

Curva voltaje-tiempo en un proceso aniquilación-creación de pares vórtice-antivórtice

Voltage-time curve in an annihilation-creation vortex-antivortex process

Ph.D. José José Barba Ortega¹, Ph.D. Miryam Rincón Joya², M.Sc Julian Alberto Faúndez Chaura³

¹ Grupo de Física Mesoscópica, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia, Orcid: <https://orcid.org/0000-0003-3415-1811>, Email: jjbarbao@unal.edu.co

² Grupo de Física Mesoscópica, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia, Orcid: <https://orcid.org/0000-0002-4209-1698>, Email: mrinconj@unal.edu.co

³ Instituto de Física, Universidade de Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brazil, Orcid: <https://orcid.org/0000-0002-6909-0417>, Email: julian@fisica.ufmt.br

Como citar: J.J. Barba-Ortega, M. Rincón-Joya y J.A. Faúndez-Chaura, "Curva voltaje-tiempo en un proceso aniquilación-creación de pares vórtice-antivórtice", *Revista Ingenio*, vol. 15, n°1, pp. 31-37, 2018, doi: <https://doi.org/10.22463/2011642X.3122>.

Fecha de recibido: 12 de junio de 2018
Fecha aprobación: 6 de noviembre de 2018

RESUMEN

Palabras claves:

DeGennes, Ginzburg-Landau, Mesoscópico, Superconductor, Vórtices.

En esta contribución se estudió la respuesta eléctrica de la creación-aniquilación de vórtices cinemáticos en una película superconductora en presencia de una corriente continua externa J_0 a campo magnético nulo. La película se encuentra en contacto con diferentes tipos de materiales simulados a través del parámetro de extrapolación de deGennes b ; a su vez, posee una pequeña región metálica localizada a una distancia D del centro. Se usó la teoría de Ginzburg-Landau dependiente del tiempo para describir la variación voltaje en función del tiempo $\varphi(t)$ en un proceso de creación-aniquilación de vórtices cinemáticos considerando varias posiciones del defecto metálico y del parámetro de deGennes. Nuestra investigación muestra que las corrientes críticas, amplitud y frecuencia de las oscilaciones en la curva $\varphi(t)$ dependen fuertemente del parámetro de deGennes y de la posición del defecto en la muestra.

ABSTRACT

Key words:

DeGennes, Ginzburg-Landau, Mesoscopic, Superconductor, Vortices.

In this contribution we study the electrical response of the creation-annihilation kinematics vortices in a superconducting film in the presence of an external dc current J_0 and a null magnetic field. The film is in contact with different types of materials simulated via the deGennes extrapolation parameter b ; also it has a small metallic region located at a distance D from its center. We use the time-dependent Ginzburg-Landau theory to describe the voltage variation as a function of time $\varphi(t)$ for a kinematic vortex creation-annihilation process considering various positions of the metallic defect and deGennes parameter. Our research shows that the critical currents, amplitude and frequency of the oscillations in the $\varphi(t)$ curve strongly depend on the deGennes parameter and the position of the defect in the sample.

1. Introducción

Es sabido que la respuesta electromagnética de los materiales superconductores mesoscópicos en presencia de corrientes se caracteriza por *Phase-slip-centers*, donde las oscilaciones del parámetro de orden (denominadas vórtices cinemáticos), permiten que la fase cambie solo en cuantos de 2π , dando como resultados saltos abruptos en las curvas voltaje-temperatura, voltaje-corriente, voltaje-tiempo [1-6]. Estos vórtices se mueven con una velocidad $Vel_{vc} \approx 10^5$ m/s, que es mucho mayor que la velocidad máxima medida de los vórtices de Abrikosov $Vel_{vA} \approx 10^3$ m/s; debido a su muy alta velocidad, los vórtices cinemáticos no retienen su estructura circular si no que presentan cierta forma alargada a perpendicular a la dirección de la corriente aplicada [7-9].

En consecuencia, trabajos experimentales implementan la

técnica de corriente pulsada (del orden de los nanosegundos) en películas superconductoras de niobio (Nb), reportan "*phase-slip-center*" estables en el tiempo cerca de la temperatura crítica y la formación aparente y preferente de "*phase-slip-center*" antes de la formación de los vórtices Abrikosov [10-11]. Se ha demostrado que la corriente pulsada tiene una serie de ventajas sobre las técnicas convencionales, como las mediciones de voltaje con múltiples sondas [12], imágenes láser [7] y sincronización por radiofrecuencia [13].

Por consiguiente, varios trabajos teóricos se han desarrollado analizando el estado resistivo de películas superconductoras en presencia de corrientes, por ejemplo, Sardella y colaboradores encontraron vórtices cinemáticos en un superconductor mesoscópico en presencia de un campo magnético externo; ellos describieron el pico de la

Autor para correspondencia

Correo electrónico: jjbarbao@unal.edu.co (Ph.D. José José Barba Ortega)

La revisión por pares es responsabilidad de la Universidad Francisco de Paula Santander Ocaña
Artículo bajo la licencia CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0>)



curva característica de corriente-resistencia teniendo en cuenta la influencia del auto-campo magnético inducido por las corrientes y encontraron que las tasas de aniquilación de la super-corriente son altamente dependiente con la velocidad de aniquilación de los vórtices cinemáticos [14-16]. Berdiyrov y colaboradores analizaron el estado de vórtice en una película con centros de anclaje y puntos magnéticos; ellos mostraron que el estado resistivo depende de la corriente externa, el número de defectos y la intensidad de los dipolos en los puntos magnéticos [17-19].

El efecto del parámetro de Gennes sobre la respuesta electromagnética en muestras bidimensionales y tridimensionales lisas y rugosas fue estudiado por Barba-Ortega y colaboradores; ellos encontraron que las propiedades magnéticas del superconductor se modifican cuando los efectos de de-magnetización se tienen en cuenta; a su vez, se observó que la rugosidad de la muestra influye en los campos críticos y en la configuración de vórtices [20-22].

En este trabajo de investigación se estudió la respuesta magnética de una película superconductora con un defecto metálico no centrado en su interior, en presencia de una corriente continua (cc) aplicada y en ausencia de campo magnético, usando la teoría de Ginzburg-Landau dependiente del tiempo. Se encontró que el estado resistivo de las muestras superconductoras se caracteriza por la presencia de vórtices cinemáticos; además, analizamos los “phase-slip-centers” (es decir, vórtices de movimiento rápido) los cuales se caracterizan por un voltaje saturado de salida. El voltaje de respuesta del condensado superconductor al pulso de corriente aplicada se estudia en función del tiempo, las condiciones de contorno y la posición del defecto metálico; por consiguiente, se encontró que el valor de los tiempos en los cuales se da la primera entrada de vórtice cinemático a la muestra y en que ocurre la transición superconductor-normal dependen fuertemente de las condiciones de contorno y de la posición del defecto metálico.

De acuerdo con lo anterior, en la sección 2 describimos el formalismo teórico utilizado para estudiar una película superconductora en presencia de una corriente aplicada; en la sección 3, presentamos los resultados que surgen de la solución numérica de las ecuaciones Ginzburg-Landau para la curva voltaje-tiempo $\varphi(t)$ a diferentes condiciones de contorno y posición del defecto.

2. Formalismo Teórico

El sistema mostrado en la Figura 1 será estudiado resolviendo las ecuaciones generalizadas de Ginzburg-Landau. Consideramos una película superconductora de lados $N=8\xi$ y $L=12\xi$ en ausencia de campo magnético y en presencia de una corriente continua J , aplicada a través de contactos en estado normal de ancho $a=2\xi$, un defecto metálico de

grosor $e=1\xi$, está localizado a una distancia D del centro de la muestra (vea Figura 1).

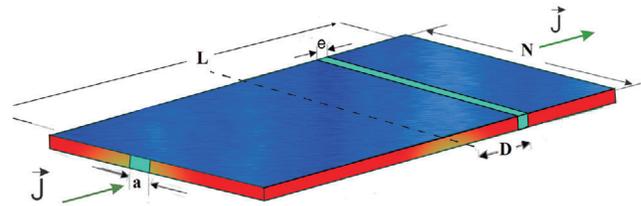


Figura 1. Esquema del sistema estudiado; una película delgada de largo $L = 12\xi$ y ancho $N = 8\xi$.

El sistema estudiado es tratado como un problema bidimensional porque el espesor s de la muestra es mucho menor que la longitud de coherencia ξ y la profundidad de penetración λ ; además, despreciamos el apantallamiento del campo magnético, lo cual es válido para las muestras con un ancho efectivo $\varepsilon \ll 2\lambda/s$, donde s es el ancho real de la muestra o para muestras infinitas en la dirección z .

El sistema de ecuaciones Ginzburg-Landau, dependiente del tiempo generalizado, para el parámetro de orden ψ , el potencial vectorial A y el potencial escalar φ , en forma adimensional está dado por la Ecuación (1) y Ecuación (2) [22-27].

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \Gamma^2 |\psi|^2}} \left[\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi + \frac{\Gamma^2}{2} \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \right] \psi = |\nabla - i\mathbf{A}|^2 \psi + (g - |\psi|^2) \psi, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (\text{Im}(\psi^* \nabla - i\mathbf{A})\psi), \quad (2)$$

donde se toma $g=1$ para simular todas las regiones completamente superconductoras, mientras que $g=0$ simula superficies con la superconductividad completamente depreciada.

Las ecuaciones Ginzburg-Landau (Ecuación (1) y Ecuación (2)), fueron escalada así: ψ en unidades de ψ_∞ , las distancias se escalan por la longitud de coherencia ξ , el tiempo t está en unidades del tiempo de Ginzburg-Landau $t_0 = \pi\hbar/8K_B T_u \sim 10^{-12}$ s, el potencial electrostático φ es dado en unidades de $\varphi_0 = \hbar/2et_0$, y el potencial vectorial A se escala por $H_{c2} \xi$ (H_{c2} es el campo crítico superior en el volumen); a partir de los primeros principios, obtenemos los parámetros $u=5.79$ y $\Gamma=10$ [24].

Las condiciones de contorno de Neumann se seleccionan en los límites de la muestra, excepto en los electrodos, donde se usó $\psi=0$, y $\nabla\varphi \cdot \mathbf{n} = -\mathbf{J}$ (J se expresa en unidades de $J_0 = hc^2/16e\pi^2 \lambda^2 \xi$). La condición de contorno general para el parámetro de orden, que representa la imposibilidad del transporte de pares de Cooper a través de las componentes

normales de las interfaces esta definida por la Ecuación (3).

$$\mathbf{n} \cdot (i\nabla + \mathbf{A})\psi = -i\psi b^{-1}, \quad (3)$$

donde \mathbf{n} es el versor perpendicular a las interfaces, b es la longitud de extrapolación de deGennes y simula la condición de contorno [21]; si $b \rightarrow \infty$ reproduce una interfaz superconductor-vacío; si $b > 0$, simula un superconductor en contacto con un metal; y si $b < 0$, simula una frontera superconductor-superconductor a mayor temperatura crítica en estado normal. El voltaje es calculado por medio de la Ecuación (4).

$$\varphi = - \int \frac{\partial A}{\partial t} \cdot d\mathbf{l} \quad (4)$$

3. Análisis de Resultados

Se consideró una película superconductora delgada de largo $L=12\xi$ y ancho $w=8\xi$; el ancho de los electrodos a través del cual se inyecta una corriente J continua, es $a=2\xi$; un defecto metálico de ancho $e=1\xi$ está presente a una distancia D del centro de la película. La respuesta eléctrica del sistema a una cc externa se investiga calculando las curvas $\varphi(t)$ para las posiciones del defecto $D_1=4.2$, $D_2=2.8\xi$, $D_3=5.6\xi$, $D_4=0$ y con las condiciones de contorno $b \rightarrow \infty$, 10.0 , 5.0 , 0.5 , 0.0 , -5.0 .

En la Figura (2) graficamos el voltaje φ en función del tiempo característico para la película rodeada por diferentes tipos de materiales, consideramos interfaces (a) superconductor-vacío, $b \rightarrow \infty$, (b) superconductor-metal, $b=0.5\xi$, (c) superconductor-ferromagneto, $b=0$, y (d) superconductor-superconductor a mayor temperatura crítica, $b=-0.5\xi$, con el defecto ubicado en $D_1=4.2\xi$.

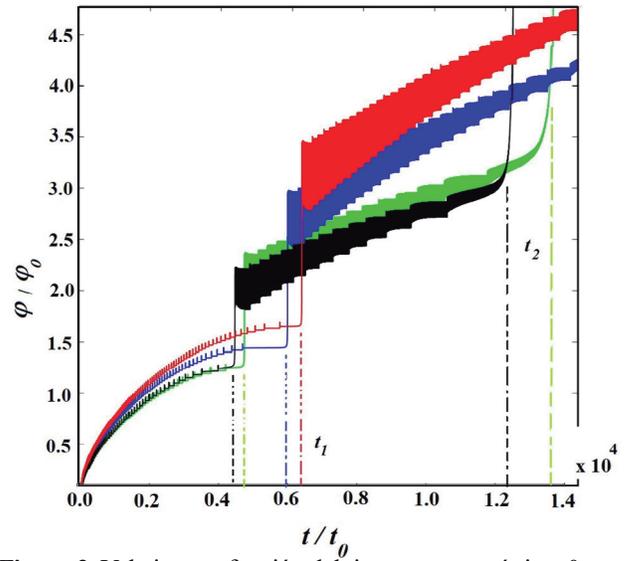
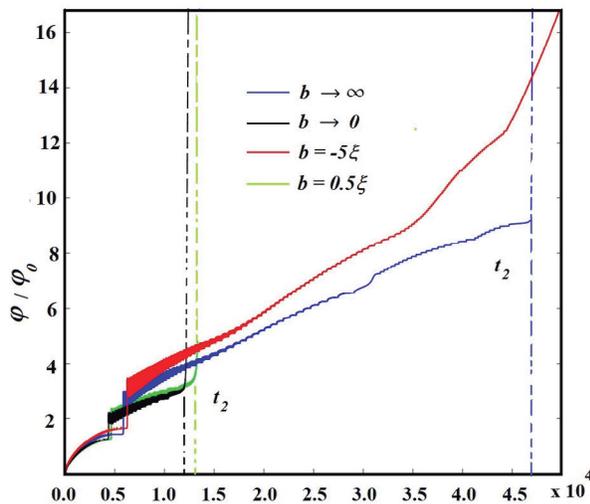


Figura 2. Voltaje φ en función del tiempo característico t_0 para $b \rightarrow \infty$, $b=0.5\xi$, $b=0$, y $b=-0.5\xi$, para $D_1=4.2\xi$.

En la Figura (2) se observan dos tiempos críticos t_1 y t_2 que identifican el tiempo que le lleva al sistema permitir el ingreso del primer par vórtice-antivórtice y en ocurrir la transición al estado normal, respectivamente; como se aprecia, en la Figura (2), al considerar una interfaz con un superconductor a mayor temperatura crítica la súper-corriente y la barrera de energía aumentan, aumentando los tiempos críticos de transición y de ingreso del primer par de vórtices. Por consiguiente, se encuentra $t_{\max} \approx 15$ ns, $t_{\max} \approx 6.5$ ns para $b=-0.5\xi$ y un $t_{\min} \approx 12$ ns, $t_{\max} \approx 4.5$ ns para $b=0$.

En las Figura(3) y Figura(4) se presenta el comportamiento del voltaje φ en función del tiempo característico t_0 para $b \rightarrow \infty$, considerando al defecto ubicado a una distancia $D_1=4.2\xi$, $D_2=4.2\xi$, $D_3=2.8\xi$, y $D_4=5.6\xi$, del centro de la muestra. El voltaje de salida oscila en el tiempo con máximos bien definidos; cada máximo en la curva $\varphi(t)$ corresponde a la penetración o aniquilación de un par de vórtice-antivórtice y ocurre de manera bien definida de cuantos de grupo de ondas. Además, encontramos los valores de la amplitud media y la frecuencia del grupo de oscilaciones de los casos. $D_3=2.8\xi$, y $D_4=5.6\xi$; llamamos Δt_i al tiempo medio de vida del i -ésimo paquete de ondas.

De acuerdo con lo anterior, se obtiene $\Delta t_1=625$ ns, $\Delta t_2=375$ ns, $\Delta t_3=415$ ns, $\Delta t_4=175$ ns y después de este tiempo, los paquetes de onda alcanzan un valor igual $\Delta t_{i-4}=175$ ns para el caso $D_3=2.8\xi$. Asimismo, para el caso $D_4=5.6\xi$, conseguimos $\Delta t_1=315$ ns, $\Delta t_2=285$ ns, y después de este tiempo, los paquetes de onda obtienen un valor igual $\Delta t_{i-2}=285$ ns; por consiguiente, existe una clara incidencia de la posición del defecto sobre el tiempo de vida de cada paquete de ondas. Analizando más a detalle la naturaleza de las ondas podemos calcular la amplitud no del paquete de ondas si no, de una única onda.

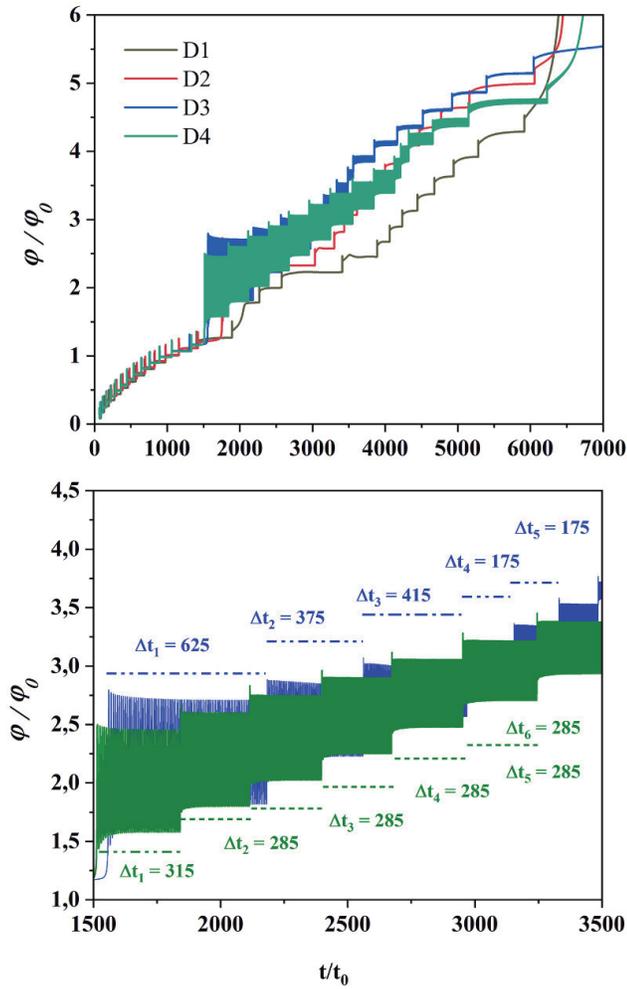


Figura 3. Voltaje ϕ en función del tiempo característico t_0 para $b \rightarrow \infty$, para $D_1=4.2\xi$, $D_2=4.2\xi$, $D_3=2.8\xi$, y $D_4=5.6\xi$.

Para los casos D_3 y D_4 , el tiempo de viaje y la amplitud de la onda de aniquilación por vórtice-antivórtice es ΔT y $\Delta V/2$ respectivamente, $\Delta T=8$ ns es el mismo para los casos D_4 y D_3 , pero con un máximo de amplitud $2\Delta V=1.05$ para D_3 y $2\Delta V=0.88$ para D_4 . Este resultado muestra la incidencia de la presencia del defecto sobre el tiempo de vida del proceso de aniquilación de los vórtices cinemáticos.

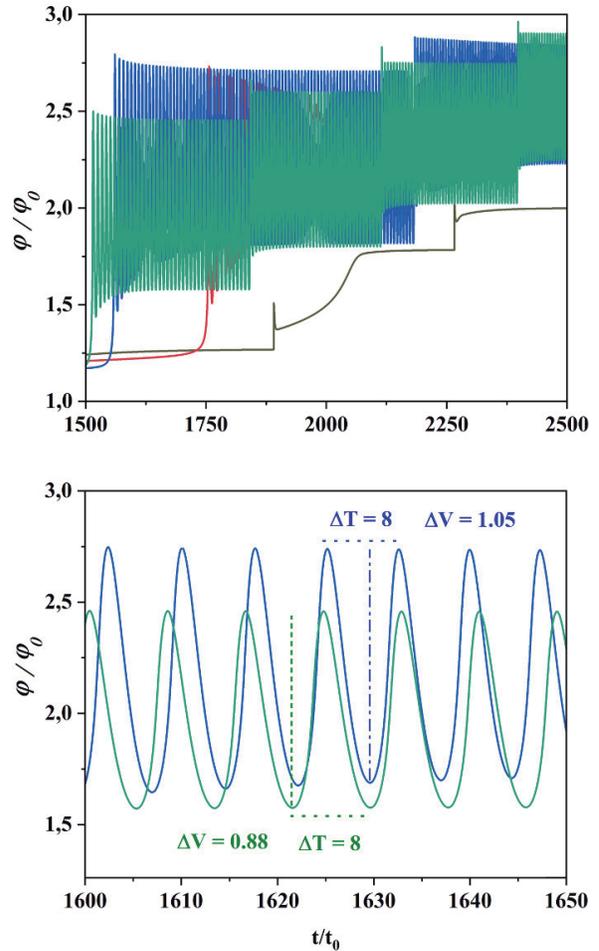
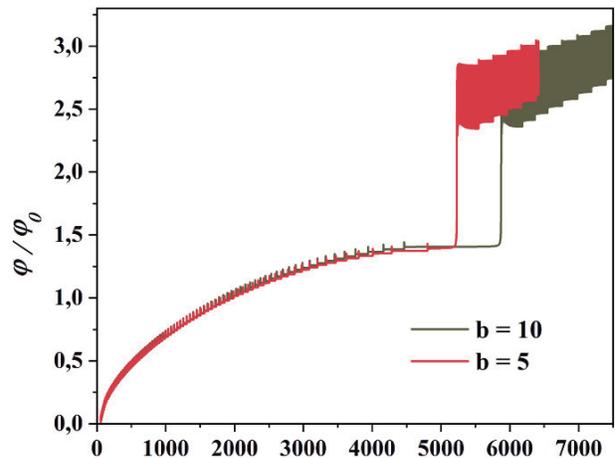


Figura 4. Voltaje ϕ en función del tiempo característico t_0 para $b \rightarrow \infty$, para $D_1=4.2\xi$, $D_2=4.2\xi$, $D_3=2.8\xi$, y $D_4=5.6\xi$, en un intervalo menor de tiempo, $\Delta V/2$ es la amplitud de la onda.

En las Figura (5) y Figura (6) se muestra el comportamiento de la curva de voltaje $\phi(t)$ para $b=10\xi$, y $b=5\xi$, en varios intervalos temporales.



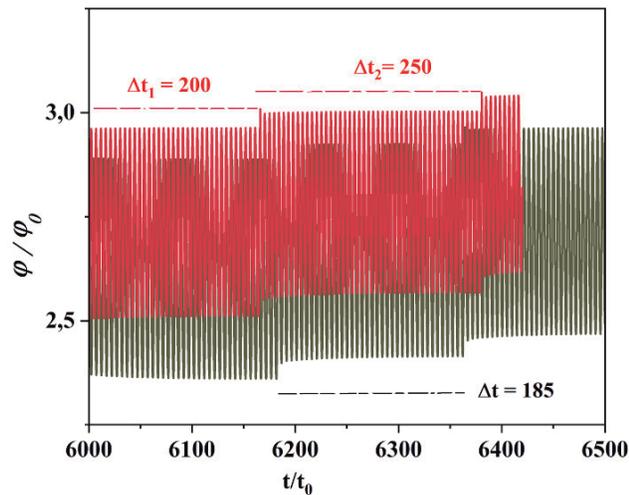


Figura 5. Voltaje ϕ en función del tiempo característico t_0 para $b=10\xi$, y $b=5\xi$ para $D_1=4.2\xi$.

En consecuencia, en los casos estudiados anteriormente, se escoge una posición constante del defecto $D_1=4.2\xi$ y variamos las condiciones de contorno; entonces, se obtiene $\Delta t_1=200$ ns, $\Delta t_2=250$ ns, para $b=5\xi$ y $\Delta t_1=185$ ns, para $b=10\xi$. Por consiguiente, el tiempo de viaje de la onda del par de vórtices cinemático es $\Delta t=6$ ns, $2\Delta V=0.52$, para $b=5\xi$, y $\Delta t=4$ ns, $2\Delta V=0.34$ para $b=10\xi$; Por lo tanto, este resultado muestra la incidencia del material en contacto con la muestra sobre los tiempos de vida de estos procesos.

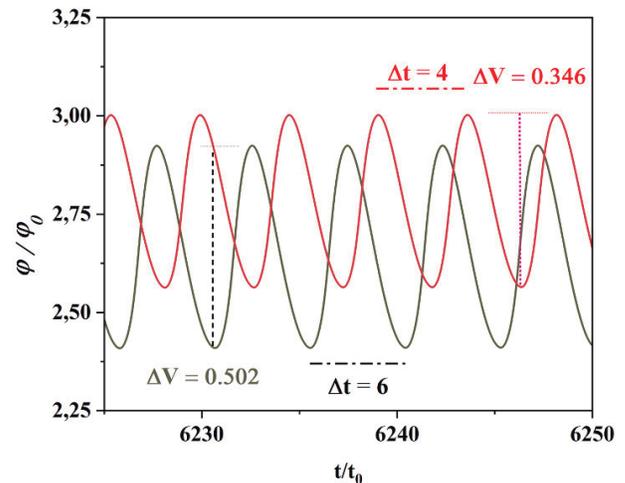
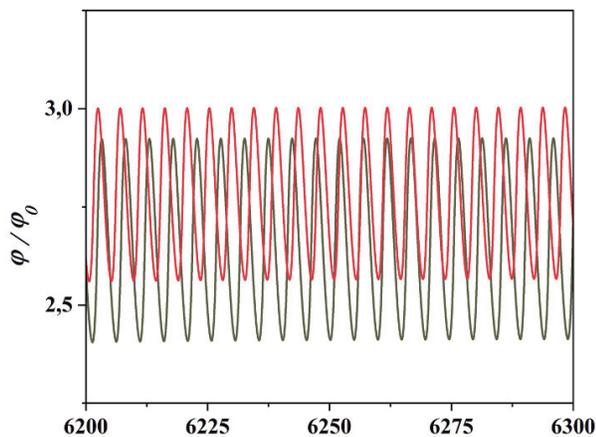


Figura 6. Voltaje ϕ en función del tiempo característico t_0 para $b=10\xi$, y $b=5\xi$ para $D_1=4.2\xi$, en un intervalo menor de tiempo. $\Delta V/2$ es la amplitud de la onda. $\Delta V/2$ es la amplitud de la onda.

4. Conclusiones

Solucionando el sistema de ecuaciones generalizadas de Ginzburg-Landau para una película fina superconductora en presencia de una corriente continua aplicada y en contacto con diferentes materiales, estudiamos el efecto que tiene la posición del defecto metálico y las condiciones de contorno sobre el tiempo de vida del proceso aniquilación de vórtices cinemáticos; por lo que se obtuvo curvas bien definidas voltaje-tiempo, encontrando que el tiempo de vida de los pares vórtices-antivórtices es mayor cuando la superconductividad es mejorada, es decir, aquella frontera en contacto con un superconductor a mayor temperatura crítica. Por consiguiente, nuestra investigación puede aportar a los trabajos experimentales que intentan determinar la vida media estos procesos, mediante implementación de estructuras superconductoras-superconductor y que sean fácilmente medibles debido al tiempo de vida pequeño.

5. Agradecimientos

Los autores agradecen a las diosas por mostrarnos la belleza de la naturaleza y permitimos tener una buena vida. A Edson Sardella, Cristian Aguirre y Ely Dannier V-Niño, por su valiosa colaboración en la programación y discusión de resultados.

6. Referencias

- [1] B. I. Ivlev, N. B. Kopnin, "Electric currents and resistive states in thin superconductors", *Advances in Physics*, vol. 33(1), pp. 47-114, June 2006. Doi: <https://doi.org/10.1080/00018738400101641>
- [2] W. W. Webb, R. J. Warburton, "Intrinsic Quantum Fluctuations in Uniform Filamentary Superconductors", *Physical Review Letters*, vol.

- 20(9), pp. 461-465, February 1968. Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.461>
- [3] J. D. Meyer, "Voltage steps in the U(T)-transition curves and in the U(I)-characteristic curves of current-carrying whiskers of tin", *Applied Physics*, vol. 2, pp. 303-320, December 1973.
- [4] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, M. Tinkham, "Phase-slip centers and nonequilibrium processes in superconducting tin microbridges", *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 16, pp. 145-167, July 1974. Doi: <https://doi.org/10.1007/BF00655865>
- [5] A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, I. Shereshevsky, "Kinematic vortices and phase slip lines in the dynamics of the resistive state of narrow superconductive thin film channels", *Physica C*, vol. 213, pp. 193-199, August 1993. Doi: [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(93\)90777-N](https://doi.org/10.1016/0921-4534(93)90777-N)
- [6] G. R. Berdiyrov, M. V. Milosevic, F. M. Peeters, "Kinematic vortex-antivortex lines in strongly driven superconducting stripes", *Physical Review B*, vol. 79(184506), pp.1-8, May 2009. Doi: [10.1103/PhysRevB.79.184506](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.184506)
- [7] A. G. Sivakov, A. M. Glukhov, A. N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Muller, A. V. Ustinov, "Josephson Behavior of Phase-Slip Lines in Wide Superconducting Strips", *Physical Review Letters*, vol. 91(267001), pp. 1-4, December 2003.
- [8] J. Barba-Ortega, E. D. V. Niño, E. Sardella, "Fenómeno de transporte en superconductores: vórtices cinemáticos", *Iteckne*, vol. 14(1), pp. 11-16, June 2017.
- [9] J. Barba-Ortega, R. Zadorosny, E. Sardella, "Influence of the deGennes extrapolation parameter on the resistive state of a superconducting strip", *Physics Letters A*, vol. 382, pp. 215-219, January 2018. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.11.010>
- [10] F. R. Ladan, K. h. Harrabi, M. Rosticher, C. Villard, P. Mathieu, J. P. Maneval, "Current-temperature diagram of resistive states in long superconducting niobium filaments", *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 153, pp. 103-122, October 2008. Doi: [10.1007/s10909-008-9821-7](https://doi.org/10.1007/s10909-008-9821-7)
- [11] K. Harrabi, F. R. Ladan, Vu Dinh Lam, J. P. Maneval, J. F. Hamet, J.P. Villegier, R. W. Bland, "Current-temperature diagram of resistive states in long superconducting YBa₂Cu₃O₇ strips", *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 157(XXX), pp. 36-56, September 2009. Doi: [10.1007/s10909-009-9930-y](https://doi.org/10.1007/s10909-009-9930-y)
- [12] G. J. Dolan, L. D. Jackel, "Voltage measurements within the nonequilibrium region near phase-slip centers", *Physical Review Letters*, vol. 39(25), pp. 1628-1632, December 1977. Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.1628>
- [13] R. B. Laibowitz, A. N. Broers, J. T. C. Yeh, and J. M. Viggiano, "Josephson effect in Nb nanobridges", *Applied Physics Letters*, vol. 35, pp. 891-899, August 2008.
- [14] E. Sardella, P. N. Lisboa-Filho, C. C. S. Silva, L. R. E. Cabral and W. A. Ortiz, "Vortex-antivortex annihilation dynamics in a square mesoscopic superconducting cylinder", *Physical Review B*, vol. 80(012506), pp. 1-4, July 2009.
- [15] E. C. S. Duarte, E. Sardella, W. A. Ortiz, R. Zadorosny, "Dynamics and heat diffusion of Abrikosov's vortex-antivortex pairs during an annihilation process", *Journal of Physics Condensed Matter*, vol. 29(405605), pp. 1-9 July 2017.
- [16] E. C. S. Duarte, E. Sardella, W. A. Ortiz, R. Zadorosny, "Dynamics and heat diffusion of Abrikosov's vortex-antivortex pairs during an annihilation process" *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 29(40), pp. 1-16, September 2017.
- [17] G. Berdiyrov, K. Harrabi, F. Oktasendra, K. Gasmí, A. I. Mansour, J. P. Maneval, F. M. Peeters, "Dynamics of current-driven phase-slip centers in superconducting strips", *Physical Review B*, vol. 90(054506), pp. 1-7, August 2014. Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.054506>
- [18] G. Berdiyrov, K. Harrabi, J. P. Maneval, F. M. Peeters, "Effect of pinning on the response of superconducting strips to an external pulsed current", *Superconductor Science and Technology*, vol. 28(025004), pp. 1-8, December 2015. Doi: [10.1088/0953-2048/28/2/025004](https://doi.org/10.1088/0953-2048/28/2/025004)
- [19] G. R. Berdiyrov, X. H. Chao, F. M. Peeters, H. B. Wang, V. V. Moshchalkov, B. Y. Zhu "Magnetoresistance oscillations in superconducting strips: a Ginzburg-Landau study", *Physical Review B*, vol. 86(224504), pp. 1-8, December 2012. Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.224504>
- [20] J. Barba-Ortega, E. Sardella, J. A. Aguiar, "Superconducting boundary conditions for mesoscopic circular samples", *Superconductor Science and Technology*, vol. 24(015001), pp. 1-7, December 2010. Doi: [10.1088/0953-2048/24/1/015001](https://doi.org/10.1088/0953-2048/24/1/015001)
- [21] J. Barba-Ortega, E. Sardella, "Superconducting properties of a mesoscopic parallelepiped with anisotropic surface conditions", *Physics Letters A*, vol. 379(XXX), pp. 3130-3135, October 2015. Doi: [10.1016/j.physleta.2015.10.013](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2015.10.013)
- [22] J. Barba-Ortega, E. Sardella, J. A. Aguiar, E. H. Brandt, "Vortex state in a mesoscopic flat disk with rough surface", *Physica C*, vol. 479(XXX), pp. 49-52, February 2012. Doi: [10.1016/j.physc.2012.01.021](https://doi.org/10.1016/j.physc.2012.01.021)
- [23] Q. Du, M. D. Gunzburger, "A model for superconducting thin films having variable thickness", *Physica D*, vol. 69, no. XXX, pp. 215-231, December 1993.

- [24] L. Kramer, R. J. Watts-Tobin, “Theory of dissipative current-carrying states in superconducting filaments”, *Physical Review Letters*, vol. 40(XXX), pp. 1041-1044, April 1978.
- [25] R. J. Watts-Tobin, Y. Krähenbühl, L. Kramer “Nonequilibrium theory of dirty, current-carrying superconductors: phase-slip oscillators in narrow filaments near T_c ”, *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 45(69), pp. 459-501, January 1981.
- [26] M. Silaev, “Microscopic derivation of two-component Ginzburg-Landau model and conditions of its applicability in two-band systems”, *Physical Review B*, vol. 85(134514), pp. 1-8, April 2012. Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.134514>
- [27] D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters, M. Morelle, V. V. Moshchalkov, “Masking effect of heat dissipation on the current-voltage characteristics of a mesoscopic superconducting sample with leads”, *Physical Review B*, vol. 71(184502), pp. 1-8, May 2005. Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.184502>