

Ecuaciones de Kambe generalizadas con efectos de viscosidad: La estructura de la Electrodinámica de Fluidos.

por

M. W. Evans y H. Eckardt

Civil List y AIAS

(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 Kambe de dinámica de fluidos, utilizadas en documentos inmediatamente precedentes, se generalizan a fin de incluir la fuerza viscosa y otros efectos presentes, en el formato más general de las ecuaciones de Navier Stokes y de vorticidad. La estructura resultante es aquella de la relatividad ECE2, y se muestra que la dinámica de fluidos en general posee la misma estructura que la electrodinámica y la gravitación en un espacio con torsión y curvatura finitas. Se muestra que la totalidad de la dinámica de fluidos puede reducirse a una ecuación de onda.

Palabras clave: relatividad ECE2, dinámica de fluidos, ecuaciones de campo de Kambe generalizadas, la ecuación de onda de la electrodinámica de fluidos.

1. Introducción.

En documentos inmediatamente precedentes de esta serie [1-12] se ha desarrollado el tema de electrodinámica de fluidos a partir de las ecuaciones de Kambe de dinámica de fluidos (buscar mediante google "Kambe fluid Maxwell Equations"). Las ecuaciones de Kambe poseen la misma estructura que la electrodinámica ECE2 y la gravitación, teorías que se desarrollan en un espacio con torsión y curvatura finitas. En este documento, se desarrollan las ecuaciones de Kambe a fin de incluir la fuerza viscosa y otros términos que aparecen en las ecuaciones más generales de Navier Stokes y de vorticidad, conocidas y bien desarrolladas ecuaciones de la dinámica de fluidos. Se muestra en la Sección 2 que la ecuación general de Navier Stokes se reduce a ecuaciones de campo que poseen la estructura de la relatividad ECE2. Estas ecuaciones de campo pueden expresarse como una ecuación de onda. De manera que el tema completo de la dinámica de fluidos se reduce a una ecuación de onda. En la Sección 3 se comentan ejemplos de cálculos y animaciones de estas nuevas ecuaciones de campo y de onda.

Este documento constituye una breve sinópsis de cálculos detallados que pueden hallarse en las Notas de Acompañamiento del documento UFT353, publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 353(1) es una descripción sumaria de las ecuaciones más generales de Navier Stokes y de vorticidad, con una explicación de los diversos términos. Las Notas 353(2) y 353(3) deducen una útil simplificación de la ecuación de vorticidad. Esto resulta adecuado para el cálculo, como en los documentos UFT349, UFT352 y UFT352. La Sección 2 se basa en las Notas 353(4) a 353(6), y deduce ecuaciones de campo de dinámica de fluidos que son covariantes según ECE2. Se muestra que estas ecuaciones de campo pueden combinarse en una ecuación de onda de segundo grado, la cual resulta de gran utilidad para la animación.

2. Ecuaciones de campo y de onda.

Consideremos la ecuación general de Navier Stokes [1-12]:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} = -\underline{\nabla} h - \underline{\nabla} \varphi + \underline{f}_{visc} \quad (1)$$

donde \underline{v} es el campo de velocidad de un fluido, h es la entalpia por unidad de masa, \underline{f} es la fuerza viscosa, y φ es un potencial tal como el potencial gravitacional. El gradiente de h se define como:

$$\underline{\nabla} h = (\underline{\nabla} P) / \rho \quad (2)$$

donde ρ es la densidad de masa del fluido, y donde P es la presión en unidades distintas a las del S. I., como se acostumbra en dinámica de fluidos. Kambe utilizó la ecuación:

$$\frac{D\underline{v}}{Dt} = -\underline{\nabla} h \quad (3)$$

y al así hacerlo omitió dos términos. La definición correcta del "campo de fluido eléctrico" de Kambe es

$$\underline{E}_F = -\underline{\nabla}h - \underline{\nabla}\varphi + \underline{f}_{visc} - \frac{\partial \underline{v}}{\partial t}, \quad (4)$$

Si la fuerza viscosa se define en la forma más general ("Vector Analysis Problem Solver") como:

$$\underline{f}_{visc} = \mu \nabla^2 \underline{v} + (\mu + \mu') \underline{\nabla}(\underline{\nabla} \cdot \underline{v}) \quad (5)$$

se deduce que:

$$\underline{\Phi} = h + \varphi - (\mu + \mu') \underline{\nabla} \cdot \underline{v} - \varphi_1 \quad (6)$$

donde μ y μ' son coeficientes a determinarse. Aquí:

$$\underline{E}_F = -\underline{\nabla}\underline{\Phi} - \frac{\partial \underline{v}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\underline{\nabla}\varphi_1 = \mu \nabla^2 \underline{v}. \quad (8)$$

Con esta definición del potencial escalar Φ , las ecuaciones de campo de Kambe resultan:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B}_F = \underline{\nabla} \cdot \underline{w} = \underline{\nabla} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{v} = 0 \quad (9)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E}_F + \frac{\partial \underline{B}_F}{\partial t} = \underline{0} \quad (10)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}_F = \rho_F \quad (11)$$

$$a_0^2 \underline{\nabla} \times \underline{B}_F - \frac{\partial \underline{E}_F}{\partial t} = \underline{J}_F \quad (12)$$

Se ha demostrado que la forma más general de dinámica de fluidos puede expresarse como ecuaciones de campo covariantes según ECE2, las cuatro ecuaciones anteriores, Q. E. D. Aquí, a_0 es la velocidad constante del sonido, tal como la utiliza Kambe. Más generalmente, a_0 no es constante.

Nótese cuidadosamente que la deducción anterior de las cuatro ecuaciones de campo no utiliza la ecuación de vorticidad más general de la dinámica de fluidos, que es:

$$\frac{\partial \underline{w}}{\partial t} + \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{w}) + \frac{1}{\rho^2} \underline{\nabla} \rho \times \underline{\nabla} P + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \underline{w} \quad (13)$$

Kambe omitió el segundo y tercer término del lado derecho de la Ec. (13), los términos baroclínico y del número de Reynolds.

En las ecuaciones de campo (9) a (12) la carga eléctrica del fluido se define mediante:

$$q_F = \underline{\nabla} \cdot \underline{E}_F = \underline{\nabla} \cdot \left(\left(\frac{\underline{v} \cdot \underline{\nabla}}{a_0^2} \right) \underline{v} \right) \quad (14)$$

y la corriente del fluido por:

$$\underline{J}_F = a_0^2 \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{v}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\left(\frac{\underline{v} \cdot \underline{\nabla}}{a_0^2} \right) \underline{v} \right) \quad (15)$$

Al igual que en la Nota 353(5) se deduce que:

$$\nabla^2 \Phi + \frac{\partial}{\partial t} (\underline{\nabla} \cdot \underline{v}) = -q_F \quad (16)$$

y:

$$\square \underline{v} + \underline{\nabla} \left(\underline{\nabla} \cdot \underline{v} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = \frac{1}{a_0^2} \underline{J}_F \quad (17)$$

donde el operador de d'Alembert se define mediante:

$$\square := \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \quad (18)$$

Estas ecuaciones pueden simplificarse utilizando la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial q_F}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{J}_F = 0 \quad (19)$$

Tal como se muestra en detalle en la Nota 353(6), esto constituye una consecuencia exacta de las definiciones (14) y (15). Con las definiciones:

$$\underline{J}_F^\mu = \left(a_0 q_F, \underline{J}_F \right), \quad (20)$$

$$\partial_\mu = \left(\frac{1}{a_0} \frac{\partial}{\partial t}, \underline{\nabla} \right), \quad (21)$$

y (19), la ecuación de continuidad puede expresarse como:

$$\partial_{\mu} J_{\text{F}}^{\mu} = 0. \quad (22)$$

Definimos ahora el cuatro-vector de velocidad:

$$v^{\mu} = \left(\frac{\Phi}{a_0}, \underline{v} \right) \quad (23)$$

y suponemos:

$$\partial_{\mu} v^{\mu} = \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{v} = 0, \quad (24)$$

Esta es la suposición del gauge de Lorenz de la electrodinámica de fluidos. Con la suposición (24), las Ecs. (16) y (17) se reducen a:

$$\square \Phi = q_{\text{F}} \quad (25)$$

y:

$$\square \underline{v} = \frac{1}{a_0^2} \underline{J}_{\text{F}} \quad (26)$$

Las cuales pueden combinarse en la ecuación de onda única:

$$\square v^{\mu} = \frac{1}{a_0^2} J_{\text{F}}^{\mu} \quad (27)$$

Q. E. D.

Las unidades relevantes del S. I. son como sigue:

$$\square = \text{m}^{-2}, \quad \Phi = \text{m}^2 \text{s}^{-2}, \quad q_{\text{F}} = \text{s}^{-2} \quad (28)$$
$$\underline{J}_{\text{F}} = \text{m} \text{s}^{-3}, \quad a_0 = \text{m} \text{s}^{-1}$$

A partir de las Ecs. (19), (25) y (26):

$$\frac{1}{a_0} \frac{\partial}{\partial t} (\square \Phi) + \nabla \cdot \underline{\square} \underline{v} = 0. \quad (29)$$

Por conmutatividad de los operadores diferenciales:

$$\square \left(\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{v} \right) = 0. \quad (30)$$

El gauge de Lorenz (24) es una posible solución de la Ec. (30), Q. E. D. De manera que el análisis posee consistencia interna.

Se ha demostrado que la totalidad del tema de la dinámica de fluidos puede reducirse a una ecuación de onda resoluble (27) la cual posee la estructura de la ecuación de onda ECE:

$$(\square + R) v^\mu = 0 \quad (31)$$

siempre y cuando la curvatura escalar R esté definida como:

$$R v^\mu = -\frac{1}{a_0^2} J_F^\mu \quad (32)$$

3. Gráficas y animación con resultados de muestras.

En este documento se han desarrollado las ecuaciones de onda de electrodinámica de fluidos. En el caso de una densidad de corriente externa \mathbf{J} , la ecuación de onda (26) es

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{v} - \nabla^2 \mathbf{v} = \frac{1}{a_0^2} \mathbf{J}. \quad (33)$$

Suponiendo una dependencia temporal armónica, definimos

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \quad (34)$$

y

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}_s(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \quad (35)$$

con una frecuencia de tiempo ω y sólo velocidades dependientes del espacio \mathbf{v}_s y densidades de corriente \mathbf{J}_s . Entonces, la Ec. (33) se lee como

$$-\frac{\omega^2}{a_0^2} \mathbf{v}_s - \nabla^2 \mathbf{v}_s = \frac{1}{a_0^2} \mathbf{J}_s. \quad (36)$$

que es una ecuación de eigen-valor. Para una densidad de corriente que desaparece, puede expresarse en la forma establecida

$$\nabla^2 \mathbf{v}_s + \lambda \mathbf{v}_s = \mathbf{0} \quad (37)$$

con eigen-valores positivos

$$\lambda := \frac{\omega^2}{a_0^2} \quad (38)$$

que corresponden con eigen-frecuencias acústicas, por ejemplo. Esta ecuación puede resolverse en forma numérica mediante el método de los elementos finitos. En nuestro ejemplo volvemos a adoptar la caja de flujo 3D de los documentos UFT 351 y 352 con las condiciones de contorno correspondientes, irrespectivamente de mayores consideraciones. Los primeros seis eigen-valores (en unidades arbitrarias) se describen en la Tabla 1. Hay una degeneración entre el primer y segundo eigen-valor y entre el quinto y el sexto eigen-valor. Esto se debe a simetría interna de la caja de flujo. Los valores se encuentran muy cercanos entre sí. Se ha representado gráficamente los módulos del primer y el sexto eigen-estado de velocidad en las Figs.1-4 para dos planos de simetría ($Z = 0$ e $Y = 0$). El sexto eigen-estado posee un nodo en el plano medio de simetría. Esta simetría también está presente en los vectores de vorticidad, ver Figs. 5-6. La divergencia de velocidad se ha graficado en las Figs.

7 y 8. La divergencia no se restringe a las regiones de contorno, y es más pronunciada para el eigen-estado más elevado.

Para un tratamiento correcto de la ecuación de onda en el marco de la electrodinámica de fluidos, debemos de incluir de la densidad de corriente (15):

$$\mathbf{J}_F = a_0^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) - \frac{\partial}{\partial t} ((\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}). \quad (39)$$

El segundo término no es lineal en \mathbf{v} , de manera que el acercamiento armónico-temporal sólo es posible para el primer término. A partir de la Ec. (36) esto da la ecuación de eigen-valor más general

$$\nabla^2 \mathbf{v}_s + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}_s) + \lambda \mathbf{v}_s = \mathbf{0}. \quad (40)$$

Como resultado, los eigen-valores son muy pequeños, en comparación con la Ec. (37), y hay muchas más turbulencias. El cálculo numérico insume una media hora en una PC tradicional, pero converge. Sin embargo, la precisión numérica no es satisfactoria, por lo que estos resultados solamente muestran una tendencia. Los primeros seis eigen-valores se incluyen en la Tabla 2. Ya no se observa degeneración. En las Figs. 9-14, la vorticidad en el plano $Y=0$ se representó gráficamente, y estos resultados pueden compararse con las Figs. 5 y 6. Obviamente, la Ec. (40) incurre en muchas más estructuras turbulentas. Uno puede ver que el eigen-estado n posee $n + 1$ vórtices. Esto pareciera ser una particularidad de la Ec. (40).

Se intentó un cálculo dependiente del tiempo, al asumir que la segunda derivada temporal puede despreciarse frente a la primera derivada en la densidad de corriente:

$$\nabla^2 \mathbf{v}_s = -\nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) + \frac{\partial}{\partial t} ((\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}). \quad (41)$$

Sumando un término de presión ∇p tal como se describió en documentos previos se obtiene una ecuación no singular pero ninguna solución temporal. Obviamente, la no linealidad evita una solución – al menos para este problema especial que considera valores de contorno.

Regresando a la solución de la Ec. (40), esto pareciera ser la primera vez en que una ecuación de onda de la teoría ECE2 de tipo

$$(\square + R) \mathbf{v} = 0 \quad (42)$$

(ver Ec. (31)) se ha resuelto para una curvatura R , que a su vez depende de la variable \mathbf{v} . Esto constituye, ciertamente, un paso más allá de las ecuaciones tradicionales contemporáneas de

la física, p. ej., la ecuación de Dirac, donde siempre se ha supuesto una curvatura constante. Los problemas numéricos, sin embargo, son enormes y se requerirá de mucho trabajo para desarrollar este campo de la física de la teoría ECE2.

No.	Eigenvalor
1	12.1031274
2	12.1031274
3	12.1919561
4	12.2402655
5	13.3685992
6	13.3685992

Tabla 1: Eigenvalores de la Ec. (37).

No.	Eigenvalor
1	2.56351677e-3
2	2.68244759e-3
3	4.08141046e-3
4	6.27378404e-3
5	7.79542935e-3
6	8.34876355e-3

Tabla 2: Eigenvalores de la Ec. (40).

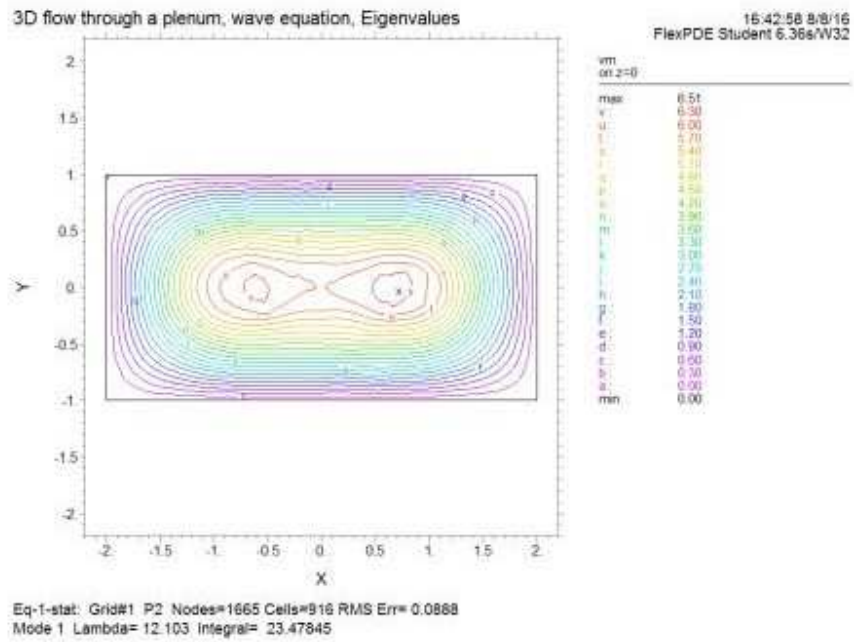


Figura 1: Módulos de velocidad de la Ec. (37) en $Z=0$, eigen-estado 1.

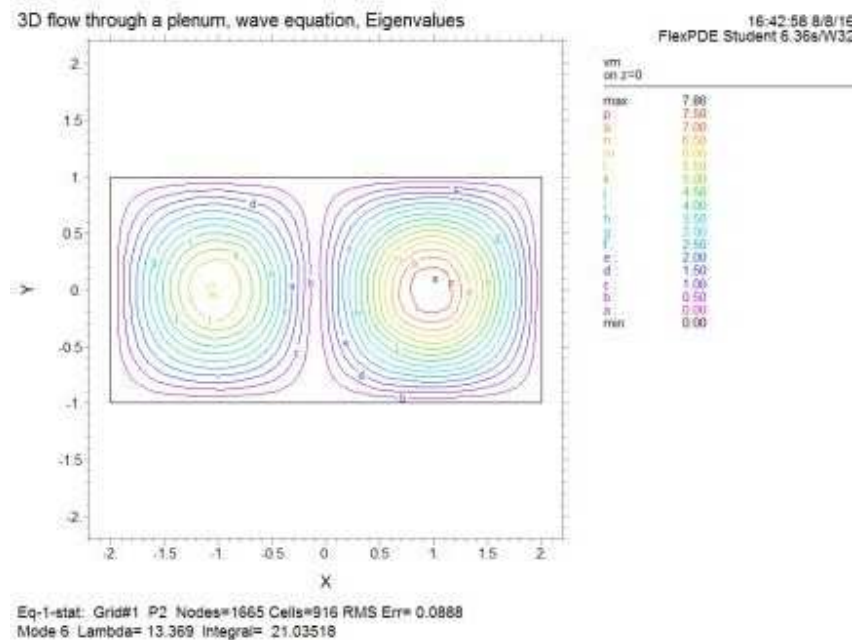


Figura 2: Módulos de velocidad de la Ec. (37) en $Z=0$, eigen-estado 6.

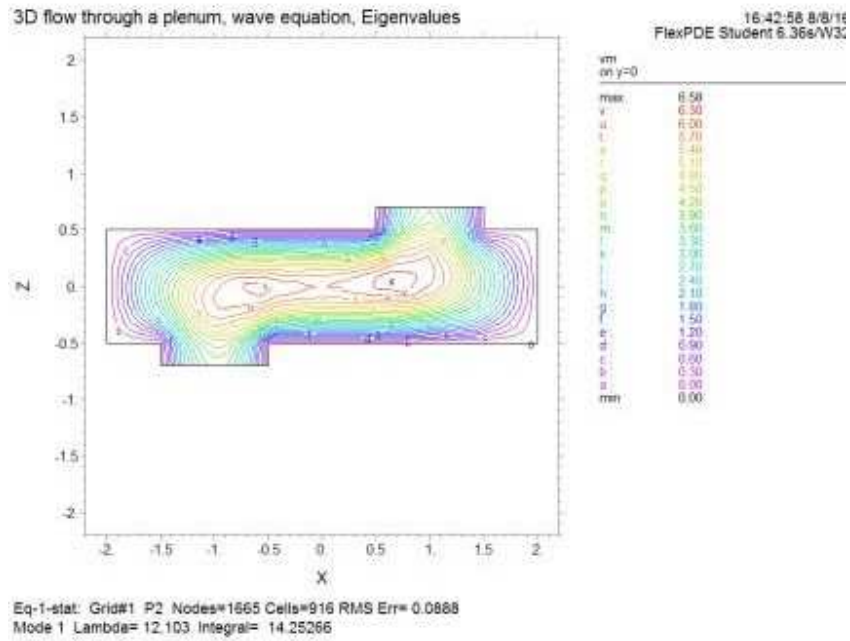


Figura 3: Módulos de velocidad de la Ec. (37) en $Y=0$, eigen-estado 1.

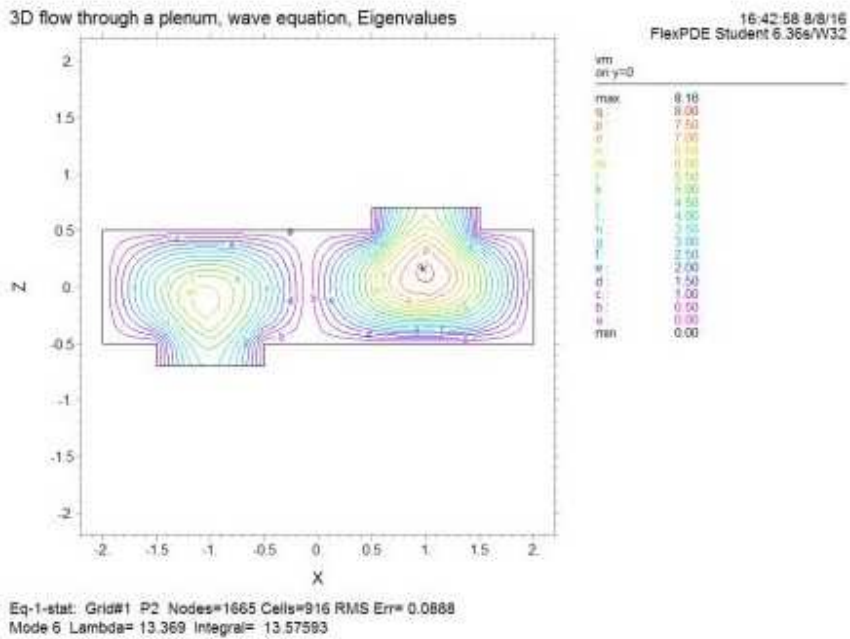


Figura 4: Módulos de velocidad de la Ec. (37) en $Y=0$, eigen-estado 6.

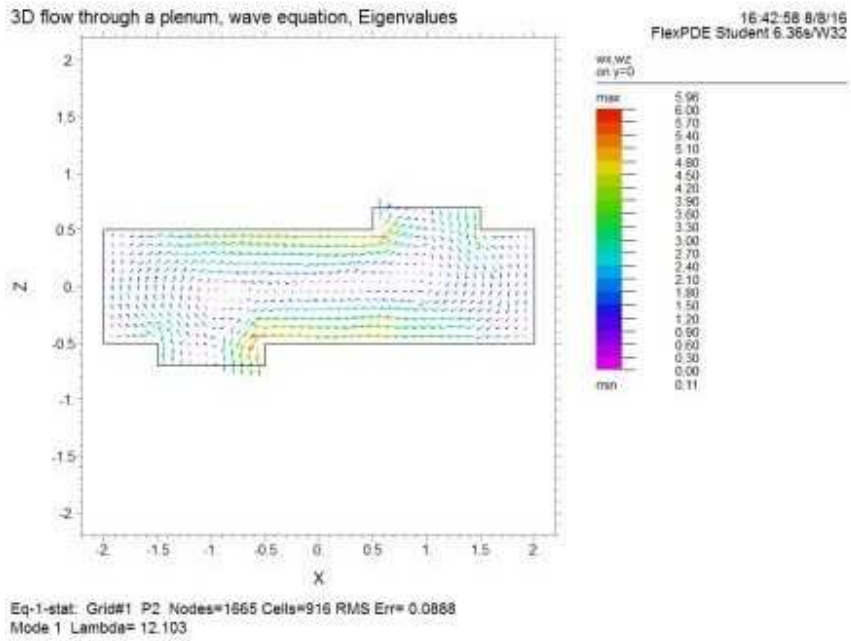


Figura 5: Vorticidad de la Ec. (37) en $Y=0$, eigen-estado 1.

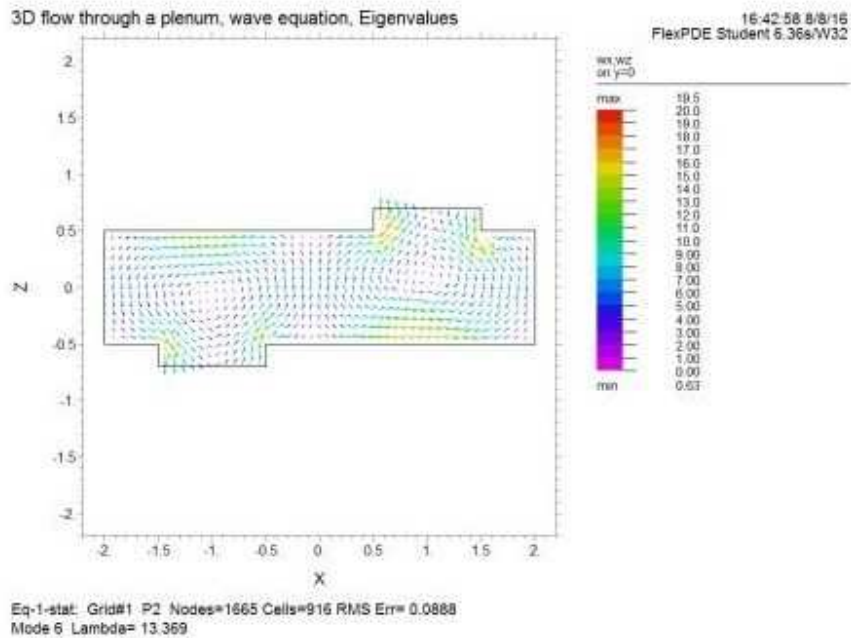


Figura 6: Vorticidad de la Ec. (37) en $Y=0$, eigen-estado 6.

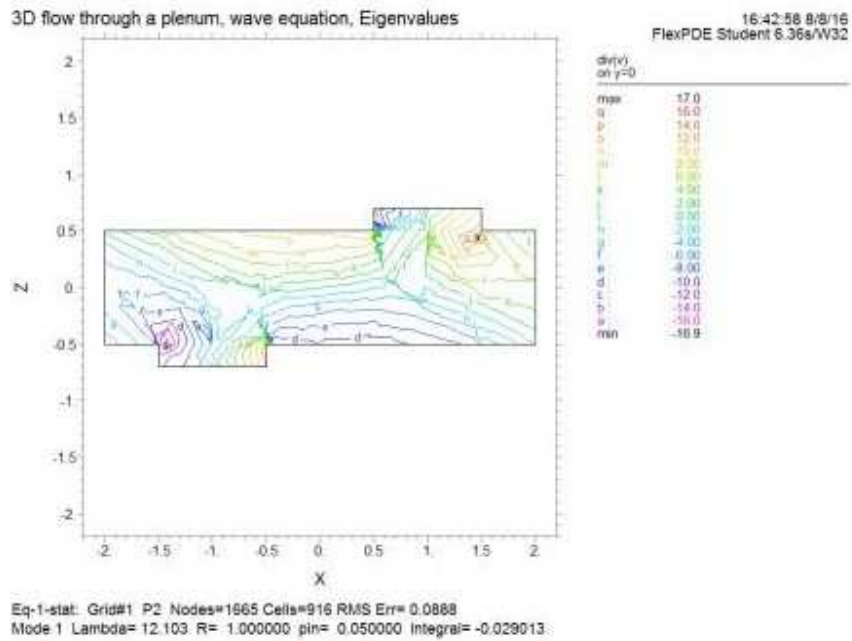


Figura 7: Divergencia de velocidad de la Ec. (37) en $Y=0$, eigen-estado 1.

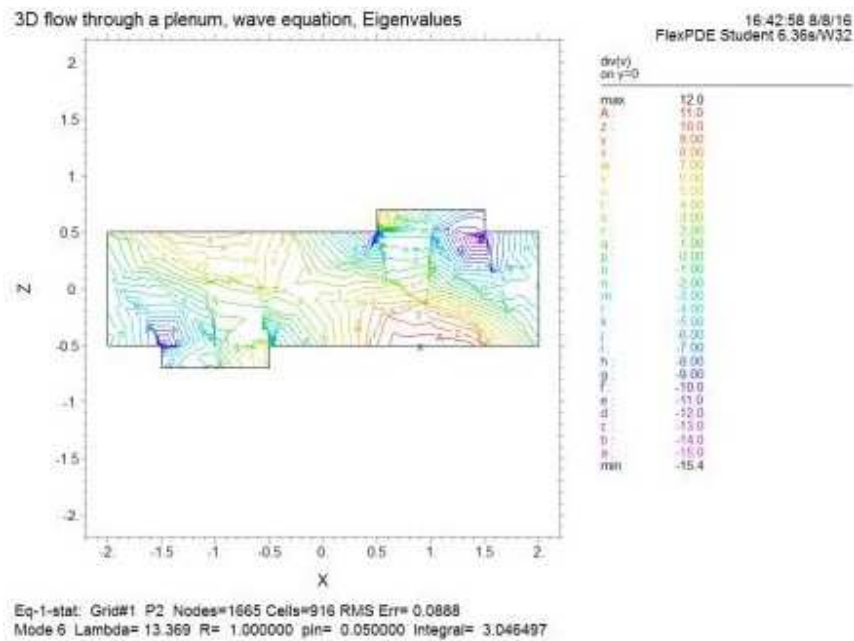


Figura 8: Divergencia de velocidad de la Ec. (37) en $Y=0$, eigen-estado 6.

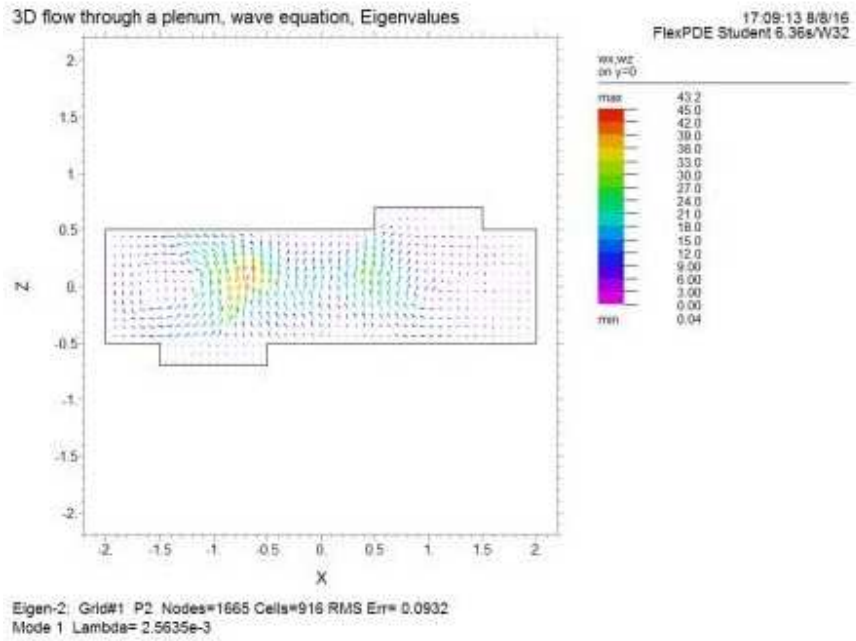


Figura 9: Vorticidad de la Ec. (40) en $Y=0$, eigen-estado 1.

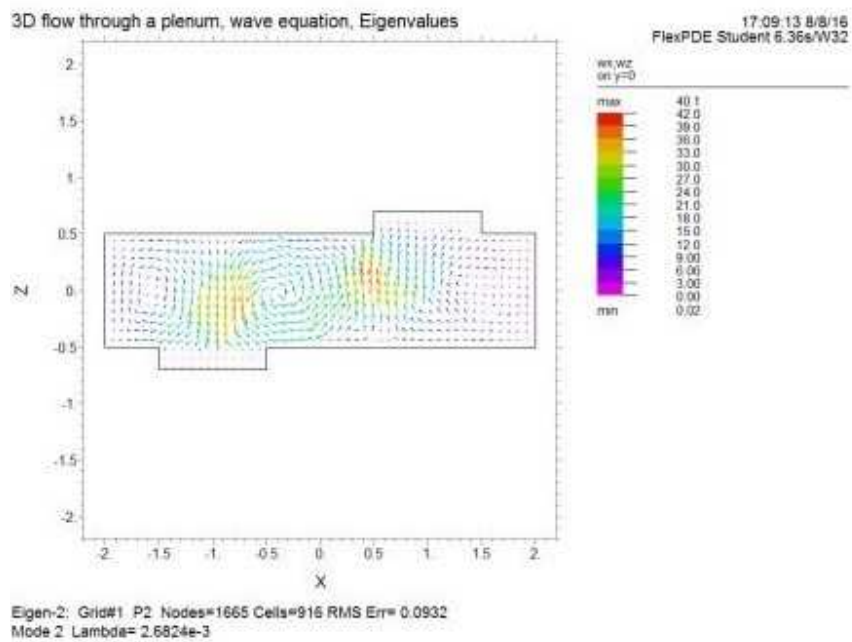


Figura 10: Vorticidad de la Ec. (40) en $Y=0$, eigen-estado 2.

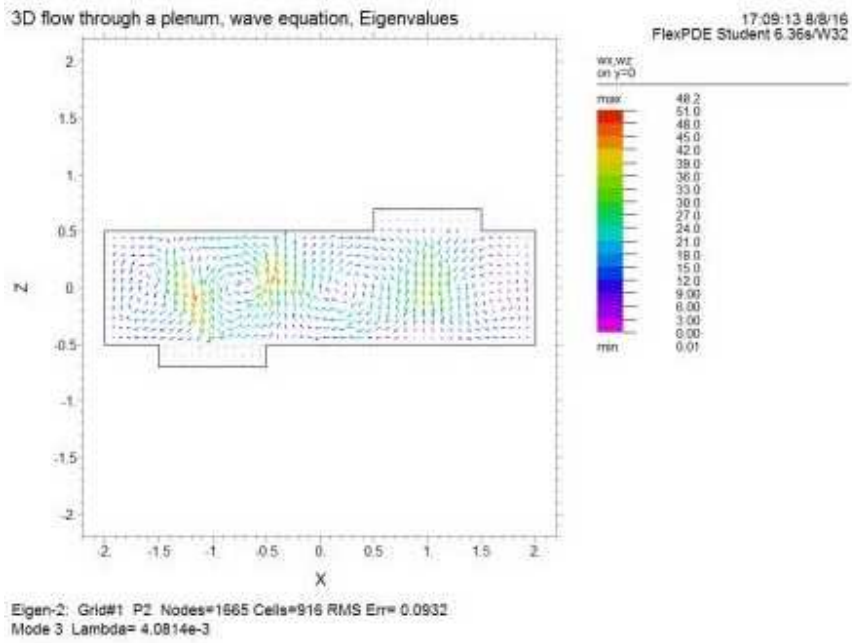


Figura 11: Vorticidad de la Ec. (40) en $Y=0$, eigen-estado 3.

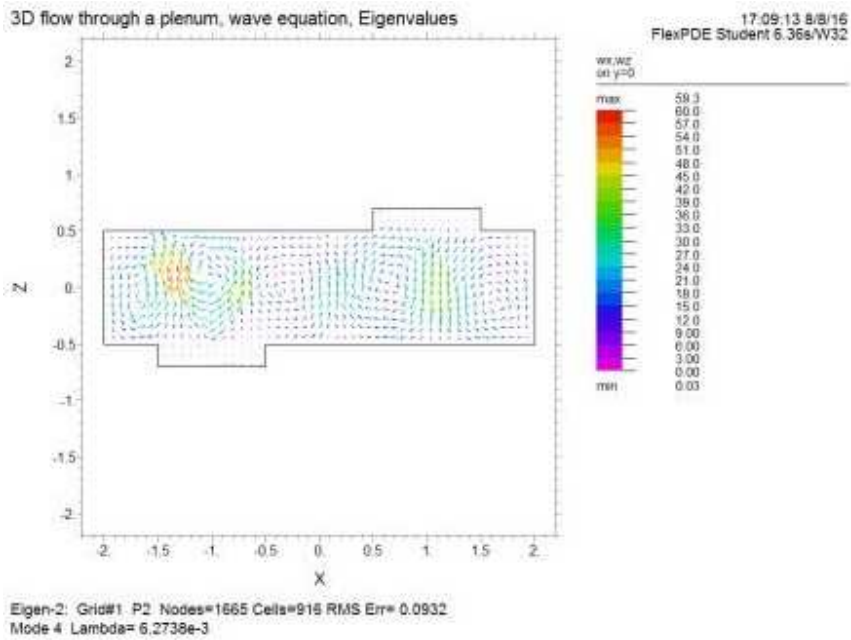


Figura 12: Vorticidad de la Ec. (40) en $Y=0$, eigen-estado 4.

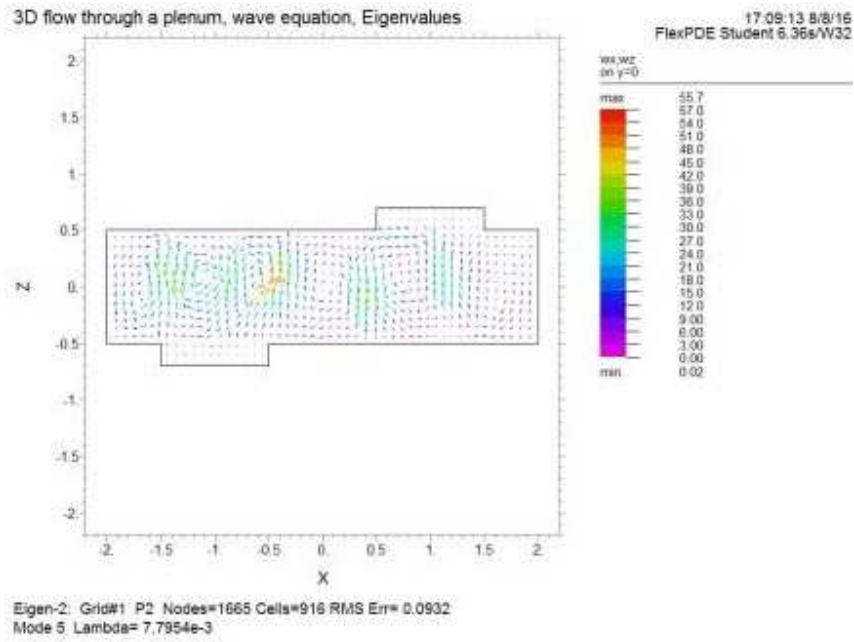


Figure 13: Vorticidad de la Ec. (40) en $Y=0$, eigen-estado 5.

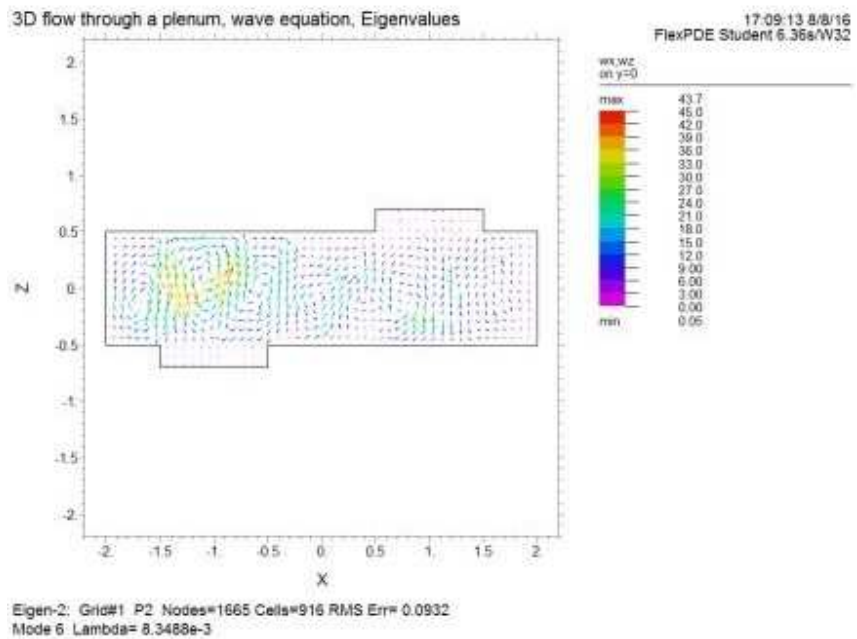


Figura 14: Vorticidad de la Ec. (40) en $Y=0$, eigen-estado 6.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por 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 del portal www.aias.us, el mantenimiento del mismo, las publicaciones y la programación de retroalimentación y mantenimiento del equipo. 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, "The Principles of ECE Theory" (PECE, UFT350, de libre acceso en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com, traducción al castellano por Alex Hill).
- [2] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CEFE, UFT301, de libre acceso y en Cambridge International Science Publishing (CISP) 2010).
- [3] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307, New Generation, Londres 2015).
- [4] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (UFT302, Abramis 2007, traducción al castellano por Alex Hill).
- [5] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303, de libre acceso).
- [6] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (documentos relevantes de libre acceso en el portal www.aias.us y Abramis 2005 a 2011, en siete volúmenes).
- [7] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem. (2011, documentos relevantes de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [8] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" edición especial de la ref. [7] (2012), material relevante de libre acceso en el portal www.aias.us
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field" (World Scientific 2001 y en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, 1992, 1993, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J. - P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 - 2002 en cinco volúmenes, con encuadernación dura y blanda y en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).