

Energía a partir del Espaciotiempo en Electrodinámica de Fluidos.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

De desarrolla un esquema de computación y animación para calcular la fuerza de campo eléctrico y la densidad de flujo magnético impartidas a un circuito desde el espaciotiempo (o éter) en electrodinámica de fluidos. El esquema se inicia a partir de una ecuación de vorticidad de dinámica de fluidos, en donde aparece el número de Reynolds. Todas las cantidades relevantes se calculan en términos del campo de velocidades, el cual se vuelve turbulento a un dado valor de número de Reynolds. En teoría, un espaciotiempo turbulento o éter puede tener efectos medibles sobre el circuito.

Palabras clave: ECE2, electrodinámica de fluidos, energía a partir del espaciotiempo.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12] se han desarrollado las ecuaciones de electrodinámica de fluidos, basadas en la geometría de Cartan. Las estructuras de las ecuaciones de campo de la electrodinámica ECE2 y de la dinámica de fluidos son las mismas, de manera que pueden transferirse conceptos de un área de la física a la otra dentro del contexto de una teoría (ECE2) de campo unificado basada en la geometría. En este documento se desarrolla un esquema de computación y animación con el objeto de demostrar que en electrodinámica de fluidos una fuerza de campo eléctrico (\underline{E}) y una densidad de flujo magnético (\underline{B}) pueden impartirse a un circuito a partir de un campo de velocidad $\underline{v}(\underline{r}(t), t)$ del ubicuo espacio-tiempo (o éter) que rodea al circuito. Se considera al espacio-tiempo como un fluido con densidad de masa y densidad de carga finitas. El fluido del espacio-tiempo está gobernado por las ecuaciones de la dinámica de fluidos, y constituye una fuente de densidad de carga y de densidad de corriente en electrodinámica de fluidos.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados contenidos en las Notas de Acompañamiento del documento UFT352, publicado en el portal www.aias.us. La Nota 352(1) desarrolla la ecuación de vorticidad de Kambe (UFT349 y UFT351) para que incluya el número de Reynolds. Las Notas 352(2) y 352(4) son simplificaciones de la ecuación de vorticidad de Kambe. La Nota 353(3) considera la dependencia del tiempo relevante de las ecuaciones de campo de Kambe en preparación para la animación. Las Notas 352(5) a 352(7) desarrollan el esquema computacional, que constituye el tema central de este documento, y desarrollan un método para el cálculo de \underline{E} y \underline{B} del circuito a partir del campo de velocidad del espacio-tiempo.

La Sección 2 se basa en las Notas 352(6) y 352(7) y expresa todas las cantidades relevantes en términos del campo de velocidad del espacio-tiempo. El resultado final es un esquema para el cálculo de \underline{E} y \underline{B} inducidos en el circuito por el campo de velocidad del espacio-tiempo o éter. La Sección 3 contiene una descripción del cálculo, gráficas y animación.

2. Esquema de computación / animación.

El primer paso es el cálculo y la animación del campo de velocidad $\underline{v}(\underline{r}(t), t)$ del espacio-tiempo o éter a partir de la ecuación de vorticidad simplificada, desarrollada en los documentos UFT349, UFT351 y las notas para el documento UFT352:

$$\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \underline{w} \times \underline{v} = -\frac{1}{R} \nabla \times \underline{w}. \quad (1)$$

Aquí, \underline{w} es la vorticidad:

$$\underline{w} = \nabla \times \underline{v}. \quad (2)$$

Pasos subsiguientes calculan la carga de Kambe de la dinámica de fluidos a partir de \underline{v} :

$$\underline{q}_F = \underline{\nabla} \cdot \left((\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} \right) \quad (3)$$

y la corriente de Kambe:

$$\underline{J}_F = \frac{\partial^2 \underline{v}}{\partial t^2} + \underline{\nabla} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) + a_0^2 \underline{\nabla} \times \underline{w} \quad (4)$$

en la que h es la entalpía por unidad de masa y a_0 es la velocidad constante del sonido que se ha supuesto.

Las ecuaciones de campo no homogéneas de Kambe para la dinámica de fluidos son:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E}_F = \underline{q}_F \quad (5)$$

y

$$a_0^2 \underline{\nabla} \times \underline{w} - \frac{\partial \underline{E}_F}{\partial t} = \underline{J}_F \quad (6)$$

y poseen la misma estructura que las ecuaciones de campo no homogéneas de la electrodinámica ECE2 [1-12]. El campo eléctrico de Kambe se define como:

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

de manera que:

$$\underline{\nabla} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\underline{\nabla} h) = - \frac{\partial \underline{E}_F}{\partial t} - \frac{\partial^2 \underline{v}}{\partial t^2} \quad (8)$$

y:

$$\underline{J}_F = - \frac{\partial \underline{E}_F}{\partial t} + a_0^2 \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{v}) \quad (9)$$

Por lo tanto, la corriente de Kambe puede definirse como:

$$\underline{J}_F = - \frac{\partial}{\partial t} \left((\underline{v} \cdot \underline{\nabla}) \underline{v} \right) + a_0^2 \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{v}) \quad (10)$$

y calcularse a partir de \underline{v} .

El siguiente paso es el cálculo de las densidades de carga y de corriente del vacío de la electrodinámica de fluidos (UFT351):

$$\rho(\text{vac}) = \epsilon_0 \frac{\rho_m}{\rho} q_F \quad (11)$$

y

$$\underline{J}(\text{vac}) = \epsilon_0 \frac{\rho_m}{\rho} \underline{J}_F \quad (12)$$

donde ρ_m es la densidad de masa del espacio-tiempo electrodinámico fluido y donde ρ es la densidad de carga. Aquí, ϵ_0 es la permitividad en el vacío expresada en unidades del S. I.. Nótese que las Ecs. (3) y (10) implican la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial q_F}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{J}_F = 0 \quad (13)$$

porque:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\nabla} \times (\underline{\nabla} \times \underline{v}) = 0. \quad (14)$$

La densidad de carga y de corriente del vacío crean \underline{E} y \underline{B} en un circuito a través de las leyes de Coulomb y Ampere Maxwell de la electrodinámica de fluidos como sigue:

$$\underline{\nabla} \cdot \left(\left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)_{\text{circuito}} \underline{E} \right) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\rho^2}{\rho_m} (\text{vacío}) \quad (15)$$

y

$$\alpha_0^2 \underline{\nabla} \times \left(\left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)_{\text{circuito}} \underline{B} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\left(\frac{\rho}{\rho_m} \right)_{\text{circuito}} \right) = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\rho}{\rho_m} \underline{J} \right) (\text{vacío}) \quad (16)$$

donde $(\rho / \rho_m)_{\text{circ}}$ denota la razón entre ρ y ρ_m en el circuito.

También es posible desarrollar una teoría de energía a partir del espacio-tiempo en electrodinámica de fluidos al considerar en primer término las ecuaciones de onda de la electrodinámica ECE2, en la que B y E se definen como:

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{W} \quad (17)$$

y:

$$\underline{E} = -\frac{\partial \underline{W}}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi_w \quad (18)$$

Utilizando la Ecs. (17) y (18) las ecuaciones de campo homogéneas de ECE2 se vuelven identidades:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = \underline{\nabla} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{W} = 0 \quad (19)$$

y:

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\underline{\nabla} \times \underline{W}) + \frac{\partial}{\partial t} (\underline{\nabla} \times \underline{W}) - \underline{\nabla} \times \underline{\nabla} \phi_w = 0 \quad (20)$$

Las ecuaciones de campo no homogéneas de ECE2 son:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \rho / \epsilon_0 \quad (21)$$

y:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} \quad (22)$$

donde ρ es la densidad de carga eléctrica y \underline{J} es la densidad de corriente eléctrica. Aquí, μ_0 es la permeabilidad de en el vacío en unidades del S. I.. La ley de Coulomb ECE2 (21), por lo tanto, se transforma en:

$$\nabla^2 \phi_w + \frac{\partial}{\partial t} (\underline{\nabla} \cdot \underline{W}) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (23)$$

que es una ecuación de onda de segundo orden para el potencial ϕ_w , y el potencial vectorial \underline{W} :

$$\nabla^2 \phi_w + \underline{\nabla} \cdot \frac{\partial \underline{W}}{\partial t} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (24)$$

Puede considerarse a la Ec. (23) como la ecuación de un circuito en contacto con la densidad de carga en el vacío ρ (vac). De manera que:

$$\left(\nabla^2 \phi_w + \frac{\partial}{\partial t} (\underline{\nabla} \cdot \underline{W}) \right)_{\text{circuito}} = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\text{vac}) \quad (25)$$

Aquí, ρ_m es la densidad de masa del espacio-tiempo (o vacío o éter) y ρ es la densidad de carga del espacio-tiempo.

El lado izquierdo de la Ec. (25) puede calcularse directamente a partir de las Ecs. (3) y (26) dada una parametrización de $(\rho_m/\rho)_{vac}$. La transición hacia la turbulencia se ve gobernada por el número de Reynolds R en la Ec. (1).

Análogamente, la ley de Ampere Maxwell de ECE2 puede expresarse como:

$$\begin{aligned} & \nabla \times (\nabla \times \underline{W}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \underline{W}}{\partial t} - \nabla \phi_w \right) \\ &= -\nabla^2 \underline{W} + \nabla (\nabla \cdot \underline{W}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{W}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \nabla \phi_w \\ &= \mu_0 \underline{J} \end{aligned} \quad (27)$$

de manera que:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \underline{W} + \nabla (\nabla \cdot \underline{W}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \phi_w) = \mu_0 \underline{J} \quad (28)$$

Si se asume la gauge de Lorenz:

$$\partial_\mu W^\mu = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi_w}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{W} = 0 \quad (29)$$

la Ec. (28) se reduce a:

$$\square \underline{W} = \mu_0 \underline{J} \quad (30)$$

donde el operador de d'Alembert se define mediante:

$$\square = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \quad (31)$$

Utilizando la condición (29) en la Ec. (23) da como resultado:

$$\square \phi_w = \frac{f}{\epsilon_0} \quad (32)$$

En lo anterior:

$$\partial_\mu = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right) \quad (33)$$

y

$$W^\mu = \left(\frac{\phi_w}{c}, \underline{W} \right) \quad (34)$$

Definiendo:

$$J^\mu = (c\rho, \underline{J}) \quad (35)$$

se deduce que:

$$\square W^\mu = \mu_0 J^\mu \quad (36)$$

siempre y cuando:

$$\partial_\alpha W^\alpha = 0. \quad (37)$$

La Ec. (36) posee la estructura de la ecuación de onda ECE [1-12]:

$$(\square + R) q_\mu^a = 0 \quad (38)$$

donde R es una curvatura escalar bien definida.

Tal como se describió en detalle en las Notas 352(6) y 352(7), si no se asume la gauge de Lorenz, entonces la Ec. (36) deviene:

$$\square W^\mu + \mu_0 J^\mu(\text{circuito}) = \mu_0 J^\mu(\text{vacío}) \quad (39)$$

donde:

$$J_{\text{circuito}} = -\epsilon_0 \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_w}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \underline{\nabla} \cdot \underline{W} \right) \quad (40)$$

y:

$$\underline{J}_{\text{circuito}} = \frac{1}{\mu_0} \left(\underline{\nabla} \left((\underline{\nabla} \cdot \underline{W}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi_w}{\partial t} \right) \right) \quad (41)$$

y donde:

$$J^\mu(\text{circuito}) = (c\rho(\text{circuito}), \underline{J}(\text{circuito})) \quad (42)$$

La Ec. (39) nuevamente posee la estructura de la ecuación de onda ECE.

3. Computación, gráficas y animación.

3.1 Ecuaciones estudiadas.

Con respecto a la solución numérica de ecuaciones de dinámica de fluidos, uno debe discernir estrictamente entre flujos dependientes del tiempo y flujos independientes del tiempo (estacionarios). Ecuaciones dependientes del tiempo son numéricamente más estables y, por lo tanto, resultan de manejo más sencillo mediante sistemas de resolución con elementos finitos. Tal como se comentó en el documento UFT 351, todas las ecuaciones en este documento son homogéneas, en el sentido de que no hay “términos de generación” independientes de la velocidad de flujo \mathbf{v} . Esto conduce a una solución flotante libre, la cual no garantiza conservación de la masa. Por lo tanto, se ha agregado un campo de presión escalar normalizada p . Se supuso que la divergencia de su gradiente es directamente proporcional al campo de velocidad:

$$\nabla \cdot \nabla p = P \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (43)$$

con una “constante de penalización” P . Entonces, la Ec.(1) de vorticidad fundamental resulta:

$$R \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{w} + R \mathbf{w} \times \mathbf{v} + \nabla p = \mathbf{0}. \quad (44)$$

Se ha multiplicado a la ecuación por R a fin de permitir establecer $R = 0$. Como comparación, hemos estudiado la forma estacionaria de esta ecuación:

$$\nabla \times \mathbf{w} + R \mathbf{w} \times \mathbf{v} + \nabla p = \mathbf{0} \quad (45)$$

y otra (a priori estacionaria) ecuación de vorticidad deducida en la Nota de Acompañamiento 352(2):

$$\nabla \times \mathbf{w} - R \left(2 \mathbf{v} \times \mathbf{w} - \frac{1}{2} \nabla v^2 \right) + \nabla p = \mathbf{0}. \quad (46)$$

3.2 Gráficas y animación.

La evolución temporal de la Ec. (44) converge a un estado cuasi-estacionario. Se realizaron cálculos para diferentes valores del número de Reynolds, R . La región de muestra es la misma que en el documento UFT 351. La distribución de velocidades en el plano $Y = 0$ se ha representado gráficamente en las Figs. 1-3 para los parámetros $R = 0.1, 10$ y 1000 . La máxima de velocidad cambia desde la salida hacia la entrada, y se encuentra distorsionada en el centro de la entrada y de salida para el número de Reynolds más elevado. El comportamiento de estructuras turbulentas puede estudiarse mejor mediante la vorticidad \mathbf{w} . Éstas se muestran para el plano $Z = 0$ en las Figs. 4-6 para los tres valores de número de Reynolds. Obviamente, la estructura se torna significativamente más irregular para valores más elevados del número de Reynolds. Debiera de notarse que la precisión numérica no resulta óptima por causa de restricciones del programa FEM disponible para los cálculos. En consecuencia, los resultados para números de Reynolds elevados no son muy confiables.

Animación

Las otras gráficas muestran soluciones estacionarias. La forma estacionaria de la Ec.(1), la Ec. (45), puede resolverse para $R = 0$. Esto no resulta posible para la ecuación dependiente del tiempo. Comparando esta solución (Fig. 7) con la Fig. 1, se observa bastante similitud, donde la velocidad de entrada se ve reducida aun con mayor vigor. Esta imagen no cambia significativamente para números de Reynolds de hasta 1000, lo cual demuestra que la turbulencia es fundamentalmente un efecto dinámico.

Las otras gráficas presentan resultados de la Ec. (46), la cual es esencialmente una extensión de la Ec. (45) a través de un término no lineal. Para $R = 0$, ambas ecuaciones producen el mismo resultado. Sin embargo, la Ec. (46) genera soluciones convergentes solamente para números de Reynolds bajos. En la Fig. 8, se muestra la distribución de velocidades para $R = 10$. En comparación con la Fig.2, el término no lineal conduce a un crecimiento del flujo de entrada. La razón de esto puede observarse a partir de las Figs. 9 y 10, donde se representa gráficamente la divergencia de la velocidad. En el área principal del plano, la divergencia desaparece, es decir que \mathbf{v} se vuelve libre de divergencia. Al ir pasando de $R = 0$ a $R = 10$, la región de divergencia se va relocalizando desde la región de salida hacia la región de entrada. La vorticidad (Figs. 11 y 12) muestra una tendencia similar, pero menos pronunciada. Lo mismo sucede para la densidad de corriente \mathbf{J}_F (Fig. 13-14, basada en la Ec. (10)).

3.3 Algoritmos para obtener propiedades físicas a partir de propiedades de flujo.

Para futuras aplicaciones resulta importante tener una línea de cálculo de propiedades electromagnéticas directamente del “campo de flujo del éter”, \mathbf{v} . Pueden efectuarse los siguientes dos procedimientos. El primero es:

1. Resolver el problema de flujo para \mathbf{v} .
2. Calcular q_F mediante la Ec. (3) y ρ_{vac} mediante la Ec. (11).
3. Calcular el potencial eléctrico ϕ_W mediante la Ec. (25), suponiendo $\nabla \times \mathbf{W} = 0$.
4. Calcular el campo eléctrico mediante $\mathbf{E} = -\nabla\phi_W$ (la Ec. (18) sin \mathbf{W}).

Esto parece particularmente apropiado en el caso de problemas estáticos. Si también se requiere de un campo magnético, el segundo procedimiento es un poco más complicado:

1. Calcular \mathbf{J}_F mediante la Ec. (10) y \mathbf{J}_{vac} mediante la Ec. (12).
2. Calcular \mathbf{W} mediante la Ec. (30) donde se utiliza \mathbf{J}_{vac} del lado derecho de la ecuación.
3. Calcular la inducción magnética \mathbf{B} mediante la Ec. (17).

Alternativamente, uno podría resolver las ecuaciones de tipo Maxwell-Heaviside, (20) y (22), directamente con una corriente del vacío del lado derecho de las ecuaciones. Entonces, la solución es completamente dependiente del tiempo por definición, y se evita el cálculo de potenciales. Así, se reduce el problema del éter al cálculo de la densidad de corriente en el vacío (dependiente del tiempo) y se obtienen todas las propiedades eléctricas.

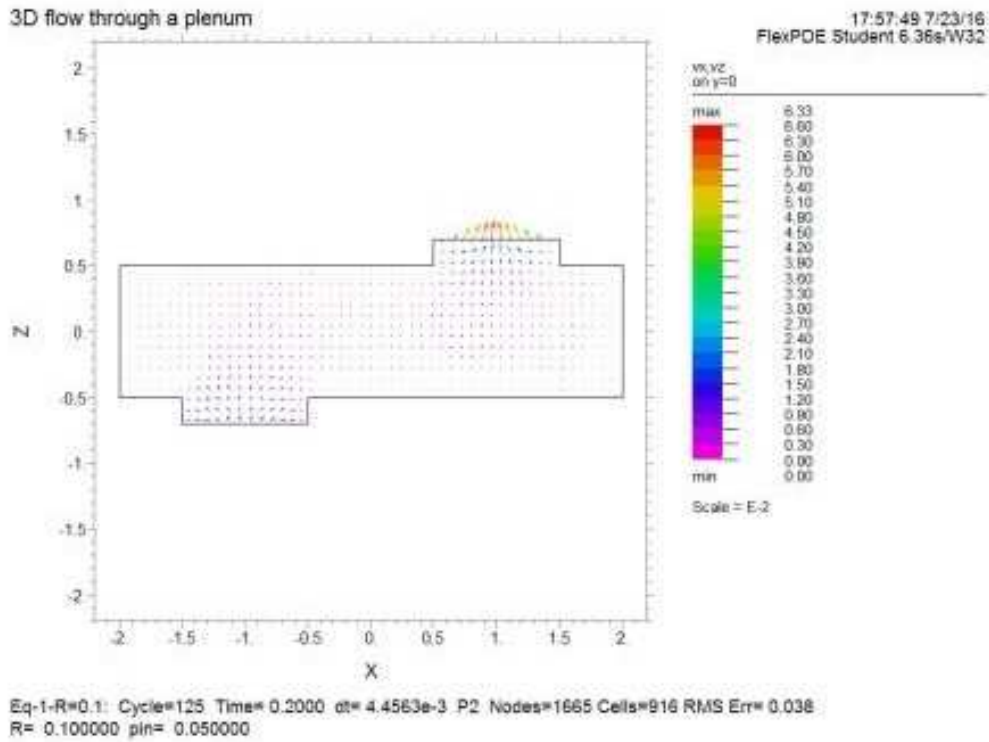


Figura 1: Solución de las velocidades de la Ec. (44) para $R = 0.1$.

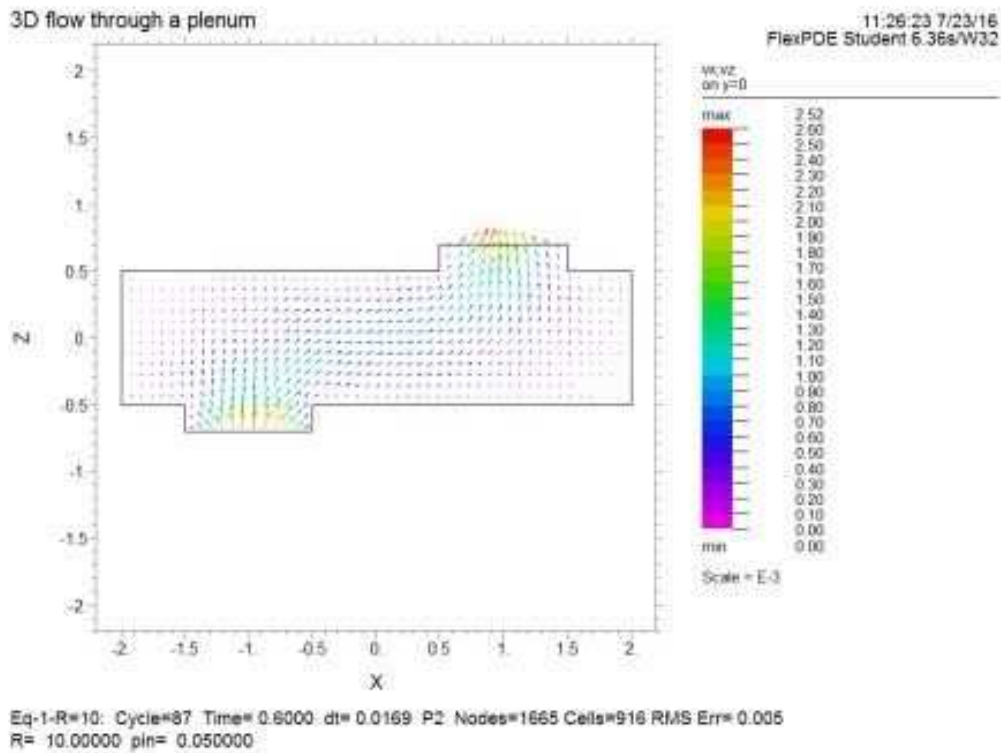


Figura 2: Solución de velocidades de la Ec. (44) para $R = 10$.

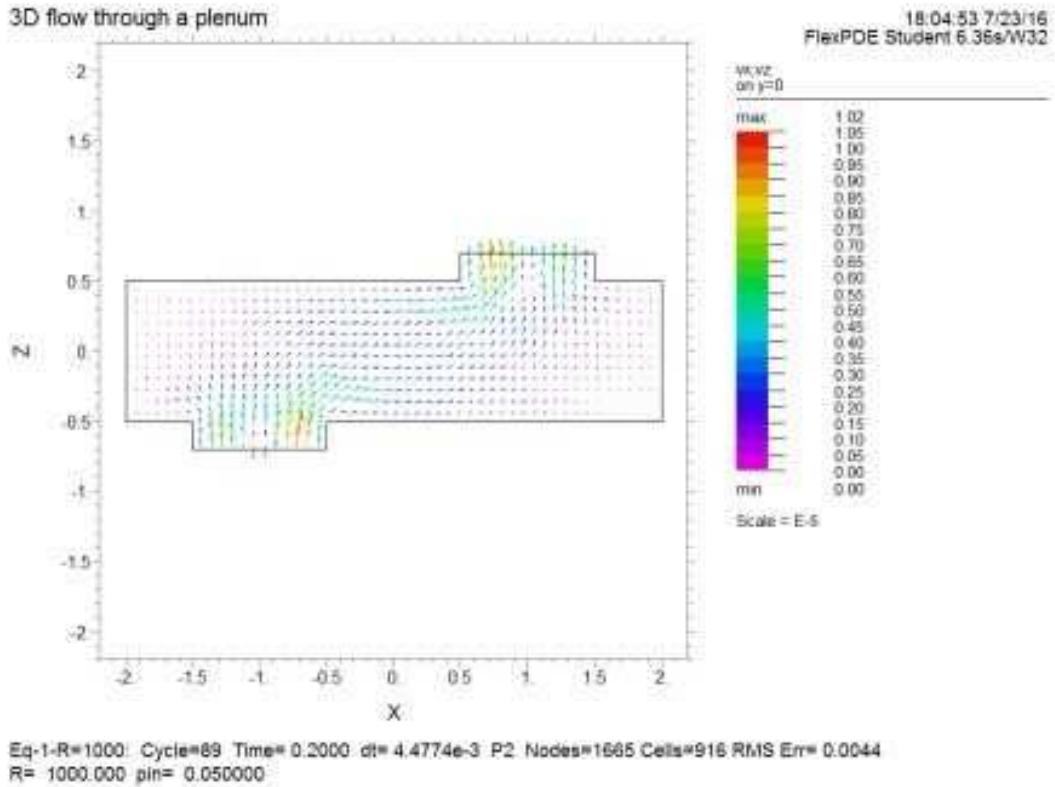


Figura 3: Solución de velocidades de la Ec. (44) para $R = 1000$.

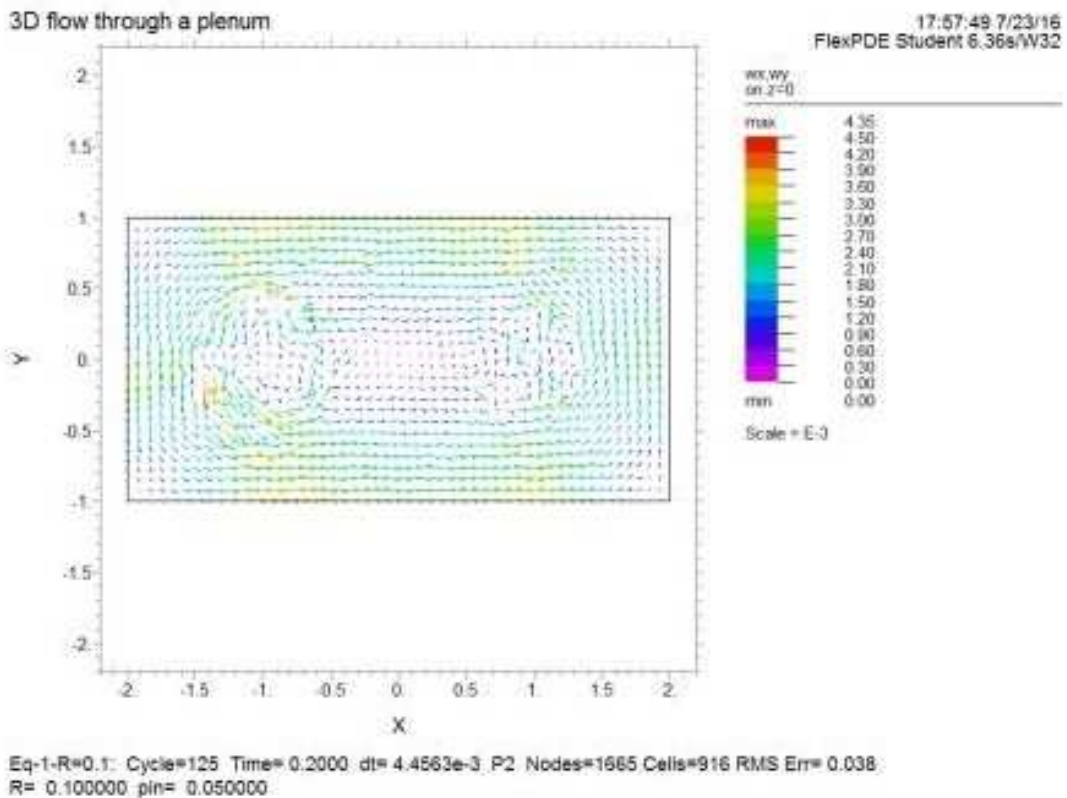


Figura 4: Vorticidad a partir de la Ec. (44) para $R = 0.1$.

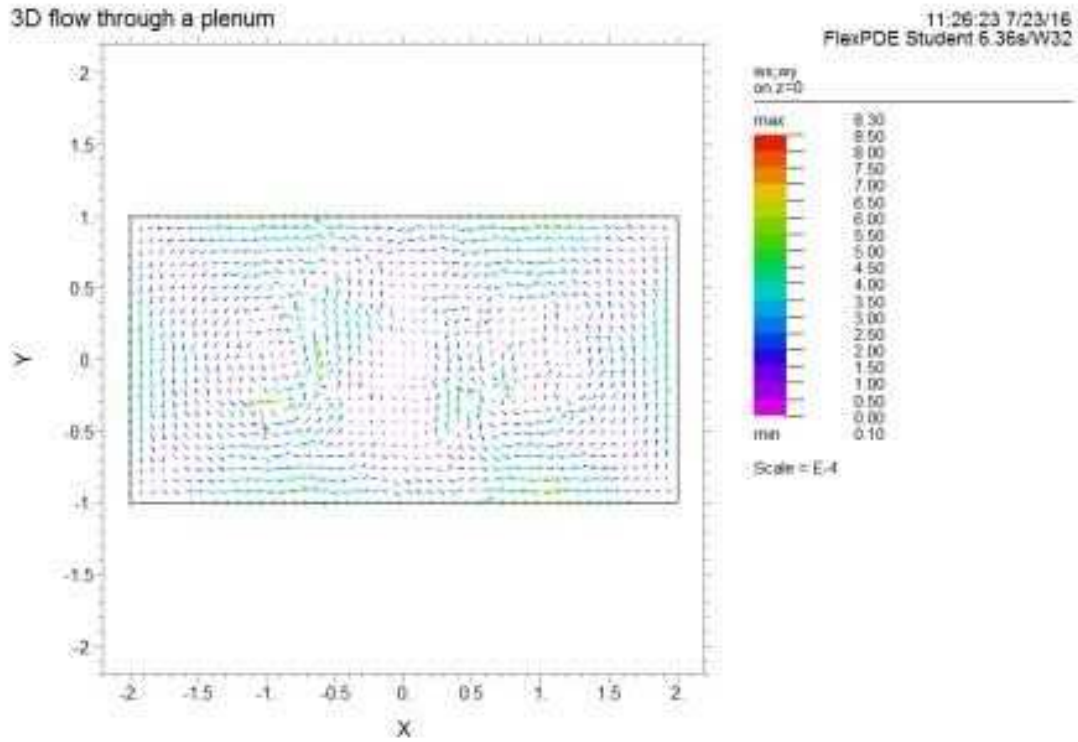


Figura 5: Vorticidad a partir de la Ec. (44) para $R = 10$.

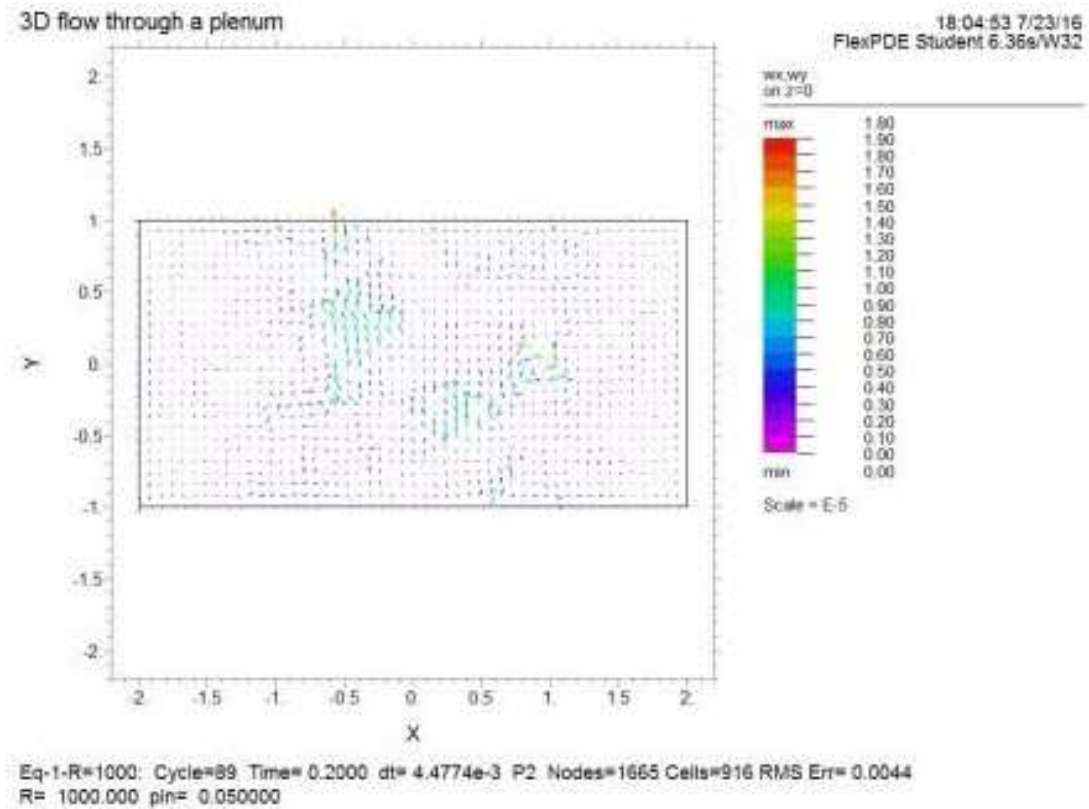


Figura 6: Vorticidad a partir de la Ec. (44) para $R = 1000$.

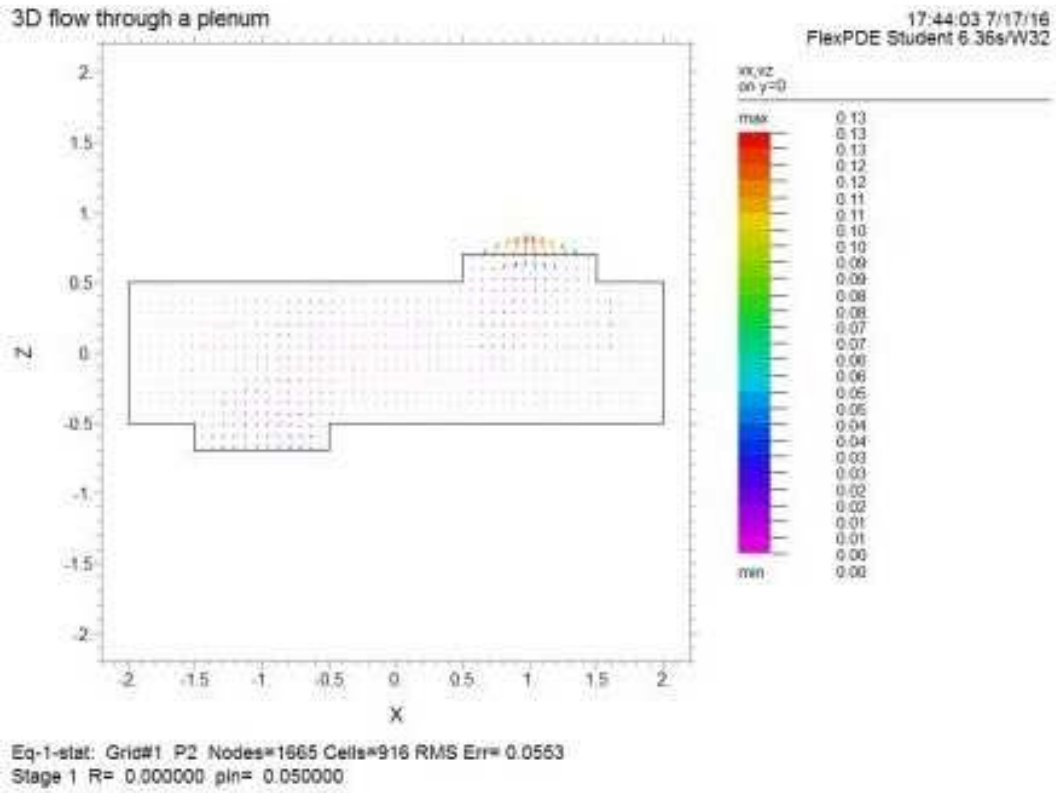


Figura 7: Solución de velocidades para la Ec. (45) estática.

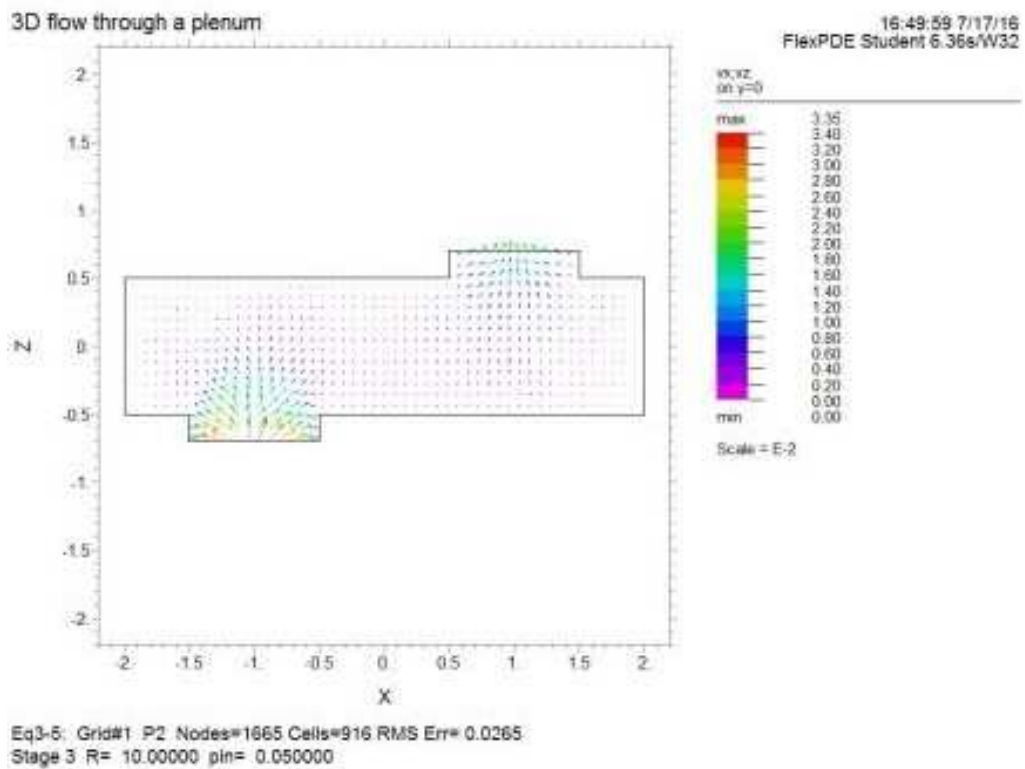


Figura 8: Solución de velocidades de la Ec. (46) para $R = 10$.

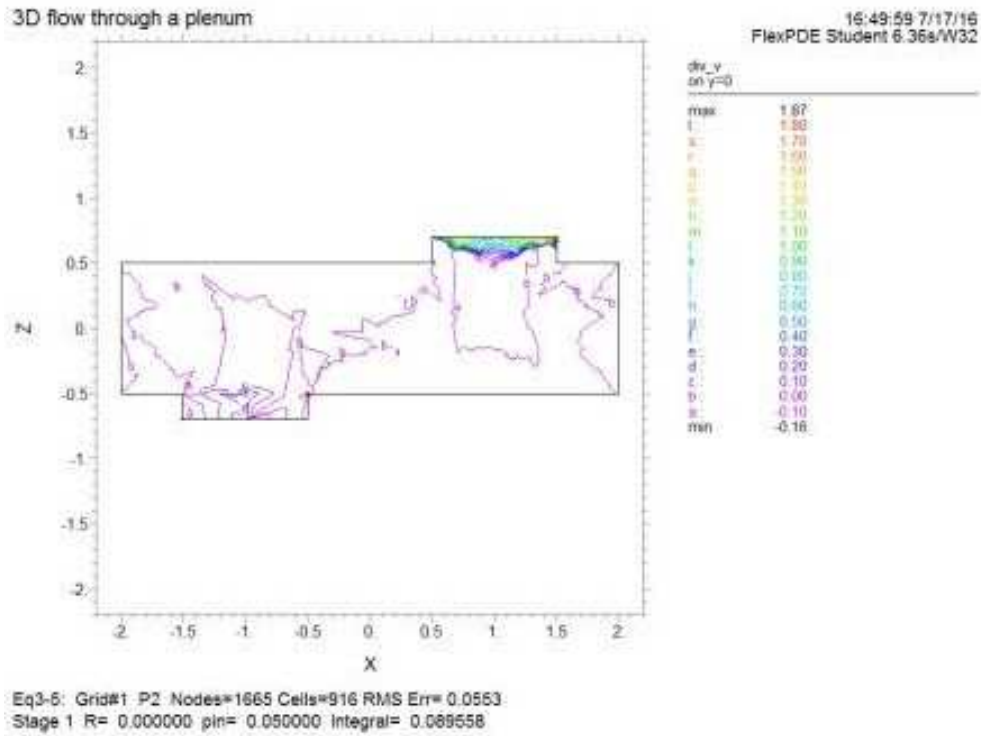


Figura 9: Divergencia de velocidades a partir de la Ec. (46) para $R = 0$.

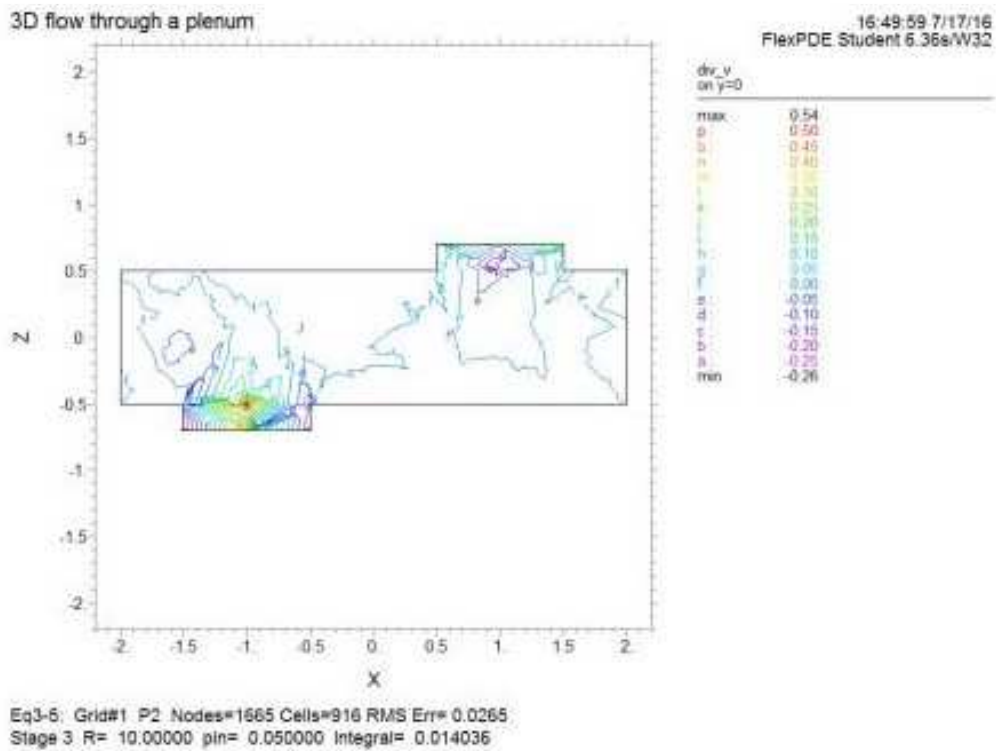


Figura 10: Divergencia de velocidades a partir de la Ec. (46) para $R = 10$.

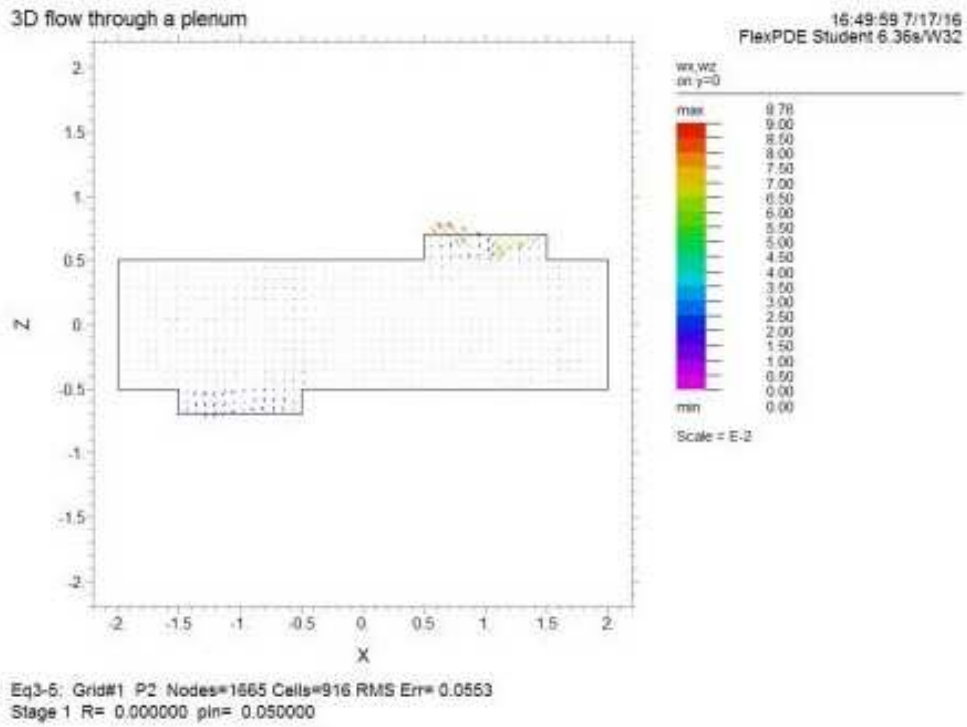


Figura 11: Vorticidad a partir de la Ec. (46) para $R = 0$.

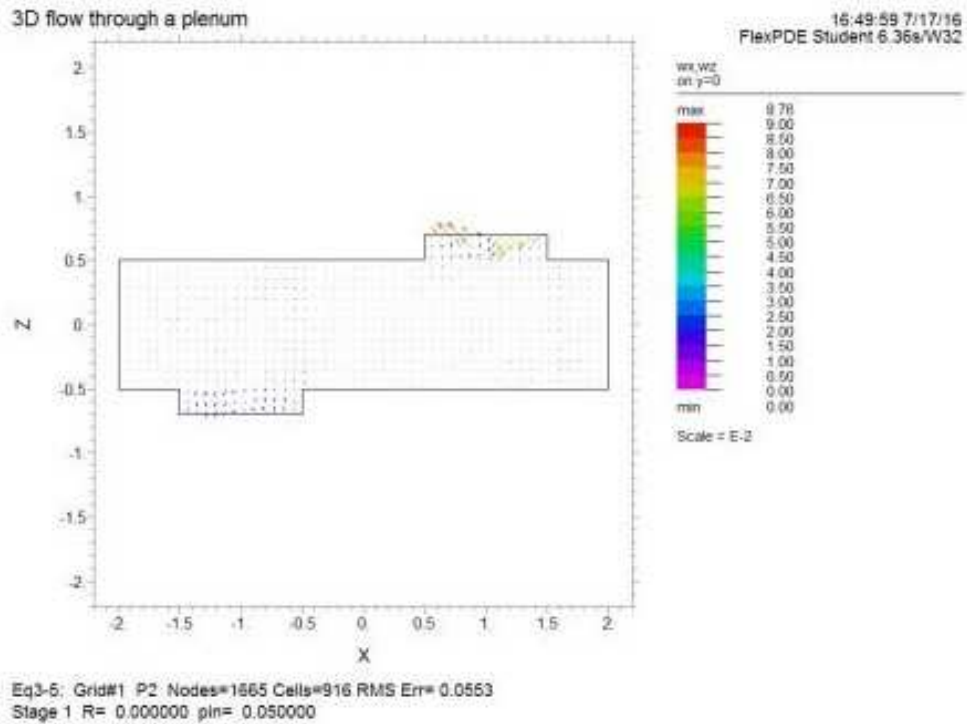


Figura 12: Vorticidad a partir de la Ec. (46) para $R = 10$.

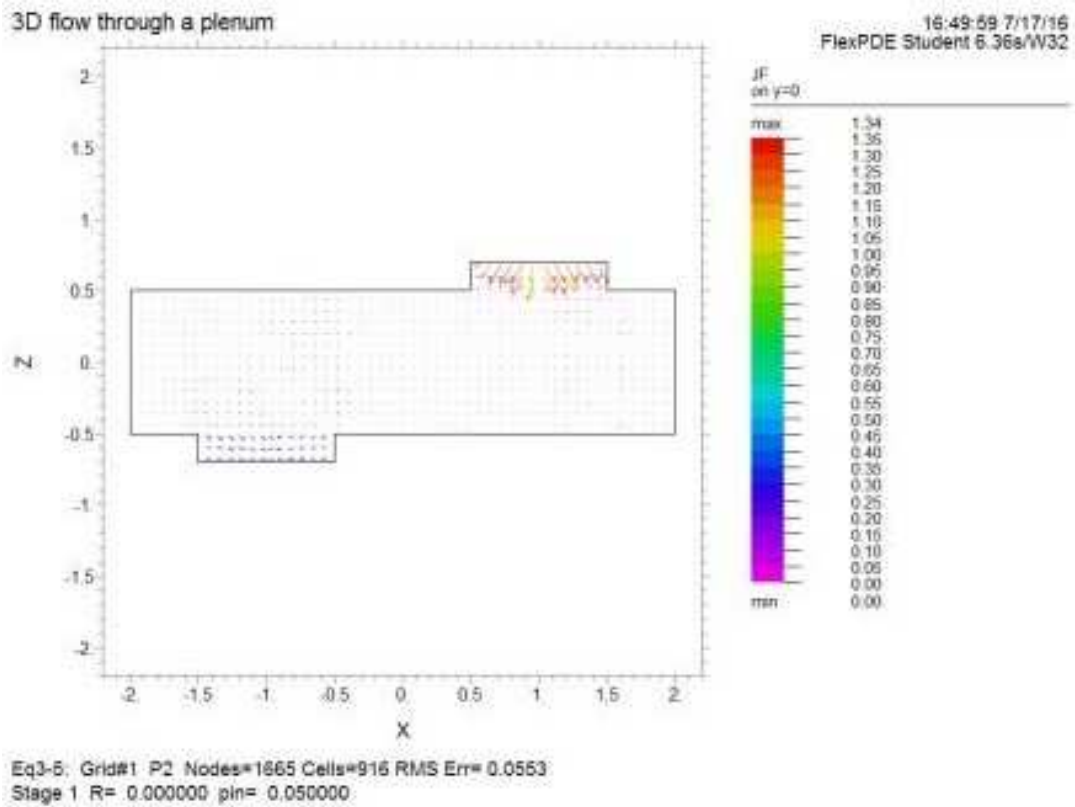


Figura 13: Densidad de corriente J_F de la Ec. (46) para $R = 0$.

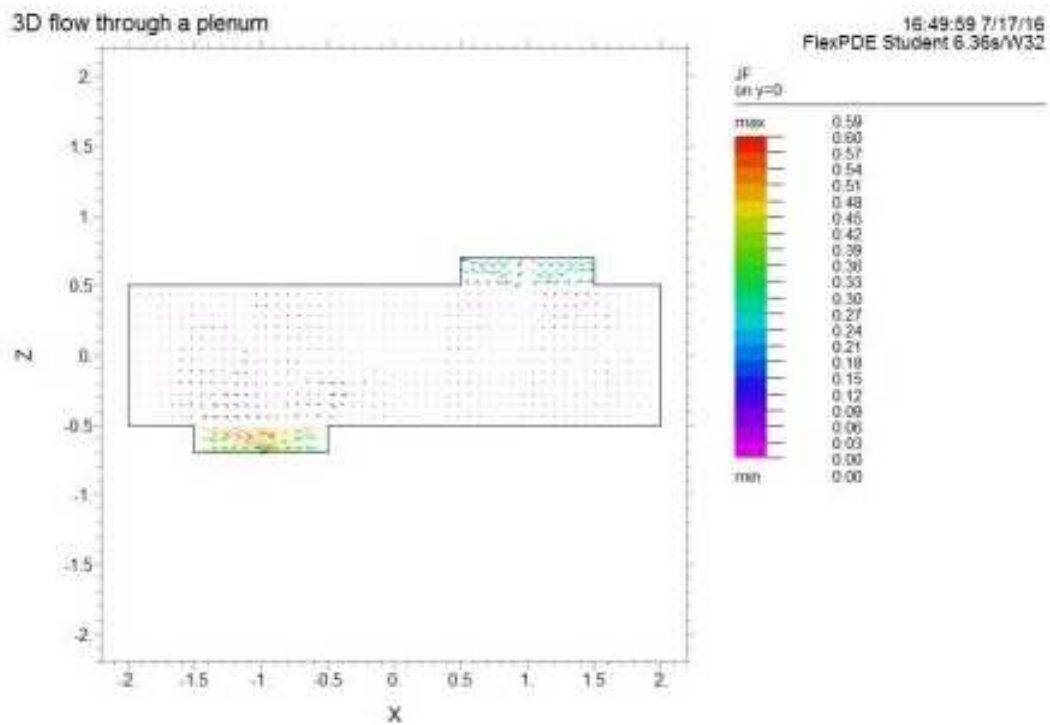


Figura 14: Densidad de corriente J_F de la Ec. (46) para $R = 10$.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y ao 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 al portal, publicaciones u mantenimiento al programa 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, “The Principles of ECE Theory” (de libre acceso en los portales www.aias.us y www.upitec.org, y en New Generation Publishing, en prep., 2016, 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 en el portal www.aias.us y otros, Cambridge International, CISP, 2010).
- [3] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (UFT302 en el portal www.aias.us y en portales combinados, traducción al castellano por Alex Hill).
- [4] H. Eckardt, “The ECE Engineering Model” (UFT303 en el portal www.aias.us y en portales combinados).
- [5] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (UFT307 en el portal www.aias.us y en portales combinados).
- [6] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 a 2011, en siete volúmenes, y documentos relevantes de la serie UFT en portales combinados.)
- [7] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem. (Cambridge International, CISP, 2011, y documentos relevantes de la serie UFT en portales combinados).
- [8] M. W. Evans, Ed., “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (edición especial de la ref. (8), y material relevante en portales combinados).
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field” (World Scientific 2001 y sección Omnia Opera en el portal www.aias.us).
- [10] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York 1992, reimpresso en 1993 y 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M. W. Evans y J.-P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002, cinco volúmenes cada uno, con encuadernación dura y blanda, y en la sección del portal www.aias.us).
- [12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory” (World Scientific 1994).