es:

$$\underline{\omega} = \omega_{01}^0 \underline{i} + \omega_{02}^0 \underline{j} + \omega_{03}^0 \underline{k} \quad (57)$$

Q. E. D.

Análogamente, la derivada convectiva es:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} \quad (58)$$

donde el campo de velocidad del fluido es:

$$\underline{v} = \underline{v}(X, Y, Z, t) \quad (59)$$

La derivada convectiva es, por lo tanto:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \left(v_x \frac{\partial}{\partial X} + v_y \frac{\partial}{\partial Y} + v_z \frac{\partial}{\partial Z} \right) \underline{v}. \quad (60)$$

La componente X, por ejemplo, es:

$$\frac{Dv_x}{Dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v \cdot \nabla v_x \quad (61)$$

y en forma similar para las componentes Y y Z. Considerando

$$\mu = 0 \quad (62)$$

en la Ec. (51) resulta entonces:

$$\omega'_{01} = \frac{\partial v_x}{\partial x}, \quad \omega'_{02} = \frac{\partial v_x}{\partial y}, \quad \omega'_{03} = \frac{\partial v_x}{\partial z} \quad (63)$$

y en general la conexión de espín de la derivada convectiva es el jacobiano:

$$\omega^a_{ob} = \frac{\partial v^a}{\partial r^b} \quad (63.a)$$

Q. E. D. De manera que todas las ecuaciones de la dinámica de fluidos emanan a partir de la conexión de espín de la geometría de Cartan, Q. E. D.

Finalmente, la ecuación de vorticidad se incorpora en las ecuaciones de campo de Kambe como sigue.

El campo magnético del fluido de Kambe es la vorticidad:

$$\underline{H}_F = \underline{w} = \underline{\nabla} \times \underline{v} \quad (64)$$

de manera que:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{H}_F = \underline{\nabla} \cdot \underline{w} = 0. \quad (65)$$

La ecuación de campo homogénea de Kambe es:

$$\underline{\nabla} \times \underline{E}_F + \frac{\partial \underline{H}_F}{\partial t} = \underline{0} \quad (66)$$

donde:

$$\underline{H}_F = \underline{w} \quad (67)$$

y ecuación de vorticidad utilizada por Kambe es:

$$\frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + \nabla \times (\underline{w} \times \underline{v}) = \underline{0} \quad (68)$$

Por lo tanto, la derivada convectiva de Kambe es:

$$\frac{D \underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \underline{E}_F \quad (69)$$

A partir de las Ecs. (66) y (68):

$$\underline{E}_F = \underline{v} \times \underline{w} = (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v}. \quad (70)$$

En el caso particular de un flujo de Beltrami:

$$\nabla \times \underline{v} = k \underline{v} \quad (71)$$

donde k posee las unidades de metros a la inversa. De manera que para un flujo de Beltrami:

$$(\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} = \underline{0} \quad (72)$$

y

$$\frac{D \underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} \quad (73)$$

Para el flujo general, la Ec. (70) debe de resolverse numéricamente para \underline{v} :

$$\underline{v} \times (\nabla \times \underline{v}) = (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v}. \quad (74)$$

El número de Reynolds, responsable del flujo turbulento, se incorpora en el análisis utilizando:

$$\frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + \nabla \times (\underline{w} \times \underline{v}) = \frac{1}{R} \nabla^2 \underline{w} \quad (75)$$

de manera que:

$$\underline{\nabla} \times \underline{F}_F = \frac{1}{R} \nabla^2 \underline{W} - \underline{\nabla} \times (\underline{W} \times \underline{V}) \quad (76)$$

Utilizamos ahora:

$$\underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{W}) = \underline{\nabla} (\underline{\nabla} \cdot \underline{W}) - \nabla^2 \underline{W} \quad (77)$$

y

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{W} = 0 \quad (78)$$

para encontrar que:

$$\nabla^2 \underline{W} = -\underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{W}) \quad (79)$$

Se deduce a partir de las Ecs. (76) y (79) que:

$$\underline{F}_F = (\underline{V} \cdot \underline{\nabla}) \underline{V} = \underline{V} \times \underline{W} - \frac{1}{R} \underline{\nabla} \times \underline{W} \quad (80)$$

Por lo tanto, la transición hacia la turbulencia se gobierna en general mediante:

$$\underline{\nabla} \times \underline{W} = -R ((\underline{V} \cdot \underline{\nabla}) \underline{V} - \underline{V} \times \underline{W}) \quad (81)$$

La turbulencia en los flujos de Beltrami viene definida por:

$$\underline{\nabla} \times \underline{W} = -R (\underline{V} \cdot \underline{\nabla}) \underline{V} \quad (82)$$

Aquí:

$$\underline{\nabla} \times \underline{W} = \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{V}) = \underline{\nabla} (\underline{\nabla} \cdot \underline{V}) - \nabla^2 \underline{V} \quad (83)$$

de manera que a partir de las Ecs. (82) y (83) la turbulencia en los flujos de Beltrami viene gobernada por:

$$\nabla^2 \underline{V} = R (\underline{V} \cdot \underline{\nabla}) \underline{V} + \underline{\nabla} (\underline{\nabla} \cdot \underline{V}) \quad (84)$$

que pueden resolverse numéricamente utilizando métodos descritos en la Sección 3.

3. Soluciones numéricas a partir de algoritmos de flujo.

Las ecuaciones (79), (81) y (84) se resolvieron numéricamente mediante el empleo del programa de elementos finitos FlexPDE. Se eligió el volumen 3D como suele ser el caso para típicas aplicaciones de Navier Stokes: una caja plenum con una alimentación circular en la parte inferior y una boca de salida circular en la parte superior, ver la Fig. 1. Las condiciones de contorno se establecieron como $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ en los límites de la caja y se supuso una derivada direccional perpendicular al área de las aberturas. Esto permite una solución libre flotante del campo de velocidad. Como prueba, se computó una solución para la ecuación de Navier-Stokes

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla p - \eta \nabla^2 \mathbf{v} = \mathbf{0}. \quad (85)$$

donde η representa la viscosidad. Se agregó el término de presión pues de lo contrario la ecuación sería homogénea, lo cual significa que no hay término de fuente, lo cual conduciría a una solución que no garantiza conservación de masa. Se supone que la divergencia del gradiente de presión es proporcional a la divergencia del campo de velocidad:

$$\nabla \cdot \nabla p = P \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (86)$$

con un valor constante de P para “presión de penalidad”. Esto representa una ecuación adicional para la determinación de la presión. El resultado para la velocidad se representó gráficamente en la Fig. 2, mostrando un flujo rectilíneo a través de la caja y que es perpendicular a las superficies de entrada y salida, tal como lo fijan las condiciones de contorno. Como paso siguiente se resolvió la ecuación de vorticidad (79), nuevamente con el término de presión para garantizar soluciones:

$$\nabla^2 \mathbf{w} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{w}) + \nabla p = \mathbf{0}. \quad (87)$$

Resulta difícil definir condiciones de contorno significativas, porque ésta es una ecuación de puro flujo para la vorticidad \mathbf{w} . Utilizamos la misma que para las ecuaciones de Navier-Stokes. El resultado se representa gráficamente en la Fig. 3. Hay una estructura de tipo flujo con una divergencia a la izquierda, y el flujo no es simétrico. Por definición no debiera de haber una divergencia debido a la Ec. (78). Suponemos que las condiciones de contorno no son adecuadas para este tipo de ecuación.

La situación es más significativa para la Ec. (81), que resolvimos como

$$\nabla \times \mathbf{w} + R ((\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{v} \times \mathbf{w}) + \nabla p = \mathbf{0}. \quad (88)$$

La solución para $R = 1$ da in flujo de entrada y de salida inclinado (Fig. 4). A media altura de la caja el flujo es mayor sobre los lados, por lo tanto, la intensidad de la velocidad es baja en el plano medio mostrado. La divergencia (no mostrada) es prácticamente cero en esta región. La Fig. 5 muestra un flujo divergente y convergente en el plano XY , el flujo abarca el ancho total de la caja. Resultados para números de Reynolds más elevados no presentan diferencias

significativas.

Finalmente resolvimos la Ec. (84), la cual se cumple para un flujo de Beltrami:

$$\nabla^2 \mathbf{w} - R(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) + \nabla p = \mathbf{0}. \quad (89)$$

Aquí el flujo se ve fuertemente incrementado en la región céntrica (Fig. 6). Se observa un efecto similar en el plano perpendicular (Fig. 7). Allí, el campo no se ve libre de divergencia. Para un campo de Beltrami debiéramos tener

$$\mathbf{w} \times \mathbf{v} = k \mathbf{v} \times \mathbf{v} = \mathbf{0}. \quad (90)$$

La vorticidad \mathbf{w} correspondiente a la Fig.7 se ha representado en la Fig. 8. Sin duda hay amplias regiones en donde tanto \mathbf{w} como \mathbf{v} son paralelas como anti-paralelas. El factor k pareciera ser dependiente de la ubicación, y no restringimos la propiedad de Beltrami a través de medios adicionales. Por lo tanto, el resultado es satisfactorio. Para mayores valores de R los resultados permanecen nuevamente similares.

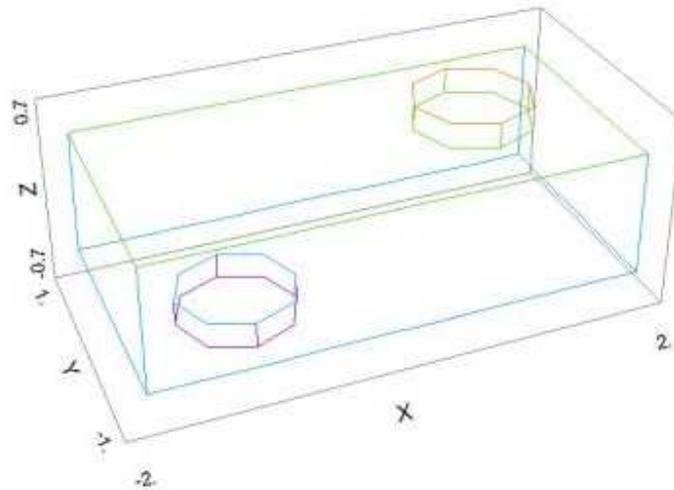


Figura 1: Geometría de cálculos de FEM.

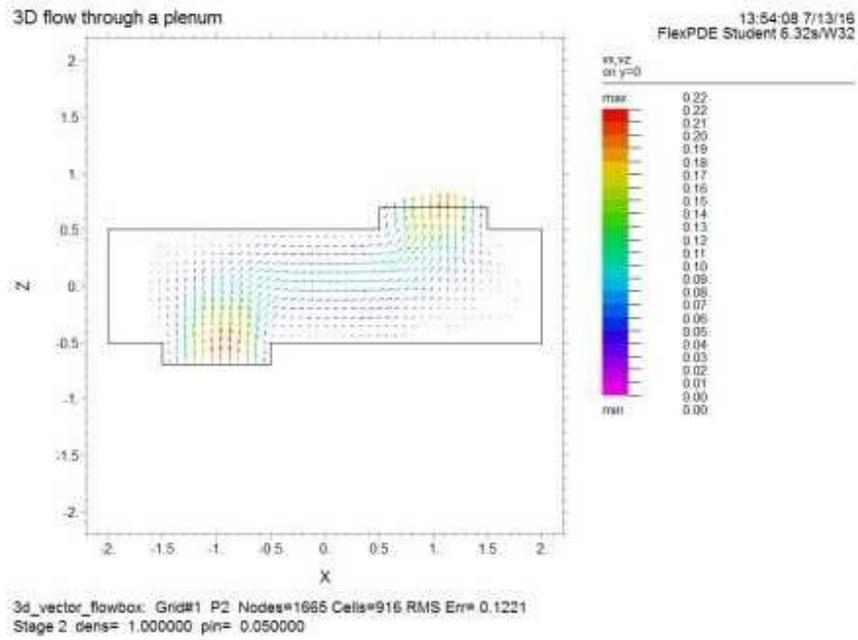


Figura 2: Solución de velocidad para la ecuación de Navier-Stokes (85).

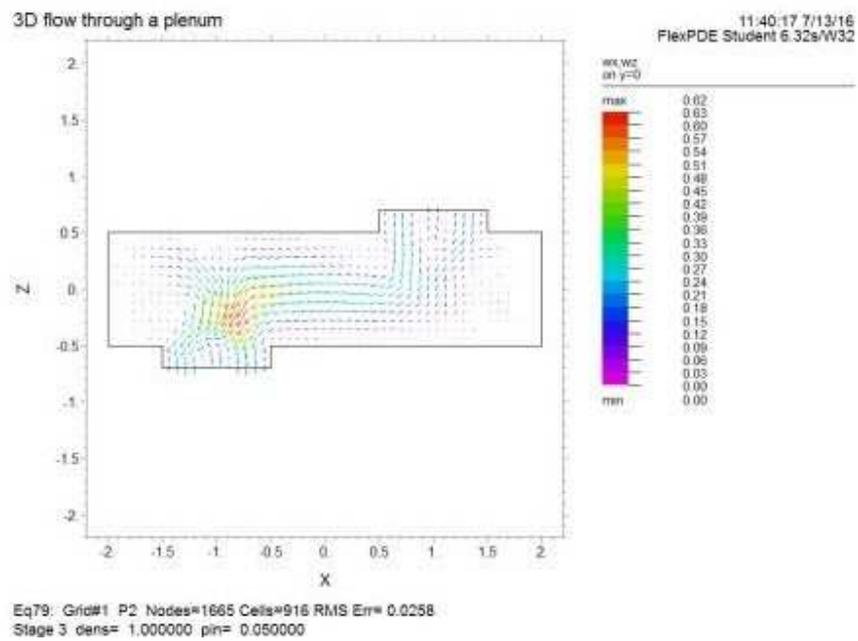


Figura 3: Solución de vorticidad para la Ecuación (87).

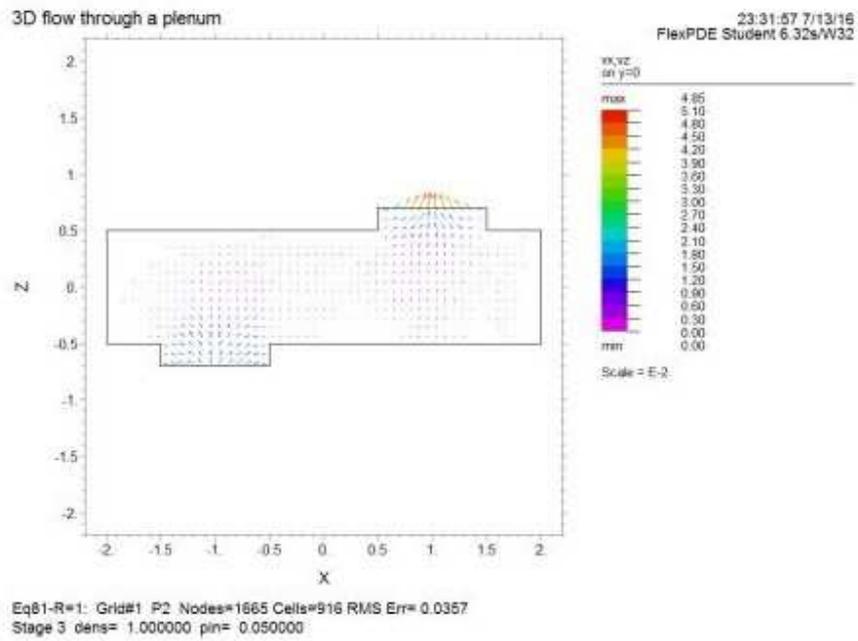


Figura 4: Solución de velocidad de la Ec. (88) para $R = 1$, plano $Y = 0$.

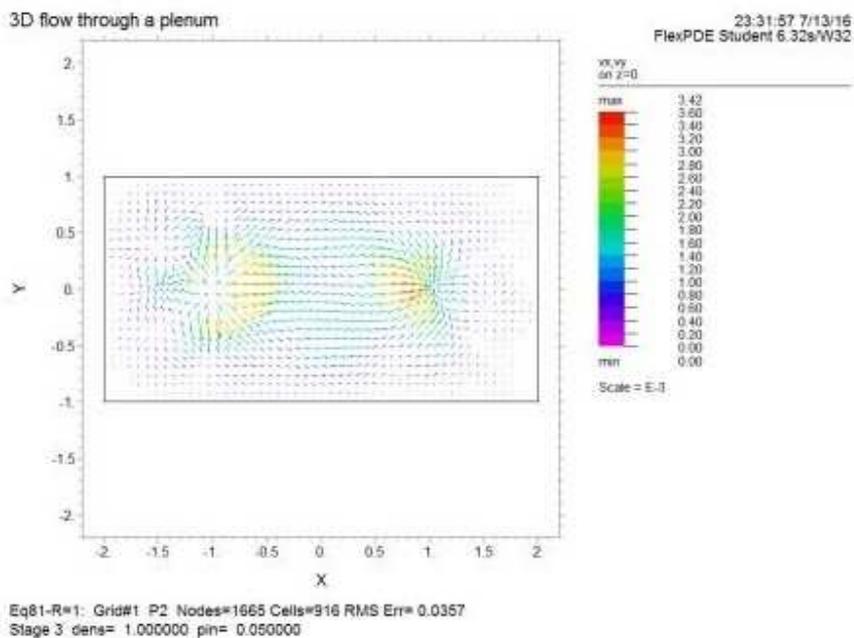


Figura 5: Solución de velocidad de la Ec. (88) para $R = 1$, plano $Z = 0$.

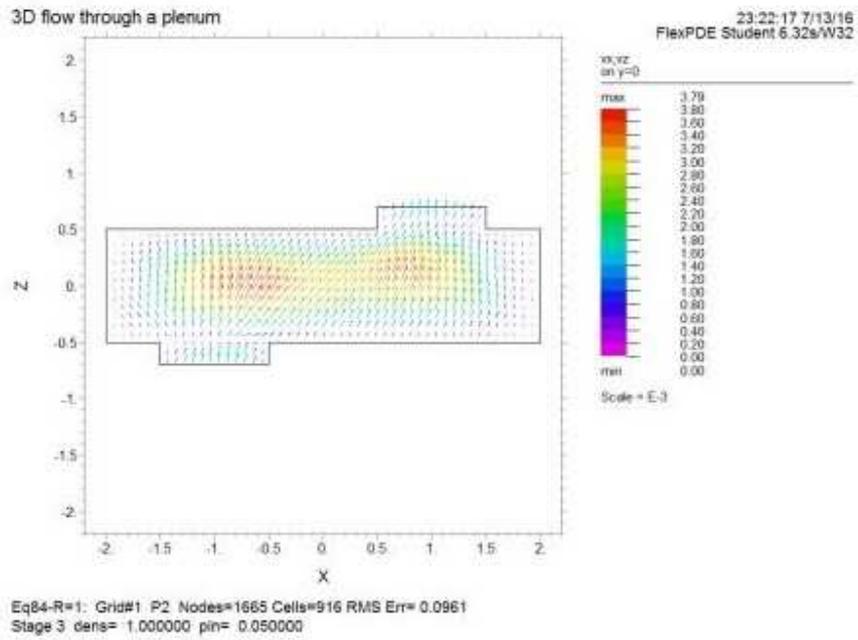


Figura 6: Solución de Beltrami de la Ec. (89) para $R = 1$, plano $Y = 0$.

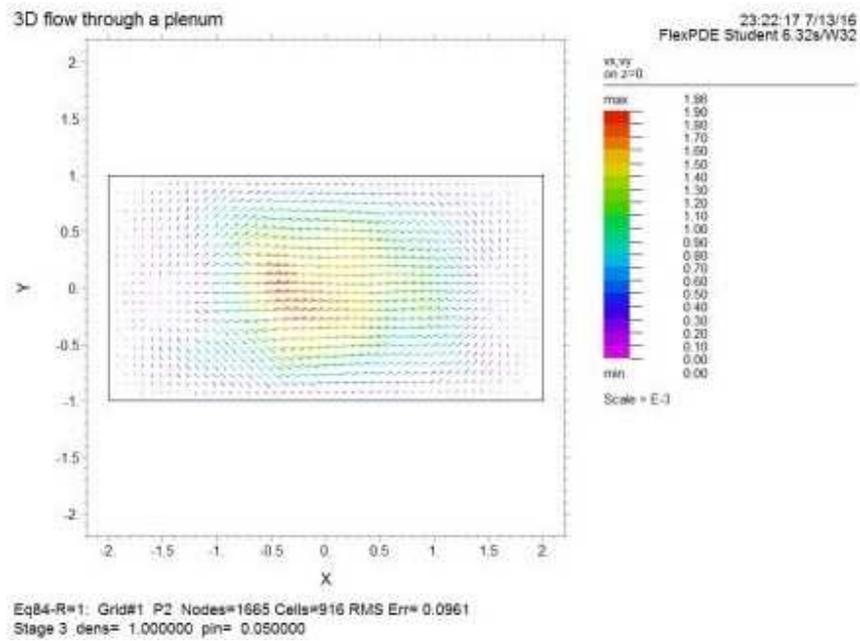


Figura 7: Solución de Beltrami de la Ec. (89) para $R = 1$, plano $Z = 0$.

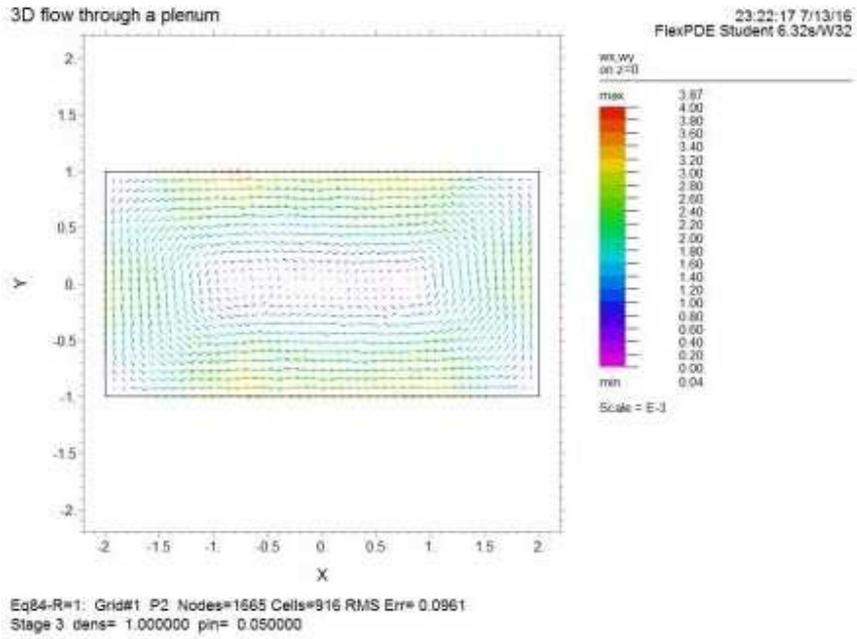


Figura 8: Vorticidad de la solución para la Ec. (89) para $R = 1$, plano $Z = 0$.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por el otorgamiento de la Pensión Civil Vitalicia, y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc., como anfitrión de www.aias.us, por el mantenimiento del portal, las publicaciones y la programación de retroalimentación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "Principles of ECE Theory" (de libre acceso en el portal www.aias.us y en www.upitec.org, y en New Generation, Londres en prep., traducido al castellano por Alex Hill, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [2] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (de libre acceso como UFT301, Cambridge International (CISP), 2010).
- [3] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (De libre acceso como documentos UFT y Abramis 2005 a 2011) en siete volúmenes con encuadernación blanda.
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (de libre acceso como UFT302 y Abramis 2007, traducido al castellano por Alex Hill).
- [5] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (de libre acceso como UFT303).
- [6] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (de libre acceso como UFT307 y New Generation, Londres, 2015).
- [7] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys Chem., (de libre acceso como documentos UFT y CISP 2011).
- [8] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian Gener de la ref. (7), de libre acceso.
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$. Field" (de libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us y www.upitec.org. World Scientific 2001).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J. - P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (De libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us y Kluwer 1994 a 2002) en cinco volúmenes con encuadernación dura y blanda.
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).