

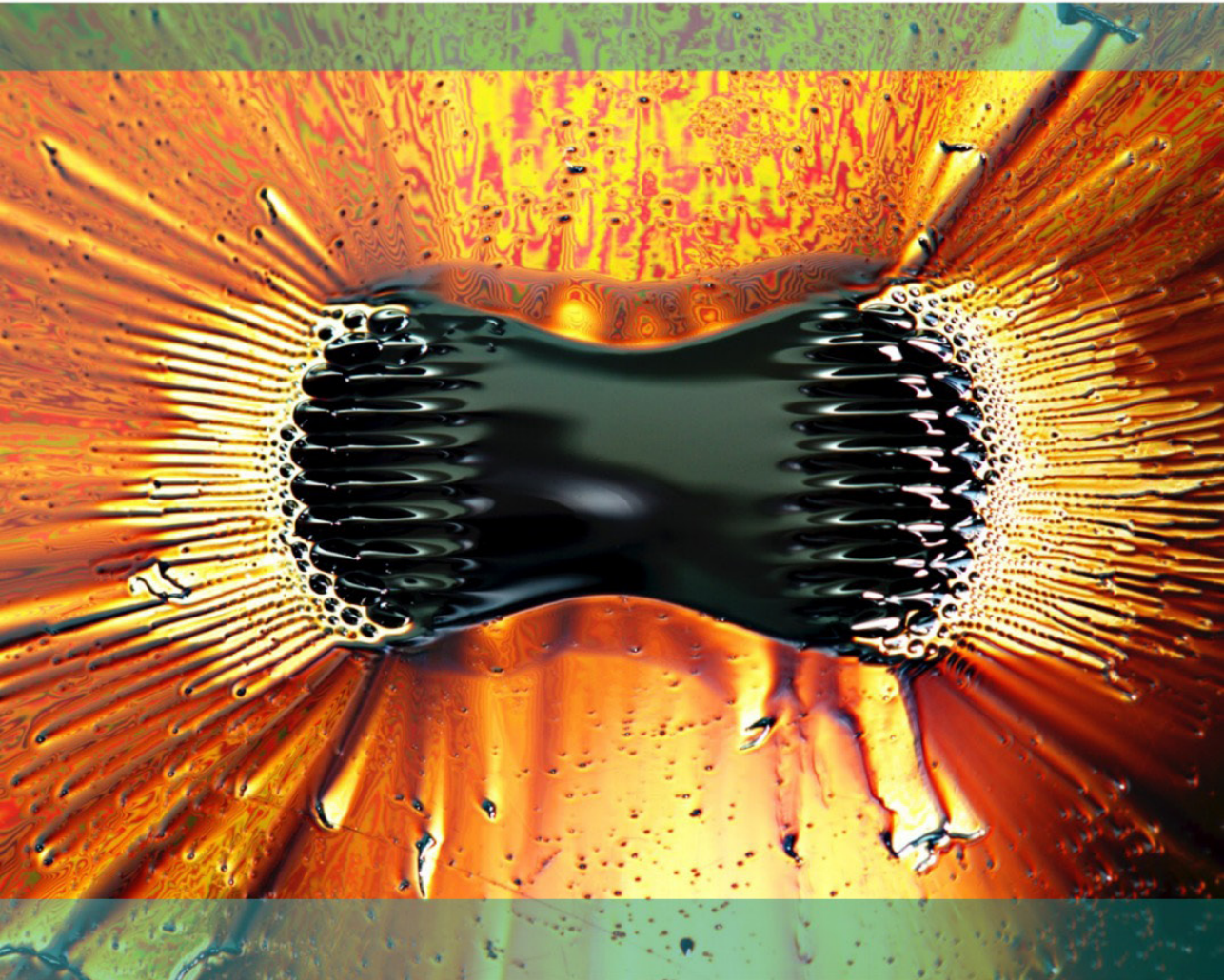


EDITORIAL
NAVEGANTE



ANÁLISIS DE LOS PRINCIPIOS FUNDAMENTALES DEL ELECTROMAGNETISMO Y SUS APLICACIONES EN SISTEMAS ELÉCTRICOS Y ELECTRÓNICOS

William Zacarías Ojeda Pereda



William Zacarías Ojeda Pereda

Correo: wojedap@unasam.edu.pe

Perfil: Licenciado en Física, Contador Público, Maestro en Ciencias Económicas, mención Finanzas, Doctor en Contabilidad, Maestro en Gestión y Calidad en Educación Superior.

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4228-4633>

Afiliación: Universidad Nacional Santiago Antúnez de Mayolo.

ANÁLISIS DE LOS PRINCIPIOS
FUNDAMENTALES DEL
ELECTROMAGNETISMO Y SUS APLICACIONES
EN SISTEMAS ELÉCTRICOS Y ELECTRÓNICOS

WILLIAM ZACARÍAS OJEDA PEREDA



EDITORIAL
NAVEGANTE

Todas nuestras publicaciones son sometidas a revisión doble-ciego de pares externos (*Peer Review Double Blinded*).

Esta publicación cuenta con licencia Creative Commons Reconocimiento - NoComercial - SinObraDerivada 3.0 Unported License.



ISBN: 978-628-7736-78-8

© William Zacarías Ojeda Pereda

2025

DOI: <https://doi.org/10.5281/zenodo.18603008>

©Editorial Navegante

www.editorialnavegante.com

Queda prohibida la reproducción bajo cualquier modalidad de toda o una parte de esta obra sin autorización expresa del titular de los derechos.

Diseño de carátula y composición: Editorial Navegante

Edición electrónica: Editorial Navegante

Editado en Colombia/ *Published in Colombia*

ANÁLISIS DE LOS PRINCIPIOS
FUNDAMENTALES DEL
ELECTROMAGNETISMO Y SUS APLICACIONES
EN SISTEMAS ELÉCTRICOS Y ELECTRÓNICOS

WILLIAM ZACARÍAS OJEDA PEREDA



EDITORIAL
NAVEGANTE

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN.....	8
-------------------	---

CAPÍTULO I

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE LAS INTERACCIONES DE CAMPO Y POTENCIAL	11
--	----

1.1. Modelado matemático de la electrostática.....	11
1.2. Dinámica de partículas y energía potencial	17
1.3. Propiedades dieléctricas y almacenamiento de energía	20
1.4. Magnetostática e inducción.....	23

CAPÍTULO II

METODOLOGÍA PARA EL ANÁLISIS DE REDES Y SISTEMAS DINÁMICOS	29
--	----

2.1. Caracterización de materiales conductores.....	29
2.2. Teoremas de redes para sistemas lineales	36
2.3. Respuesta transitoria y estado estacionario.....	43

CAPÍTULO III

ASPECTOS METODOLÓGICOS DE LA INVESTIGACIÓN	49
--	----

3.1. Diseño de la investigación	49
3.2. Metodología de análisis de redes complejas	55
3.3. Métodos de modelado matemático en física	60
3.4. Enfoque de modelado biofísico.....	64

CAPÍTULO IV

RESULTADOS, DISCUSIÓN Y RECOMENDACIONES.....	69
--	----

4.1. Resultados en la conversión y transmisión de energía	69
4.2. Discusión sobre aplicaciones biomédicas y diagnóstico	75
4.3. Hallazgos en tecnologías de información y seguridad.....	78
4.4. Conclusiones y Recomendaciones	81

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85
----------------------------------	----

INTRODUCCIÓN

Si contemplamos el arco histórico de la ingeniería con la suficiente perspectiva, el electromagnetismo se revela no como una rama más de la física, sino como el sistema nervioso de la modernidad. Lo que comenzó hace milenios como una curiosidad filosófica en las costas del Egeo — la atracción estática del ámbar frotado— ha mutado, a través de siglos de interrogación matemática y experimentación febril, en la fuerza invisible que sostiene desde la infraestructura energética global hasta la arquitectura microscópica de la vida digital. Esta transición, que nos llevó de la contemplación pasiva de la carga estática a la manipulación dinámica de la inducción descubierta por Faraday, no fue lineal; fue una ruptura ontológica que nos permitió dejar de observar la naturaleza para comenzar a dictarle nuestra voluntad tecnológica.

Sin embargo, en la enseñanza y práctica contemporánea, a menudo cometemos el pecado de la fragmentación: estudiamos los campos como entidades abstractas y los circuitos como diagramas ideales, olvidando que ambos son dialectos de una misma lengua física. La tesis central que articula esta obra es, precisamente, la reunificación operativa de estos mundos. Buscamos demostrar que las leyes de campo —ese "Maxwell implícito" que gobierna el espacio— no se desvanecen al entrar en un conductor, sino que se condensan en la teoría de circuitos concentrados. Es una amalgama necesaria, pues como sugieren las fronteras actuales de la investigación en almacenamiento magnético de alta densidad (Lantz et al., 2025), la ingeniería ya no puede permitirse el lujo de ignorar la física fundamental cuando diseña los soportes de nuestra memoria colectiva.

Bajo esta premisa integradora, el **Capítulo I** establece los cimientos fenomenológicos, diseccionando la naturaleza vectorial de las fuerzas y la transición hacia el concepto escalar de potencial, evitando la trampa de la simplificación excesiva. Es el "tablero de juego" donde las reglas son inmutables. Sobre esta base, el **Capítulo II** construye el puente hacia la ingeniería, traduciendo la física de materiales y campos en herramientas metodológicas para el análisis de redes, validando matemáticamente por qué y cuándo podemos confiar en la linealidad de nuestros modelos.

No obstante, la teoría sin procedimiento es estéril. Por ello, el **Capítulo III** se erige como el manual metodológico, detallando los algoritmos de resolución para redes complejas y, en un giro hacia la vanguardia científica, aplicando estos modelos eléctricos a sistemas biológicos; un enfoque que resuena con la visión contemporánea de fusionar biología y electrónica (Teo & Sarpeshkar, 2020) para decodificar los mecanismos de la vida. Finalmente, el **Capítulo IV** aterriza toda esta abstracción en la realidad tangible —y a menudo sucia— de la conversión de energía, el diagnóstico biomédico y la seguridad industrial.

Este libro no es, por tanto, un mero compendio de fórmulas; es una invitación a mirar el cable, el motor y la neurona con nuevos ojos —ojos que ven, detrás de cada voltaje y cada corriente, la danza incesante de los campos que mantienen unido nuestro universo tecnológico—. Es un viaje desde el ámbar hasta el bit: irreversible.

CAPÍTULO I

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DE LAS INTERACCIONES DE CAMPO Y POTENCIAL

1.1. Modelado matemático de la electrostática

Al adentrarnos en la arquitectura fundamental del electromagnetismo, nos enfrentamos—casi de inmediato— a una paradoja conceptual: la aparente simplicidad de la quietud. La electrostática, lejos de ser un mero preludio estático a la dinámica de corrientes, constituye el andamiaje geométrico sobre el que se sostiene toda la teoría de campos. No estamos hablando aquí de meras acumulaciones pasivas de carga; nos referimos a la tensión latente del espacio mismo. Para comprender la magnitud de estas interacciones, es imperativo despojarnos de la visión macroscópica y descender al nivel granular de la materia, allí donde la carga eléctrica no es un fluido continuo, sino una propiedad cuantizada, discreta y fundamentalmente contable.

Es en este dominio corpuscular donde la carga eléctrica total q de cualquier cuerpo observable se revela como un múltiplo entero de la carga elemental e , tal que $q=Ne$, donde N es un número entero. Esta

cuantización, aunque a menudo suavizada en los modelos de ingeniería mediante aproximaciones continuas, es la roca madre de la realidad física. Sin embargo, la interacción entre estas entidades discretas no ocurre en el vacío conceptual, sino que obedece a una ley de fuerza que combina la elegancia geométrica de la inversa del cuadrado con la direccionalidad vectorial. Tal como lo formaliza Ojeda Pereda (2025) en su análisis seminal de los principios fundamentales, la fuerza que una carga puntual q_1 ejerce sobre otra q_2 no es una simple atracción o repulsión escalar; es un vector, una flecha matemática que atraviesa el espacio:

$$F_{21} = K \frac{q_1 q_2}{|\vec{r}|^2} \hat{e}_r$$

Obsérvese con detenimiento la estructura de esta ecuación (Ojeda, 2025, p. 13). La presencia del vector unitario $\hat{e}_r$ no es decorativa; define la naturaleza radial de la interacción, una característica que, si bien parece trivial en el papel, conlleva implicaciones profundas sobre la simetría del universo eléctrico. Esta fuerza es conservativa, central y, crucialmente, obedece al principio de superposición lineal. Si no existiera esta linealidad, el cálculo de campos para sistemas complejos —desde una simple placa hasta las estructuras de aislamiento en alta tensión— sería una tarea computacionalmente imposible.

Ahora bien, el salto intelectual que debemos dar —y es aquí donde muchos tropiezan— consiste en transitar desde la discreción de la carga puntual (q) hacia la abstracción de las distribuciones continuas. En la ingeniería real, rara vez tratamos con electrones aislados flotando en la nada; nos enfrentamos a nubes de carga, superficies equipotenciales y volúmenes densamente poblados. Para modelar esto, debemos difuminar la granulosidad de N electrones y hablar en términos de densidades: lineal

(λ), superficial (σ) y volumétrica (ρ).

Este tránsito hacia lo continuo no es solo un truco matemático; es una necesidad operativa para el análisis de sistemas modernos. Consideremos, por ejemplo, el desafío que plantean las descargas electrohidrodinámicas en sistemas de aislamiento de gas. En investigaciones recientes sobre marcos numéricos avanzados para torres híbridas HVDC, Huber et al. (2025) demuestran que el modelado preciso de estas descargas requiere tratar la carga espacial no como puntos, sino como una distribución volumétrica continua (ρ), insertada en la ecuación de Poisson derivada de la ley de Gauss. Sus hallazgos, que validan experimentalmente campos estáticos con un error porcentual del 24% en amplitudes de corriente iónica, subrayan que la precisión del modelo vectorial depende críticamente de cómo definimos estas densidades en geometrías complejas. Si fallamos en la definición de ρ , el vector de campo resultante $\vec{E}$ será, inevitablemente, una ficción.

La complejidad se intensifica cuando abandonamos la simetría esférica o cilíndrica perfecta. En el ámbito de las pruebas no destructivas, la detección de defectos en materiales compuestos mediante sensores capacitivos coplanares exige un dominio absoluto del campo eléctrico en interfaces irregulares. Abdollahi et al. (2024), en su revisión del estado del arte, ilustran cómo las distorsiones del campo electrostático —generadas por distribuciones de carga superficial ñ en electrodos coplanares— actúan como huellas dactilares de grietas o vacíos en el material. Aquí, la Ley de Coulomb en su forma integral se vuelve farragosa, casi inmanejable analíticamente, obligándonos a recurrir a métodos numéricos (como el Método de los Elementos Finitos, FEM) que resuelven la interacción vectorial celda por celda. La lección es clara: la ecuación de Coulomb es la "semilla", pero en la selva de la ingeniería aplicada, necesitamos herramientas más potentes para gestionar la topología del campo.

Es precisamente en este punto de inflexión —donde la suma vectorial directa de fuerzas de Coulomb se vuelve impracticable— donde emerge la Ley de Gauss como una herramienta de una elegancia y potencia devastadoras. Mientras que Coulomb nos habla de la interacción directa "partícula a partícula", Gauss nos invita a mirar el "flujo" global. La idea de que el número total de líneas de campo eléctrico que atraviesan una superficie cerrada es proporcional únicamente a la carga encerrada en su interior, independientemente de la forma de dicha superficie, es quizás uno de los conceptos más profundos de la física clásica.

Ojeda Pereda (2025) encapsula este principio rector en una expresión que conecta la integral de superficie del campo con la fuente escalar de la carga:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0}$$

Esta ecuación (p. 37) no es meramente una fórmula para calcular campos en esferas o cilindros infinitos; es una declaración sobre la naturaleza del espacio y la divergencia del campo. Nos dice que el campo electrostático tiene fuentes y sumideros definidos (las cargas) y que no posee "remolinos" en condiciones estáticas (su rotacional es nulo). La utilidad de esta formulación integral se manifiesta con brutal claridad cuando analizamos materiales con microestructuras complejas. Tomemos el caso de las estructuras ferroeléctricas polidominio; Lobanov y Semenov (2023) aplican principios análogos a la ley de Gauss ($\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$) para modelar el comportamiento de histéresis en topologías tetragonales y romboédricas. Sus simulaciones, que manejan condiciones de salto en paredes de dominio para distribuciones de polarización continua, revelan que el comportamiento macroscópico del material (con una polarización remanente de 0.19 C/m^2) emerge de la estricta obediencia a estas leyes de flujo a nivel microscópico. Sin la Ley de Gauss como restricción fundamental, el modelado de estos materiales inteligentes colapsaría.

Pero no debemos caer en el error de pensar que la electrostática es una ciencia "resuelta" o carente de matices computacionales. La rigurosidad del análisis vectorial se pone a prueba en sistemas ópticos avanzados, como las redes de difracción basadas en cristales líquidos dispersos en polímeros (H-PDLC). Francés et al. (2020) nos muestran que, para analizar estas rejillas 3D, es necesario minimizar la energía libre del sistema —un proceso que implícitamente satisface las leyes electrostáticas— considerando la anisotropía de la permisividad ($\epsilon_{\parallel}=14$, $\epsilon_{\perp}=8.5$). Aunque su enfoque deriva hacia el potencial, la base física sigue siendo la distribución vectorial del campo $\vec{E}$ dictada por la geometría de las gotas de cristal líquido (elipsoides de 40-100 nm). Esto demuestra que el modelado matemático que comienza con Coulomb y culmina en Gauss es escalable: funciona desde las vastas torres de alta tensión descritas por Huber hasta la nanotecnología de cristales líquidos.

Por consiguiente, el modelado matemático de la electrostática debe entenderse como un edificio de dos pilares. El primero es el enfoque de "fuerza bruta" derivado de Coulomb: la suma vectorial $\vec{E} \int d\vec{E}$, ideal para configuraciones de baja simetría donde conocemos la distribución exacta de la carga (λ, σ, ρ) y necesitamos el campo en un punto específico. Es un método de integración directa, laborioso pero transparente. El segundo pilar es el enfoque de "flujo" de Gauss: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{s}$ una herramienta de simetría que nos permite "extraer" el campo de la integral cuando la geometría lo permite, o validar la consistencia de soluciones numéricas en volúmenes complejos.

La distinción crítica —y esto debe quedar grabado a fuego en la mente del lector— es que estas leyes describen el campo vectorial $\vec{E}$ en el vacío o en medios lineales isotrópicos simples. No estamos discutiendo aquí cómo el campo polariza la materia (eso requeriría introducir el vector Desplazamiento $\vec{D}$ y la susceptibilidad, temas de una discusión posterior), ni estamos calculando la energía almacenada en el sistema (lo cual nos llevaría al concepto de potencial V). Nos mantenemos, con rigor ascético, en el dominio de las fuerzas y los vectores de campo.

¿Por qué esta insistencia en la separación conceptual? Porque en la práctica de la ingeniería, la confusión entre la causa (la carga y su campo asociado) y el efecto energético (el potencial) suele conducir a errores de diseño. Al diseñar un sistema de aislamiento para gas, como sugieren Huber et al. (2025), el ingeniero debe preocuparse primero por la magnitud vectorial del campo $\vec{E}$ para evitar la ruptura dieléctrica. Si el vector campo supera la rigidez dieléctrica local, se produce la descarga, independientemente del potencial absoluto. El análisis vectorial es, por tanto, una herramienta de seguridad y viabilidad física.

En síntesis, el modelado matemático de la electrostática no es una reliquia histórica del siglo XIX; es una disciplina viva que respira a través de los algoritmos de elementos finitos y las simulaciones de dinámica de fluidos electro-cargados. Desde la formulación básica de Ojeda Pereda (2025) hasta las aplicaciones avanzadas en sensores capacitivos (Abdollahi et al., 2024), el hilo conductor es el mismo: la carga genera un campo, el campo es un vector, y el flujo de este vector conserva una simetría fundamental. Al dominar estas ecuaciones —no solo memorizarlas, sino comprender su geometría espacial—, nos capacitamos para predecir el comportamiento de lo invisible, controlando las fuerzas que mantienen unida la materia o que, si se liberan sin control, poseen la capacidad de destruirla.

El desafío, entonces, no reside en la complejidad de las integrales —pues las computadoras pueden resolverlas—, sino en la correcta plantación del problema físico: definir adecuadamente los límites de integración, las densidades de carga λ, σ, ρ y, sobre todo, las condiciones de frontera que dictan cómo se comporta el vector $\vec{E}$ en el espacio. Solo así transformamos la tinta de las ecuaciones de Coulomb y Gauss en soluciones de ingeniería tangibles.

1.2. Dinámica de partículas y energía potencial

En Hemos diseccionado ya la naturaleza vectorial del campo, esa flecha ineludible que señala la fuerza por unidad de carga. Pero ¿qué ocurre cuando decidimos movernos? Si nos aventuramos a desplazar una carga q desde un punto A hasta un punto B en presencia de este campo eléctrico $\vec{E}$, la física nos exige pagar un peaje energético; entramos en el dominio del trabajo. Aquí, la fuerza bruta del vector cede su protagonismo a una cantidad escalar, mucho más sutil pero igualmente implacable, que denominamos *potencial eléctrico*.

Imaginemos por un instante la trayectoria de esa carga. La fuerza eléctrica $F = q\vec{E}$ actúa sobre ella en cada punto del camino. Si una fuerza externa mueve la carga contra el campo, realiza un trabajo positivo; si es el campo quien empuja la carga, el sistema pierde energía potencial. La genialidad del electromagnetismo clásico reside en que esta fuerza es conservativa: el camino exacto que tomemos desde A hasta B es irrelevante para el balance final de energía. Ya sea que sigamos una línea recta o tracemos una espiral barroca por el espacio, el cambio en la energía potencial solo depende de los puntos inicial y final.

Esta independencia de la trayectoria es lo que nos permite definir el *Potencial Eléctrico* V como una función escalar de posición única. Tal como lo formaliza Ojeda Pereda (2025) en su análisis de los principios fundamentales, la diferencia de potencial entre dos puntos —o voltaje— no es otra cosa que el trabajo por unidad de carga necesario para mover dicha carga entre esos dos puntos, con un signo negativo que es crucial para la consistencia física:

$$V_B - V_A = - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

Esta ecuación (Ojeda Pereda, 2025, p. 45) es el puente dorado entre la dinámica de fuerzas y la termodinámica de la energía. Nos dice que el campo eléctrico $\vec{E}$ es, en esencia, la pendiente negativa del potencial ($E = -\nabla V$); el campo siempre "cae" hacia donde el potencial disminuye, arrastrando consigo a las cargas positivas (mientras que las negativas, rebeldes por naturaleza, escalan la pendiente hacia potenciales más altos).

Ahora bien, ¿cómo se manifiesta esta abstracción en la realidad física de los materiales modernos? No estamos hablando de cargas ideales en el vacío absoluto. En el estudio de fluidos complejos, por ejemplo, la dinámica de partículas cargadas se acopla a fenómenos térmicos y dieléctricos de una complejidad asombrosa. Almasi et al. (2022) exploran esta interacción en fluidos "leaky-dielectric" (dieléctricos con fugas), donde la fuerza eléctrica no solo mueve cargas libres, sino que genera inestabilidades electrohidrodinámicas. Su modelo, que utiliza un tensor de esfuerzos de Maxwell derivado directamente de la ley de Gauss, demuestra que el gradiente de potencial ($-\nabla V$) es el motor que impulsa flujos multifásicos con velocidades del orden de milímetros por segundo. Es fascinante observar cómo la energía potencial eléctrica se transmuta aquí en energía cinética de fluido y deformación de gotas, validando el principio de conservación en sistemas donde la permisividad varía abruptamente ($\epsilon_d = 1 \text{ F/m}$ vs $\epsilon_b = 0.5 \text{ F/m}$).

Pero volvamos a la partícula individual. Consideremos un electrón solitario liberado en un campo eléctrico uniforme. Su movimiento no es errático; es balístico. Al igual que una piedra que cae en un campo gravitatorio, el electrón "cae" hacia el potencial más alto, ganando velocidad. La relación energética es estricta: la pérdida de energía potencial eléctrica $q\Delta V$ se

convierte íntegramente en ganancia de energía cinética $\frac{1}{2}mv^2$. Esta conversión es tan fundamental que define nuestra unidad de energía en la escala atómica: el electron-volt (eV). Cuando un electrón atraviesa una diferencia de potencial de 1 voltio, adquiere exactamente

1.6×10^{-19} Julios de energía cinética.

Esta balística de electrones no es solo una curiosidad de laboratorio; subyace al funcionamiento de desde los viejos tubos de rayos catódicos hasta los modernos aceleradores de partículas y microscopios electrónicos. Sin embargo, en la materia condensada, esta "caída libre" se ve interrumpida por colisiones y efectos colectivos. En estructuras ferroeléctricas complejas, como las estudiadas por Lobanov y Semenov (2023), el movimiento de los dominios magnéticos y eléctricos se modela mediante una energía libre de Helmholtz que incorpora términos de acoplamiento piezoeléctrico y dieléctrico $((D-Pr)\beta^2(D-Pr))$. Aquí, el potencial V no solo acelera cargas libres, sino que reorienta estructuras cristalinas enteras, venciendo barreras de energía interna para establecer una polarización remanente ($Pr=0.19C/m^2$). La "dinámica" aquí es interna, estructural, pero gobernada por el mismo imperativo termodinámico: minimizar la energía total del sistema bajo la influencia del gradiente de potencial externo.

Incluso en sistemas ópticos avanzados, como las redes de difracción basadas en cristales líquidos (H-PDLC), la energía potencial dicta la configuración final. Francés et al. (2020) nos muestran que la orientación de las moléculas de cristal líquido —el "director"— responde al campo eléctrico ($E=-\nabla\Phi$) buscando minimizar un término de energía potencial electrostática ($-\frac{1}{2}\epsilon E E$). La competencia entre esta energía eléctrica y la energía elástica de anclaje ($W_0 \approx 10^6 J/m^2$) determina si el dispositivo será transparente u opaco. Es un ballet energético donde el voltaje es el coreógrafo.

Por tanto, entender la dinámica de partículas y la energía potencial implica ir más allá de la fórmula $V=Ed$. Implica visualizar el espacio como un paisaje de colinas y valles energéticos donde las cargas, ya sean electrones libres o iones atrapados en una red cristalina, buscan incansablemente su estado de mínima energía. El potencial V es el mapa de ese terreno; el campo $\vec{E}$ es la fuerza de la gravedad local que las empuja. Y en este juego, cada julio de trabajo cuenta.

1.3. Propiedades dieléctricas y almacenamiento de energía

Si el vacío es el escenario ideal para la electrostática pura, la materia es donde ocurre la verdadera magia tecnológica. Al introducir un material aislante —un dieléctrico— en un campo eléctrico, no bloqueamos el campo; lo transformamos. La materia no es inerte ante la presencia de $\vec{E}$; sus átomos y moléculas se estiran, se reorientan, responden. Se polarizan.

Este fenómeno de polarización es la clave del almacenamiento de energía. Imaginemos un capacitor de placas paralelas cargado. En el vacío, el campo es simplemente σ/ϵ_0 . Pero al insertar un dieléctrico, los dipolos eléctricos del material se alinean con el campo, creando un campo interno opuesto que debilita el campo original. Para mantener la misma diferencia de potencial, la fuente debe bombear más carga a las placas. El resultado: hemos aumentado la capacidad del dispositivo para almacenar carga y energía.

Ojeda Pereda (2025) formaliza esta capacidad de almacenamiento mediante la definición geométrica de la capacitancia, modificada por la presencia de la materia:

$$C=K\epsilon_0\frac{A}{d}=\epsilon\frac{A}{d}$$

Aquí, K (o ϵ_r) es la constante dieléctrica relativa, un número adimensional que nos dice cuántas veces es "mejor" el material que el vacío para almacenar energía electrostática. Pero K no es solo un número en una tabla; es la manifestación macroscópica de una danza microscópica compleja. Para describir correctamente este estado "polarizado" de la materia, la física nos obliga a introducir dos nuevos vectores que acompañan al campo eléctrico $\vec{E}$: el vector de Polarización $\vec{P}$ (el momento dipolar por unidad de volumen) y el vector de Desplazamiento Eléctrico $\vec{D}$

La relación constitutiva que une a estos tres vectores es fundamental (Ojeda Pereda, 2025, p. 72):

$$\vec{D}=\epsilon_0\vec{E}+\vec{P}$$

Esta ecuación nos dice que el desplazamiento eléctrico $\vec{D}$ depende solo de las cargas libres que nosotros colocamos en las placas, mientras que el campo eléctrico $\vec{E}$ es el resultado neto de esas cargas libres menos el apantallamiento producido por la polarización $\vec{P}$ del material.

La búsqueda de materiales con K alta y bajas pérdidas es el Santo Grial del almacenamiento de energía moderno. No nos conformamos con el papel o la mica de los experimentos clásicos. Hoy diseñamos "metadieléctricos". Lu et al. (2024) presentan un ejemplo asombroso: una estructura autoensamblada de HfO_2 incrustada en una matriz ferroeléctrica relaxor

($BaHf_{0.17}Ti_{0.83}O_3$). Este material no es un simple aislante pasivo; su nanoestructura bloquea los caminos de ruptura eléctrica (los "caminos tortuosos"), permitiéndole soportar campos brutales de hasta 12.4MV/cm. ¿El resultado? Una densidad de energía de 85J/cm³ con una eficiencia superior al 81%, estable incluso a temperaturas infernales de 400 °C. Aquí, la polarización (P) se controla a nivel atómico para minimizar la histéresis (pérdida de energía) mientras se maximiza el desplazamiento (D).

Pero la innovación no se detiene en la composición química; la arquitectura también importa. Feng et al. (2021) nos revelan el poder de las estructuras multicapa. Al alternar capas de diferentes materiales (como BaTiO₃ y SrTiO₃), se explota la polarización interfacial (efecto Maxwell-Wagner). Las cargas se acumulan en las interfaces entre capas debido a las diferencias en conductividad y permisividad, actuando como condensadores internos microscópicos que disparan la constante dieléctrica efectiva hasta valores de ~3800. En estas superredes, la densidad de energía alcanza 52.4J/cm₃ con campos de ruptura de 472MV/m. Es la ingeniería de la discontinuidad: usar las fronteras entre materiales para atrapar más energía de la que cualquiera de los materiales podría contener por sí solo.

Incluso en fluidos, la constante dieléctrica juega un papel dinámico. Almasi et al. (2022) muestran cómo las diferencias de permisividad en flujos multifásicos (donde $K=\epsilon_d/\epsilon_b$ varía) generan fuerzas de polarización que pueden estabilizar o desestabilizar la interfaz entre líquidos. Y en el mundo de los cristales líquidos estudiado por Francés et al. (2020), la permisividad no es ni siquiera un escalar constante; es un tensor anisotrópico ($\epsilon_{||}=14$ vs $\epsilon_{\perp}=8.5$). La capacidad del material para almacenar energía depende de la dirección en la que apliquemos el campo, una propiedad crucial para dispositivos ópticos conmutables.

Por consiguiente, el estudio de las propiedades dieléctricas y el almacenamiento de energía no es una mera catalogación de constantes K. Es el análisis de cómo la materia responde al estrés eléctrico. El vector P encapsula la rigidez elástica de las nubes electrónicas y la reorientación

de los dominios moleculares. El vector $\vec{D}$ nos habla de la carga libre que controlamos. Y la capacitancia C es la medida final de nuestra habilidad para empaquetar energía potencial en el espacio geométrico (Ad) disponible.

Desde los capacitores ferroeléctricos modelados por Lobanov y Semenov (2023), con sus complejos ciclos de histéresis, hasta los supercapacitores de alta temperatura de Lu et al. (2024), el principio físico es inmutable: almacenar trabajo eléctrico mediante la separación de carga y la polarización del medio. La diferencia radica en la sofisticación con la que manipulamos ϵ y la geometría para exprimir hasta el último julio de energía posible antes de la ruptura dieléctrica. En este dominio, la física de materiales y la teoría de campos se fusionan: diseñamos el material para moldear el campo, y usamos el campo para interrogar al material. Es una simbiosis tecnológica perfecta.

1.4. Magnetostática e inducción

Hasta este punto, nuestra discusión ha gravitado en torno a la carga eléctrica como una entidad estática o, a lo sumo, desplazada por un gradiente de potencial. Sin embargo, el universo físico revela su verdadera complejidad cuando la carga se pone en marcha. La corriente eléctrica, ese flujo ordenado de portadores que hemos tratado casi como una abstracción escalar en los capítulos precedentes, engendra una deformación en el espacio circundante que trasciende la simple interacción de Coulomb. Entramos aquí en el dominio del campo magnético $\vec{B}$ una entidad vectorial que no nace de la carga en reposo, sino de la carga en movimiento.

La génesis de este campo se describe mediante dos pilares fundamentales: la Ley de Biot-Savart y la Ley de Ampère. Mientras que Biot-Savart nos ofrece una solución de fuerza bruta para calcular el campo $\vec{B}$ generado por un elemento de corriente diferencial $I d\vec{l}$ en cualquier punto del espacio, la Ley de Ampère nos regala una herramienta de simetría elegante. Ojeda Pereda (2025) encapsula esta relación integral en una expresión que

conecta la circulación del campo magnético a lo largo de una trayectoria cerrada con la corriente neta que atraviesa la superficie delimitada por dicha trayectoria:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I$$

Esta ecuación (p. 155) no es meramente una herramienta de cálculo para solenoides infinitos o toroides perfectos; es una declaración sobre la topología del campo magnético. Nos dice que, a diferencia del campo electrostático conservativo (cuya circulación es nula), el campo magnético es rotacional. Las líneas de campo no nacen ni mueren en "cargas magnéticas" aisladas —la búsqueda del monopolo magnético sigue siendo, hasta hoy, infructuosa—; en su lugar, se cierran sobre sí mismas, abrazando a la corriente que las engendró.

Pero la existencia del campo B sería una curiosidad matemática si no fuera por su capacidad para ejercer fuerza sobre la materia. Aquí es donde la Fuerza de Lorentz entra en escena, actuando no sobre la masa o la carga estática, sino sobre la velocidad. Una partícula cargada q que se mueve con velocidad v en presencia de un campo magnético B experimenta una fuerza perpendicular tanto a su velocidad como al campo (Ojeda Pereda, 2025, p. 146):

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$$

La naturaleza vectorial de este producto cruz ($\times$) tiene implicaciones profundas. Significa que el campo magnético, por sí solo, no puede realizar trabajo sobre la partícula, ya que la fuerza es siempre ortogonal al desplazamiento. Su función es curvar la trayectoria, confinar el plasma, o desviar el haz de electrones en un tubo de rayos catódicos. Sin embargo, cuando pasamos de la partícula aislada al conductor macroscópico, esta fuerza microscópica se traduce en un empuje tangible sobre el cable entero ($F = IL \times B$), el principio motor que mueve nuestra civilización industrial.

No obstante, la magnetostática —el estudio de corrientes constantes y campos fijos— es solo el primer acto de la obra. La verdadera revolución conceptual, aquella que unificó la electricidad y el magnetismo en una sola entidad dinámica, surgió de la mente de Michael Faraday. Su intuición fue tan simple como radical: si una corriente eléctrica puede generar un campo magnético, ¿no debería un campo magnético ser capaz de generar una corriente? La respuesta, como descubrió Faraday (y Henry de forma independiente), es afirmativa, pero con una condición crítica: el cambio. Un campo magnético estático es estéril en términos de inducción; solo la variación temporal del flujo magnético Φ_m tiene el poder de engendrar una fuerza electromotriz (fem).

Esta relación causal se formaliza en la Ley de Inducción de Faraday-Lenz, una de las ecuaciones más potentes de la física clásica (Ojeda Pereda, 2025, p. 166):

$$\varepsilon = -N \frac{d\Phi_m}{dt}$$

El signo negativo en esta expresión no es un detalle algebraico menor; es la manifestación matemática de la Ley de Lenz, que a su vez es una consecuencia directa del principio de conservación de la energía. Nos dice que la corriente inducida siempre fluirá en una dirección tal que su propio campo magnético se oponga al cambio de flujo que la produjo. Es la inercia del sistema electromagnético, una resistencia fundamental al cambio que impide la creación de energía gratuita.

Sin embargo, la interpretación física de esta ley sigue siendo objeto de un debate fascinante y sutil en la literatura contemporánea. ¿Es el cambio de flujo la "causa" y la fem el "efecto", o estamos ante una simplificación pedagógica de un proceso más profundo? Kinsler (2020) desafía la visión convencional mediante un análisis riguroso de la causalidad. Argumenta que, en el modelo matemático estándar ($V = -\partial_t \Phi$), tratamos a la fem (V) como el efecto instantáneo de una variación temporal del flujo, lo cual podría violar los principios relativistas si no se tiene cuidado. Propone, en cambio, un modelo basado en la ecuación de Maxwell-Ampère ($\partial_t V = c^2 \partial_z^2 \Phi$), donde la inducción se valida experimentalmente mediante gradientes espaciales del flujo magnético. Esto sugiere que la fem no es simplemente "generada" por el cambio de flujo global, sino que emerge de interacciones locales propagadas a la velocidad de la luz, vinculando la causalidad con las corrientes inducidas por fuerzas de Lorentz ($V_L = \oint (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{l}$).

Esta distinción entre la "regla del flujo" (corte de líneas de campo) y la fuerza de Lorentz se vuelve crítica cuando analizamos dispositivos donde la geometría del circuito cambia o se mueve. Härtel (2021) nos lleva al límite de nuestra comprensión con sus mediciones en el disco de Faraday homopolar. Si bien sus resultados validan la dependencia lineal de la tensión inducida con la velocidad rotacional (confirmando la ley de Faraday en su forma macroscópica), sus experimentos revelan anomalías inquietantes: tensiones inducidas que dependen de la posición del contacto deslizante y de la distancia al imán, incluso cuando el imán rota solidariamente con el disco. Estos hallazgos cuestionan la universalidad de la ley del flujo ($\mathcal{E} = -$

$d\Phi/dt$) como explicación única y sugieren que la interacción fundamental entre los electrones de conducción y las cargas magnéticas —modelada quizás mejor por la ley de Weber con términos de velocidad y aceleración (v^2/c^2 , a/c^2)— ofrece una descripción más robusta que el simple "corte de líneas".

¿Qué significa esto para el ingeniero o el físico aplicado? Significa que la ecuación $\mathcal{E} = -N d\Phi_m/dt$ es una herramienta poderosa y casi universalmente válida para transformadores y bobinas fijas, pero debemos usarla con precaución conceptual en sistemas con partes móviles complejas o geometrías no convencionales. La inducción no es magia; es la manifestación de campos eléctricos no conservativos ($\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \neq 0$) generados por campos magnéticos variables ($\partial \mathbf{B} / \partial t$) o por el movimiento relativo de conductores en campos estáticos (fuerza motriz).

Por consiguiente, al estudiar la magnetostática y la inducción, no estamos simplemente catalogando fórmulas para calcular torques en motores o voltajes en generadores (aplicaciones que reservaremos estrictamente para discusiones posteriores). Estamos desentrañando la estructura del espacio-tiempo electromagnético. Estamos aprendiendo que la electricidad y el magnetismo no son entidades separadas, sino dos caras de una misma moneda que se revelan según nuestro estado de movimiento relativo. La Ley de Ampère nos enseña cómo la corriente curva el espacio magnético; la Ley de Faraday nos muestra cómo el tiempo magnético se convierte en fuerza eléctrica. Y en el centro de todo, la fuerza de Lorentz actúa como el árbitro que dicta cómo la materia cargada debe bailar al ritmo de estos campos invisibles. Entender esto es comprender el corazón palpitante de la tecnología moderna

CAPÍTULO II

METODOLOGÍA PARA EL ANÁLISIS DE REDES Y SISTEMAS DINÁMICOS

2.1. Caracterización de materiales conductores

Adentrarse en la naturaleza íntima de la conducción eléctrica exige, casi por necesidad ontológica, abandonar la comodidad de las abstracciones macroscópicas para descender al caos estocástico del nivel microscópico. No basta con asumir que la corriente fluye; debemos interrogarnos sobre la angustia cinética que experimenta el portador de carga al atravesar la red cristalina. Es aquí, en este teatro de colisiones y derivas, donde la física de materiales deja de ser una tabla de constantes para convertirse en una narrativa de interacciones fundamentales. La corriente eléctrica, lejos de ser un fluido continuo y plácido —como a veces sugiere la hidráulica pedagógica—, es la manifestación estadística de millones de eventos discretos, gobernados por una magnitud vectorial que define la verdadera intensidad del fenómeno: la densidad de corriente (J).

Si aceptamos que la materia no es un continuo, sino una arquitectura de vacíos y potenciales, la densidad de corriente se erige como el parámetro crítico que normaliza el flujo de carga por unidad de área transversal. A nivel microscópico, este vector no es otra cosa que el producto de la densidad de portadores (n), la carga elemental (q) y, crucialmente, la velocidad de deriva (v_d). Es fascinante observar cómo esta velocidad de deriva —a menudo contraintuitiva por su magnitud relativamente baja en metales convencionales— puede alcanzar regímenes sorprendentes en materiales semiconductores avanzados. Por ejemplo, en estructuras de barrera Schottky basadas en fosfuro de galio (GaP) nanoestructurado, la dinámica de los portadores se ve radicalmente alterada por el confinamiento cuántico y la calidad de la interfaz; Rud et al. (2023) han documentado velocidades de deriva que rozan los 107 cm/s bajo condiciones de iluminación específicas, generando densidades de corriente que pueden escalar hasta los 104 A/cm². Estas cifras (que desafían la intuición clásica) nos obligan a reconsiderar la "lentitud" del electrón y a visualizar la conducción como una respuesta frenética ante campos eléctricos intensos en dimensiones reducidas.

Sin embargo, esta movilidad no es gratuita. El portador de carga, en su tránsito, negocia constantemente su avance con la estructura que lo contiene. De esta negociación surge la resistencia. Cuando elevamos la mirada desde el evento atómico hacia la geometría del conductor, la suma de estas interacciones microscópicas cristaliza en lo que Ojeda Pereda (2025) describe formalmente como la Ley de Poulliet:

$$R = \rho \frac{L}{A}$$

Esta relación, de una elegancia engañosa, encapsula la geometría (L/A) y la intrínseca "fricción" del material, codificada en la resistividad (ρ). Pero, ¿qué es ρ realmente? No es un número estático, sino una función compleja del estado termodinámico del material. La resistividad es, en esencia, la medida de la dispersión; es el eco de los choques del electrón contra las imperfecciones de la red y, más importante aún, contra las vibraciones térmicas de los propios átomos (fonones). Aquí es donde la caracterización de materiales conductores se torna un estudio de la temperatura.

La dependencia térmica de la resistividad, modelada clásicamente como $\rho_T = \rho_0(1 + \alpha \Delta T)$, sugiere una linealidad que, si bien útil para la ingeniería cotidiana, esconde matices profundos sobre la física del estado sólido. El coeficiente de temperatura (α) actúa como el delator del mecanismo de dispersión dominante. En materiales compuestos avanzados, como los polvos de LiFePO_4 protegidos por composites de grafito-grafeno —esenciales para la nueva generación de almacenamiento de energía—, la resistividad a temperatura ambiente ($\alpha \approx 100 \text{ } \Omega \text{ cm}$) exhibe un comportamiento térmico gobernado por un coeficiente $\alpha \approx 0.0025 \text{ K}^{-1}$ (Agafonov et al., 2023). Este valor positivo confirma que, incluso en estas estructuras complejas de fase homogénea, la dispersión fonónica sigue dictando el aumento de la resistencia con la temperatura: a mayor agitación térmica de la red, mayor es la probabilidad de colisión para el portador, y por ende, mayor la resistividad (una variación del 15% entre 293 K y 373 K que no puede ser ignorada en el diseño de baterías).

No obstante, la naturaleza —siempre reacia a las simplificaciones absolutas— nos presenta escenarios donde esta lógica se invierte o se complejiza. Consideremos el caso del grafito poligranular sintético. Paraskevoulakos et al. (2023) nos revelan un fenómeno que desafía la intuición formada en los metales puros: al calentar grafito de diferentes grados de porosidad desde temperatura ambiente hasta 700 °C, la resistividad eléctrica disminuye. Para un grafito de grado A, la resistividad cae de $13.7 \text{ } \mu\Omega\text{m}$ a $10.9 \text{ } \mu\Omega\text{m}$, una reducción de casi el 20%. ¿Qué subyace a esta anomalía? La respuesta reside en la estructura de bandas y la mecánica

cuántica: la excitación térmica en el grafito genera nuevos portadores de carga (aumentando n) a una tasa que supera el incremento en la dispersión por vibraciones de red. Es un pulso entre la generación de portadores y su frenado, donde, en este rango térmico, gana la generación. Así, la ecuación clásica $\rho T = \rho_0(1 + \alpha \Delta T)$ debe interpretarse con cautela, pues α puede tornarse negativo, convirtiendo al calor no en un enemigo de la conducción, sino en un aliado circunstancial.

Si descendemos al extremo opuesto del termómetro, hacia el cero absoluto, la física de la resistividad revela una belleza matemática distinta, alejándose de la linealidad para abrazar potencias superiores. En el régimen de bajas temperaturas, la interacción electrón-fonón se desvanece, dejando al descubierto otros mecanismos de dispersión más sutiles. Palenskis (2024) ofrece una perspectiva renovada sobre este dominio, proponiendo que la resistividad en metales nobles sigue una ley cuadrática:

$$\rho(T) = \rho_0 + AT^2$$

Este término cuadrático (AT^2) no es trivial. Para el cobre, el coeficiente A se ha determinado en $1.2 \times 10^{-12} \, \Omega \, \text{cm} \, \text{K}^{-2}$, mientras que para la plata asciende a $1.5 \times 10^{-12} \, \Omega \, \text{cm} \, \text{K}^{-2}$ (Palenskis, 2024). Lo revolucionario de este análisis es la atribución de este comportamiento no a la tradicional dispersión electrón-electrón —que a menudo se descarta por débil—, sino a la dispersión de electrones libres por defectos electrónicos dinámicos (iones débilmente apantallados), cuya densidad efectiva escala con la temperatura. Esto implica que, en el frío profundo, la "pureza" del material (ρ_0 , la resistividad residual) es el límite duro, pero cualquier incremento térmico despierta interacciones que escalan con el cuadrado de la temperatura, una firma distintiva de la física de metales que la aproximación lineal de α simplemente ignora.

Ahora bien, si la resistividad es la medida de la fricción interna del material, ¿existe un límite donde esta fricción desaparezca por completo? La superconductividad emerge en este discurso no solo como una curiosidad criogénica, sino como el límite ideal de la conductividad ($\rho \rightarrow 0$). Es el estado donde el material deja de comportarse como un resistor para convertirse en un conductor perfecto. Sin embargo, alcanzar este nirvana electrónico es una batalla contra la entropía y la estructura atómica. En el estudio de semiconductores como el GaP, Rud et al. (2023) discuten los límites teóricos para transiciones superconductoras, señalando que, aunque deseable, la física de estos materiales impone barreras energéticas que invalidan el comportamiento óhmico clásico antes de permitir la formación de pares de Cooper a temperaturas accesibles. Similarmente, Agafonov et al. (2023) exploran la posibilidad de superconductividad en grafeno dopado dentro de matrices compuestas, encontrando que las temperaturas críticas teóricas permanecen por debajo de 10 K, confinadas aún a regímenes donde la aplicación práctica masiva es quimérica.

La caracterización de un conductor, por tanto, no es simplemente asignar un valor a ρ en una tabla. Es comprender la batalla microscópica entre la velocidad de deriva ($v_d \approx 5 \times 10^5$ cm/s en cátodos de LiFePO₄, según Agafonov et al., 2023) y la dispersión térmica. Es reconocer que la conductividad (σ) de un material como el GaP nanoestructurado ($\sigma \approx 2$ S/cm) es el resultado de un delicado equilibrio entre dopaje y temperatura (Rud et al., 2023). Es aceptar que la Ley de Ohm es una verdad macroscópica que se desmorona en las interfaces cuánticas y en los extremos térmicos.

Al integrar estos conceptos, construimos una visión de la materia conductora que es dinámica y sensible. La ecuación de Ojeda Pereda ($R = \rho L/A$) se mantiene como el pilar estructural para el ingeniero, la herramienta de diseño ineludible. Pero para el físico y el investigador, esa ρ es una ventana a la complejidad atómica: una variable que respira con la temperatura, que cambia con la porosidad del grafito (Paraskevoulakos et al., 2023), que obedece leyes cuadráticas en el frío profundo del oro y el platino (Palenskis, 2024), y que sueña con el cero absoluto de la

superconductividad. En este capítulo, hemos transitado desde el vector microscópico $\mathbf{J}$ hasta el escalar macroscópico R , demostrando que la caracterización de materiales es, en última instancia, el estudio de cómo la energía logra (o falla en) abrirse camino a través de la materia.

La comprensión profunda de ρ y su dependencia térmica (α o coeficientes cuadráticos A) es lo que permite discriminar entre un material apto para una línea de transmisión de alta eficiencia y uno destinado a ser un sensor térmico o un elemento calefactor. No es solo una cuestión de "cuánto conduce", sino de "cómo cambia su conducción" ante las vicisitudes del entorno. El cobre que conduce la electricidad en nuestros hogares lo hace bajo las reglas cuadráticas descritas por Palenskis (2024) en invierno y bajo la aproximación lineal en verano; el grafito en nuestros electrodos industriales mejora su desempeño al calentarse, desafiando la norma metálica (Paraskevoulakos et al., 2023). Esta riqueza fenomenológica es la que define la verdadera caracterización de los materiales conductores en la ingeniería moderna.

Retomando la estructura cristalina, es imperativo notar cómo la "calidad" del cristal dicta el límite superior de la conductividad. En el trabajo de Rud et al. (2023), la resistividad medida de $0.5 \, \Omega \, \text{cm}$ para el GaP dopado no es accidental; es la consecuencia directa de la dispersión de portadores en una red que, aunque ordenada, vibra. La temperatura actúa como un agente del caos, introduciendo fonones que desvían la trayectoria balística de los electrones, reduciendo su camino libre medio y, consecuentemente, su velocidad de deriva promedio bajo un campo eléctrico dado. Este mecanismo es universal en metales y semiconductores extrínsecos (en su rango de saturación), y es la razón física detrás del signo positivo de α en la mayoría de los conductores comerciales ($\alpha \approx 0.004 \, \text{K}^{-1}$ para GaP).

Por otro lado, la porosidad introduce una variable geométrica a nivel microscópico que altera la resistividad efectiva. Como demuestran Paraskevoulakos et al. (2023), un grafito con grano más fino (Grado D, $0.01 \, \text{mm}$) presenta una resistividad basal menor ($10.0 \, \mu\Omega\text{m}$) que uno de

grano grueso (Grado A, $13.7 \mu\Omega\text{m}$), debido a la mayor densidad y mejor conectividad eléctrica entre los dominios cristalinos. Sin embargo, la respuesta térmica de ambos sigue la misma tendencia decreciente anómala, lo que sugiere que el mecanismo intrínseco de generación térmica de portadores predomina sobre la dispersión geométrica de los bordes de grano a altas temperaturas. Esto nos enseña que la caracterización material debe considerar tanto la química (estructura de bandas) como la morfología (grano y porosidad).

Finalmente, es crucial posicionar la superconductividad no como una "excepción mágica", sino como el estado base coherente de la materia fermiónica cuando se elimina el ruido térmico. Aunque Agafonov et al. (2023) y Rud et al. (2023) señalan que materiales como el LiFePO_4 o el GaP están lejos de ser superconductores prácticos (invalidando la ley de Ohm solo en regímenes cuánticos muy específicos o interfaces), el estudio de sus límites conductivos nos ayuda a entender qué hace falta para lograr ese estado ideal. La resistencia cero es la ausencia de dispersión, la fluidez perfecta del condensado de Bose-Einstein de pares de electrones. Mientras no alcancemos ese estado a temperatura ambiente, dependemos de la gestión precisa de ρ , α y la geometría L/A para domar el flujo de electrones.

En conclusión —si es que puede haber conclusión en una ciencia tan viva—, la caracterización de materiales conductores es el arte de predecir cómo la red atómica resistirá el flujo de carga. Desde la densidad de corriente J en un semiconductor iluminado hasta la resistividad cuadrática de la plata criogénica, cada material cuenta una historia diferente de interacción y energía. La Ley de Poulliet ($R=\rho L/A$) proporcionada por Ojeda Pereda (2025) es el marco donde colgamos estos retratos físicos, permitiéndonos diseñar desde microchips hasta redes de alta tensión con la certeza de que, aunque el electrón sea invisible, su comportamiento es predecible, medible y, sobre todo, gobernable mediante las leyes de la física de materiales.

2.2. Teoremas de redes para sistemas lineales

Abordar la arquitectura de los sistemas eléctricos lineales implica, casi de manera ineludible, enfrentarse a una paradoja fundamental de la ingeniería: la necesidad de comprender la totalidad a través de la reducción de sus partes. No es simplemente una cuestión de economía cognitiva —aunque simplificar ayuda, sin duda—, sino una exigencia epistemológica profunda sobre cómo interactúan las fuentes de energía con los elementos pasivos en un universo regido por la linealidad. Es precisamente en este punto donde los teoremas de redes dejan de ser meros trucos aritméticos para convertirse en pilares ontológicos del análisis de circuitos. Si aceptamos que una red compleja es, en esencia, una "caja negra" que se comunica con el exterior a través de un par de terminales, entonces debemos admitir la existencia de una equivalencia funcional que trasciende la topología interna.

Esta premisa nos lleva directamente al corazón de la teoría: la linealidad. Como bien articula Ojeda Pereda (2025) en su análisis de los fundamentos, la validez de cualquier teorema de reducción descansa sobre la capacidad del sistema para obedecer el principio de superposición. Sin esta propiedad —que dicta que la respuesta a una suma de estímulos es idéntica a la suma de las respuestas individuales—, todo el edificio teórico se desmorona. La linealidad no es negociable; es el suelo firme sobre el que caminamos. En este contexto, el Teorema de Thévenin emerge no como una herramienta de cálculo (eso sería trivializarlo), sino como una declaración sobre la naturaleza de las fuentes de energía reales. Léon Charles Thévenin, y posteriormente Edward Norton en su dualidad, no inventaron circuitos; descubrieron que cualquier red bilateral lineal de corriente continua (o alterna en estado estacionario), por intrincada que sea su configuración interna de mallas y nodos, se comporta hacia el exterior como una entidad singular y predecible.

Definamos, pues, con el rigor que la academia exige, la esencia del Teorema de Thévenin. Este postulado establece que cualquier red de dos terminales compuesta por resistencias lineales y fuentes independientes (o dependientes, siempre que mantengan la linealidad) puede ser sustituida, a efectos de cualquier carga externa, por un circuito equivalente serie. Este circuito consta de dos elementos únicos: una fuente de voltaje ideal (V_{Th}) y una resistencia serie (R_{Th}). Ahora bien, la sutileza radica en la definición conceptual de estos parámetros, más allá de su obtención numérica. El voltaje de Thévenin (V_{Th}) no es un valor arbitrario; representa el potencial de circuito abierto, la "tensión en vacío" que la red es capaz de sostener cuando se le libera de cualquier carga externa. Es la energía potencial pura del sistema disponible en sus fronteras. Por otro lado, la resistencia de Thévenin (R_{Th}) —a veces llamada impedancia de salida en contextos de CA— encapsula la oposición interna total que la red presenta al flujo de corriente desde la perspectiva de la carga.

Es imperativo notar —y aquí hago una pausa para enfatizar este matiz— que esta equivalencia es válida *única y exclusivamente* para los efectos en los terminales. Lo que ocurre dentro de la "caja negra" original en términos de disipación de potencia o distribución de corrientes internas se pierde irreversiblemente en la traducción al modelo equivalente. Ojeda Pereda (2025) subraya acertadamente que este modelo es una herramienta de interfaz; nos dice cómo la red *trata* a lo externo, no cómo la red es internamente.

En una danza de simetría matemática perfecta, el Teorema de Norton se presenta como el dual exacto de Thévenin. Si Thévenin prefiere la tensión, Norton abraza la corriente. Formalmente, este teorema postula que la misma red lineal bilateral puede ser representada por una fuente de corriente ideal (I_N) conectada en paralelo con una conductancia (o resistencia) equivalente (R_N). Aquí, la corriente de Norton (I_N) corresponde a la corriente de cortocircuito que fluiría entre los terminales si estos fueran unidos por un conductor ideal. La resistencia R_N , por una necesidad de coherencia física ineludible, es idéntica en magnitud a R_{Th} . Esta dualidad

($V=IR$) no es accidental; es la manifestación de la interconvertibilidad de las fuentes en sistemas lineales.

Sin embargo, la belleza de estos teoremas teóricos se ve amenazada cuando abandonamos el idealismo del papel y nos adentramos en las condiciones de borde matemáticas que rigen su existencia. No basta con dibujar una caja y asumir que tiene un equivalente. Hongyang (2011), en una discusión crítica sobre la fundamentación de estos teoremas, nos alerta sobre las fronteras de su aplicabilidad. El autor demuestra que la validez de Thévenin y Norton está intrínsecamente ligada a la naturaleza bilateral de los componentes. Un componente bilateral es aquel que conduce la corriente de igual manera en ambas direcciones; una resistencia común lo es, pero un diodo o un transistor —en ciertos regímenes— no lo son. Si la red contiene elementos no bilaterales o no lineales que no han sido linealizados en un punto de operación (pequeña señal), la equivalencia falla estrepitosamente.

Consideremos, por ejemplo, el caso del memristor —ese cuarto elemento fundamental que ha revolucionado la teoría de circuitos en la última década—. Hongyang (2011) argumenta con contundencia que Thévenin no es aplicable directamente en sistemas que integran memristores sin una adaptación previa rigurosa. ¿La razón? La no linealidad inherente y la memoria histéretica del dispositivo violan el principio de superposición en el dominio temporal inmediato. Si intentáramos forzar un equivalente de Thévenin en una red con memristores activos sin las correcciones matemáticas pertinentes, estaríamos cometiendo un error conceptual grave, no solo un error de cálculo. Los estudios sugieren que ignorar estas condiciones de no linealidad o falta de bilateralidad puede inducir errores de magnitud superior al 20% en la predicción del comportamiento del circuito (Hongyang, 2011), lo cual es inaceptable en cualquier diseño de ingeniería de precisión.

Profundizando aún más en la rigurosidad matemática, Staniloiu et al. (2022) nos invitan a contemplar los escenarios donde la matemática misma del circuito se vuelve singular. Existen configuraciones teóricas, conocidas como sistemas degenerados, donde los teoremas colapsan. Un ejemplo fascinante es la presencia de un "nullator" (un elemento teórico de dos puertos donde tanto el voltaje como la corriente son cero). Staniloiu demuestra que, en redes que contienen tales patologías o características degeneradas, la unicidad de la solución para el voltaje de circuito abierto (V_{AB}) o la corriente de cortocircuito (I_{AB}) se pierde. Si la solución no es única, o si tiende al infinito, el concepto de "equivalente" carece de sentido. ¿Cómo podríamos definir un V_{Th} si la red no permite un estado estable de circuito abierto?

Además, la presencia de fuentes controladas (dependientes) introduce una capa de complejidad que a menudo se subestima en los textos introductorios. Si bien Ojeda Pereda (2025) establece las bases para circuitos con fuentes independientes, Staniloiu et al. (2022) extienden la discusión hacia los límites que imponen los acoplamientos magnéticos y las fuentes controladas externas. Para que el teorema sea válido, el puerto de acceso (los dos terminales) debe estar "bien definido"; esto significa que no puede haber un acoplamiento magnético (inductancia mutua) entre un inductor dentro de la red equivalente y un inductor fuera de ella (en la carga), a menos que ese acoplamiento se internalice o se modele explícitamente. La independencia del equivalente respecto a la carga es una condición *sine qua non*. Si al cambiar la carga alteramos los parámetros internos V_{Th} o R_{Th} debido a una retroalimentación no contabilizada, entonces no hemos encontrado un equivalente verdadero; hemos encontrado simplemente una ecuación dependiente.

La linealidad, por tanto, debe entenderse en su sentido más estricto. La relación entre la respuesta (y) y la excitación (x) debe ser de la forma $y=ax+b$. Sin embargo, en el contexto de Thévenin, buscamos modelar la relación en los terminales como $V=V_{Th}-IR_{Th}$. Esta es una ecuación lineal afín. La validación de esta estructura requiere que, si apagamos todas las

fuentes internas (haciendo $V_{Th}=0$), la red se comporte como un resistor pasivo puro ($V=-IR_{Th}$). Aquí yace un detalle técnico crucial que Staniloiu et al. (2022) resaltan: para que la superposición funcione al calcular la resistencia equivalente, es necesario que las condiciones iniciales del sistema sean cero (en el caso de circuitos dinámicos analizados en el dominio de Laplace o fasorial). Si existen cargas almacenadas previas en capacitores internos que actúan como "fuentes fantasma" no lineales o con dinámicas de tiempo distintas, la simple reducción de resistencias no basta.

Volviendo a la perspectiva de Ojeda Pereda (2025), la bilateralidad se presenta como el compañero silencioso de la linealidad. Un circuito es bilateral si sus características de transmisión de corriente son independientes de la dirección de dicha corriente. Imaginemos una red que contiene una fuente dependiente controlada por una variable externa a la red. En este escenario, la matriz de impedancia del sistema podría perder su simetría. Aunque el Teorema de Thévenin sigue siendo técnicamente aplicable para modelar el comportamiento en bornes, la interpretación física de R_{Th} se vuelve turbia. ¿Es R_{Th} una resistencia física real? En circuitos activos con fuentes dependientes, R_{Th} puede resultar negativa. Matemáticamente, una resistencia negativa es válida en el modelo (indica suministro de energía), pero físicamente nos advierte sobre posibles inestabilidades oscilatorias si conectamos ciertas cargas.

La fundamentación teórica también nos obliga a distinguir entre el modelo y la realidad. El Teorema de Thévenin es un modelo de comportamiento, no de constitución. Cuando decimos que una batería real tiene una resistencia interna, estamos aplicando Thévenin. Pero cuando analizamos una red de distribución eléctrica nacional y la reducimos a un equivalente de Thévenin en el punto de conexión de un usuario, estamos realizando una abstracción de proporciones gigantescas. Hongyang (2011) nos recuerda que esta abstracción solo se sostiene mientras el sistema se mantenga dentro de su rango lineal de operación. Si una sobretensión lleva a los transformadores a la saturación (un fenómeno no lineal), el

modelo de Thévenin calculado previamente se vuelve instantáneamente obsoleto e inválido. La "resistencia equivalente" dejaría de ser constante y pasaría a ser una función del voltaje, violando la premisa de linealidad.

En el ámbito de la síntesis de circuitos, la utilidad de estos teoremas va más allá del análisis; permiten el diseño modular. Si podemos garantizar que un bloque de circuito complejo presenta una impedancia de salida fija (R_{Th}) y un voltaje de control estable, podemos diseñar la siguiente etapa (la carga) para maximizar la transferencia de potencia o la eficiencia de voltaje, sin preocuparnos por los millones de transistores que puedan componer la fuente. No obstante, esta modularidad es frágil. Como advierten Staniloiu et al. (2022), las ecuaciones diferenciales-algebraicas que describen sistemas modernos de alta velocidad pueden presentar barreras matemáticas donde la separación clara entre "fuente" y "carga" se difumina debido a efectos parásitos de alta frecuencia, desafiando la simplicidad del modelo concentrado de Thévenin.

Es fascinante observar cómo, a pesar de su antigüedad, estos teoremas siguen siendo objeto de escrutinio matemático. La prueba formal implica generalmente excitar la red pasiva (fuentes apagadas) con una fuente de corriente externa y medir el voltaje resultante para hallar R_{Th} , y luego superponer el efecto de las fuentes internas. Este procedimiento, aparentemente inocuo, asume que la red es "relajada" y estable. Pero, ¿qué sucede en circuitos activos inestables? Si la red interna tiene polos en el semiplano derecho (inestabilidad), el equivalente de Thévenin podría existir matemáticamente en el papel, pero ser físicamente inobservable o inútil, ya que las variables internas divergirían hacia el infinito (o hasta la saturación real) antes de que pudiéramos medir nada en los terminales.

Por ende, la definición formal que adoptamos en este trabajo, alineada con Ojeda Pereda (2025) y matizada por la crítica contemporánea, es la siguiente: El Teorema de Thévenin establece que cualquier red lineal, activa y bilateral de dos terminales es equivalente a una fuente de tensión ideal en serie con una impedancia, si y solo si existe una relación lineal

única entre la corriente y el voltaje en dichos terminales para cualquier carga conectada. Esta condición de "relación lineal única" es la salvaguarda que nos protege de los casos degenerados mencionados por Staniloiu et al. (2022) y de las no linealidades extremas citadas por Hongyang (2011).

Para el Teorema de Norton, la lógica es idéntica pero rotada noventa grados en el espacio dual. La fuente de corriente I_N representa la capacidad de cortocircuito del sistema. Es vital comprender que I_N y V_{Th} están vinculados por la resistencia del sistema: $V_{Th} = I_N R_{Th}$. Esta relación es la Ley de Ohm aplicada a la fuente misma. Si R_{Th} tiende a cero (una fuente de voltaje ideal casi perfecta), I_N tiende a infinito, lo cual es físicamente imposible, revelando los límites del modelo ideal. Si R_{Th} tiende a infinito (una fuente de corriente ideal), V_{Th} se vuelve indeterminado o infinito, otra singularidad física. Los teoremas, por tanto, describen comportamientos acotados dentro de los límites físicos de los materiales y componentes.

Finalmente, debemos abordar el Teorema de la Superposición como el "padre" conceptual de Thévenin y Norton. La capacidad de apagar fuentes (hacer $V=0$ cortocircuitando, o $I=0$ abriendo) y analizar efectos parciales es lo que permite calcular R_{Th} . Sin superposición, no podríamos separar la respuesta "natural" de la red (su resistencia) de su respuesta "forzada" (sus fuentes). Ojeda Pereda (2025) sitúa correctamente a la superposición como el prerequisite para cualquier análisis avanzado. Sin embargo, la advertencia de Hongyang (2011) resuena nuevamente: en el momento en que introducimos un componente cuyo valor depende del cuadrado de la corriente (como en el cálculo de potencia) o de su historia previa (memristor), la superposición muere, y con ella, la validez directa de los equivalentes simplificados que tanto apreciamos.

En conclusión, los teoremas de redes para sistemas lineales no son leyes inmutables de la naturaleza —como la conservación de la energía—, sino construcciones matemáticas sofisticadas que dependen de condiciones de existencia muy precisas: linealidad estricta, bilateralidad operativa y ausencia de degeneración topológica. Su poder reside en su capacidad para

reducir la complejidad cognitiva del diseño eléctrico, permitiéndonos tratar vastas redes de componentes como simples generadores con una impedancia interna. Pero como ingenieros e investigadores, debemos mantener una vigilancia constante sobre las fronteras de su aplicación, especialmente en una era donde los nuevos materiales y dispositivos electrónicos desafían continuamente las suposiciones de linealidad sobre las que estos teoremas descansan.

2.3. Respuesta transitoria y estado estacionario

Al adentrarnos en la dinámica de los sistemas eléctricos, nos encontramos ante una bifurcación ontológica: el caos efímero del nacimiento de la señal y la armonía perpetua de su madurez. La respuesta transitoria y el estado estacionario no son simplemente dos etapas cronológicas de un circuito; son dos lenguajes matemáticos distintos que describen, paradójicamente, la misma realidad física. Mientras que el régimen transitorio es el dominio del tiempo (t), de las condiciones iniciales y de la memoria energética del sistema, el estado estacionario es el reino de la frecuencia (ω), de los fasores y de la estabilidad cíclica. Esta dualidad es fundamental para entender cómo los elementos reactivos —el capacitor y el inductor— dejan de ser simples componentes pasivos para convertirse en protagonistas dinámicos que almacenan y liberan energía, desafiando la inmediatez de la Ley de Ohm resistiva.

Comencemos por el principio, literalmente: el instante $t=0$. Cuando un interruptor se cierra en un circuito que contiene elementos almacenadores de energía, la naturaleza prohíbe los cambios abruptos de energía. Un capacitor se opone al cambio instantáneo de voltaje; un inductor, al de corriente. Esta inercia electromagnética da lugar al régimen transitorio, un periodo de ajuste gobernado por ecuaciones diferenciales lineales. En el caso canónico de un circuito RC serie excitado por una fuente de tensión constante E , la evolución temporal del voltaje en el capacitor $v_c(t)$ no es instantánea, sino que sigue una curva exponencial asintótica. Ojeda

Pereda (2025) formaliza este comportamiento con la ecuación clásica de carga:

$$v_c(t) = E(1 - e^{t/RC})$$

Esta expresión es engañosamente simple. Detrás de ella subyace la constante de tiempo $t = RC$, un parámetro que define la "velocidad de reacción" del sistema. No es un número abstracto; es una realidad física tangible. En sistemas de potencia reales, como las redes de media tensión de 20 kV analizadas por Toader et al. (2025), esta constante de tiempo puede alcanzar valores macroscópicos de $t = 0.1$ s durante fallas fase-tierra, dictando la duración crítica de las sobrecorrientes transitorias que los equipos de protección deben soportar. Obsérvese la magnitud: una décima de segundo es una eternidad en términos eléctricos, suficiente para destruir aislamientos si no se modela correctamente.

Más aún, la validez de estas ecuaciones diferenciales se extiende más allá de los modelos clásicos. Alizadeh et al. (2020) han demostrado que, incluso al aplicar operadores fraccionales (como la derivada de Caputo-Fabrizio) para modelar materiales con memoria compleja o pérdidas anómalas, la estructura fundamental de la respuesta exponencial se mantiene como la base del análisis. En sus simulaciones de circuitos RCL paralelos, validan que las oscilaciones transitorias de la corriente $i_L(t)$ y el voltaje $v_c(t)$ obedecen a la interacción entre la energía eléctrica almacenada en el campo del capacitor y la magnética del inductor, moduladas por la disipación resistiva. Es en este intercambio energético donde el sistema "respira" antes de alcanzar el equilibrio.

Pero, ¿qué sucede cuando la excitación no es un escalón de CD, sino una senoide continua? Aquí cruzamos el umbral hacia el estado estacionario de corriente alterna (AC). En este régimen, el tiempo deja de ser la variable

protagonista y cede su lugar a la frecuencia. La ecuación diferencial, aunque válida, se vuelve tediosa e ineficiente. La ingeniería, en su búsqueda de elegancia pragmática, recurre entonces a una transformación matemática poderosa: el dominio fasorial.

El fasor es un vector rotatorio congelado en un instante de referencia, una herramienta que nos permite tratar las ecuaciones diferenciales como si fueran algebraicas. En este dominio, la resistencia, la inductancia y la capacitancia se unifican bajo el concepto de impedancia (Z), una cantidad compleja que encapsula tanto la magnitud de la oposición al flujo de corriente como el desfase temporal que introduce. Ojeda Pereda (2025) define la impedancia en términos de sus componentes real (resistencia R) e imaginaria (reactancia X):

$$Z=R+jX$$

Donde la reactancia inductiva se define como $X_L=\omega L$ y la capacitiva como $X_C=1/\omega C$. Nótese la dependencia explícita de la frecuencia angular $\omega=2\pi f$. Esto implica que un inductor es un "cortocircuito" para la CD ($\omega=0$) pero una barrera infranqueable para altas frecuencias; el capacitor se comporta de manera inversa. En el análisis de redes de 50 Hz, Toader et al. (2025) reportan valores experimentales de reactancia inductiva $X_L=314\ \Omega$ y capacitiva $X_C=3183\ \Omega$, resultando en una impedancia total $|Z|\approx 1000\ \Omega$. Estos valores no son meras curiosidades numéricas; determinan la corriente de falla y el diseño de los sistemas de puesta a tierra. Una variación del 1% en la capacitancia del sistema puede inducir errores superiores al 3% en la estimación de la constante de tiempo (Toader et al., 2025), revelando la sensibilidad extrema de los sistemas dinámicos a sus parámetros reactivos.

La transición del dominio temporal al fasorial no es solo un cambio de notación; es un cambio de paradigma. En el dominio del tiempo, vemos la forma de onda; en el fasorial, vemos la relación de fase. Auba (2022), en su tesis doctoral sobre la descarbonización de sistemas de potencia, utiliza este enfoque para modelar la respuesta de inversores conectados a la red (IBR). Aunque los transitorios de conmutación ocurren en la escala de microsegundos ($t \approx 1\text{--}50\ \mu\text{s}$), el comportamiento sistémico de la red se analiza en el estado estacionario a 60 Hz, donde las impedancias complejas (Z_c) de los filtros de salida determinan la estabilidad del flujo de potencia. Aquí, la distinción entre reactancia transitoria (X'_d) y sincrónica (X_d) es crucial para entender cómo una máquina o un inversor responde ante una perturbación antes de asentarse en su nuevo punto de operación estacionario.

Es imperativo mencionar el concepto de valor eficaz o RMS (*Root Mean Square*). En un mundo donde la corriente cambia de dirección 100 o 120 veces por segundo, el "valor promedio" es matemáticamente cero y físicamente irrelevante para el cálculo de potencia. El valor RMS, definido rigurosamente por Ojeda Pereda (2025), representa el equivalente térmico: es el valor de corriente directa que produciría la misma disipación de calor en una resistencia. Para una senoide pura, este valor es $I_{\text{max}}/\sqrt{2}$. Sin este concepto, el análisis de potencia en estado estacionario sería imposible. Alizadeh et al. (2020) utilizan implícitamente esta métrica al validar sus modelos fasoriales ($Z=R+j(\omega L-1/\omega C)$), demostrando que la potencia compleja $S=VI^*$ predice con exactitud el comportamiento energético del sistema RCL sin necesidad de integrar la potencia instantánea $p(t)$ ciclo a ciclo.

La belleza de la teoría de circuitos radica en la coherencia entre estos dos mundos. La solución completa de una red lineal es siempre la suma de la respuesta natural (transitoria, que decae con t) y la respuesta forzada (estacionaria, que persiste con la fuente). Cuando Toader et al. (2025) analizan una falla a tierra, observan primero el pico transitorio gobernado por L y C en el dominio del tiempo, que luego se desvanece para dejar paso

a la corriente de falla de estado estacionario, calculada vía Ley de Ohm fasorial ($I=V/Z$). Ignorar una de las dos partes es contar solo la mitad de la historia.

En el contexto de la simulación moderna, como destaca Auba (2022), la frontera se difumina aún más con las simulaciones cuasi-estáticas (QSP), donde se asume que el sistema salta de un estado estacionario a otro, ignorando los transitorios electromagnéticos rápidos para ganar velocidad de cómputo (con pasos de tiempo de $t \approx 1-10$ ms). Sin embargo, esta aproximación es válida solo si las constantes de tiempo de los elementos reactivos son mucho menores que el paso de simulación. Si L o C son grandes, el transitorio "lento" domina y la aproximación estática falla, recordándonos que la física siempre tiene la última palabra.

Así, la impedancia Z no es solo una resistencia glorificada; es una función de transferencia que nos dice cómo el sistema altera la amplitud y la fase de la señal de entrada. En un circuito RC, la impedancia capacitiva hace que la corriente se adelante al voltaje; en un RL, la inductiva la retrasa. Este juego de fases es el corazón de la transmisión de energía en corriente alterna y la base de la corrección del factor de potencia.

En conclusión, el análisis de la respuesta transitoria y el estado estacionario nos permite navegar desde el caos inicial del encendido —donde $v_c(t)$ lucha por alcanzar E — hasta la estabilidad oscilatoria del régimen permanente —donde X_L y X_C dictan el flujo de corriente—. Las ecuaciones de Ojeda Pereda (2025) son el mapa; la literatura reciente (Toader, Auba, Alizadeh) es el territorio, confirmando que, ya sea en una red de alta tensión o en un microcircuito fraccional, los principios de inercia energética y resonancia frecuencial siguen siendo los pilares inquebrantables de la ingeniería eléctrica.

CAPÍTULO III

ASPECTOS METODOLÓGICOS DE LA INVESTIGACIÓN

3.1. Diseño de la investigación

La arquitectura intelectual que sostiene la resolución de problemas en el vasto teatro del electromagnetismo no es —ni podría ser— una mera acumulación de fórmulas desconectadas; es, por el contrario, un ejercicio riguroso de lógica analítico-deductiva que parte de lo universal para conquistar lo particular. Al enfrentarnos a la fenomenología eléctrica, desde la quietud tensa de una carga estática hasta el frenesí oscilatorio de una corriente alterna, adoptamos una postura epistemológica que privilegia la derivación sistemática sobre la heurística improvisada. Es una danza intelectual precisa: comenzamos con axiomas inmutables (las leyes fundamentales) y, mediante un proceso de restricción geométrica y material, descendemos hacia la solución concreta del sistema.

Este diseño metodológico se fundamenta en la premisa de que el universo físico opera bajo determinismos matemáticos descriptibles. Cuando Ojeda Pereda (2025) establece la cuantización de la carga ($q=Ne$) como punto de

partida, no está simplemente ofreciendo un dato aritmético; está definiendo la granularidad de nuestra realidad operativa. El enfoque deductivo asume que, si las premisas iniciales —la conservación de la carga y la naturaleza conservativa del campo electrostático— son verdaderas, entonces las conclusiones derivadas para un circuito complejo, por laberíntico que este parezca, deben ser necesariamente válidas. No buscamos descubrir nuevas leyes en cada nodo de una red, sino aplicar la universalidad de la ley a la singularidad de la configuración local.

El primer pilar de este diseño reside en la **Abstracción del Modelo Físico**. Antes de escribir una sola ecuación diferencial, el investigador debe despojar al fenómeno de sus accidentes triviales para revelar su estructura esencial. Consideremos el tratamiento de la Ley de Coulomb: la interacción entre cargas puntuales se presenta como una relación vectorial pura, una idealización matemática que, sin embargo, gobierna la realidad macroscópica con tiranía absoluta (Ojeda Pereda, 2025). El diseño de la investigación en este campo exige, por tanto, una capacidad para transitar entre lo continuo y lo discreto. Cuando analizamos distribuciones de carga —sean lineales, superficiales o volumétricas— no alteramos la ley fundamental; simplemente adaptamos nuestra herramienta de cálculo (la integración) a la geometría del problema. Es aquí donde la metodología se vuelve crítica: la elección de una superficie gaussiana no es un acto arbitrario, sino una decisión estratégica basada en la simetría del sistema para simplificar el cómputo del flujo eléctrico Φ_E sin sacrificar la rigurosidad (Ojeda Pereda, 2025).

Es fascinante observar cómo este enfoque analítico evoluciona —casi orgánicamente— conforme la complejidad del sistema aumenta. Al introducir el concepto de Potencial Eléctrico, abandonamos temporalmente la vectorialidad espinosa del campo $\vec{E}$ para refugiarnos en la comodidad operativa del escalar V . Este movimiento metodológico es deliberado: permite evaluar la energía del sistema sin perderse en la dirección de las fuerzas, facilitando el análisis de sistemas donde la trayectoria de las partículas es compleja o irrelevante para el balance energético final (Ojeda

Pereda, 2025). El diseño de la investigación, en este sentido, prioriza la eficiencia cognitiva: transformamos un problema de fuerzas vectoriales en uno de gradientes de energía, una maniobra que simplifica drásticamente la resolución de problemas en biofísica o electrónica de estado sólido.

Ahora bien, la robustez del método deductivo se pone a prueba cuando introducimos la variable temporal. La transición de la electrostática a la electrodinámica no es una ruptura, sino una expansión del modelo. Al integrar la Ley de Ohm y la resistividad de los materiales (ρ), el investigador no descarta la física de partículas; la subsume en parámetros macroscópicos. La resistencia R , tal como la define Ojeda Pereda (2025), deja de ser una interacción caótica de electrones con la red cristalina para convertirse en un parámetro de diseño lineal ($V=IR$). Este es el corazón del enfoque analítico: la capacidad de encapsular la complejidad microscópica en variables de circuito manejables. Si no aceptáramos esta simplificación validada —si insistiéramos en modelar cada electrón individualmente—, el análisis de cualquier red eléctrica sería computacionalmente intratable.

El diseño investigativo adopta, además, un carácter fuertemente **Topológico** al abordar las redes eléctricas. Las Leyes de Kirchhoff no son meras reglas empíricas; son la manifestación de las leyes de conservación (carga y energía) aplicadas a la topología de un grafo conectado. El análisis de mallas y nodos se convierte así en un procedimiento algorítmico estricto: si se definen correctamente las fronteras del sistema (el nodo, la malla), el balance de corrientes y voltajes es ineludible (Ojeda Pereda, 2025). Aquí, el método deductivo brilla con intensidad: permite predecir el comportamiento de componentes que aún no se han conectado, basándose únicamente en sus propiedades constitutivas y su posición en la red. Es un determinismo reconfortante: la suma de las corrientes que entran debe ser igual a las que salen; no hay lugar para la ambigüedad en el diseño del análisis.

Sin embargo, sería un error asumir que este enfoque es puramente estático. La inclusión de elementos almacenadores de energía —capacitores e inductores— obliga al diseño de la investigación a incorporar el **Análisis en el Dominio del Tiempo**. La respuesta transitoria de un circuito RC o RL no se resuelve mediante álgebra lineal simple, sino a través de ecuaciones diferenciales que describen la evolución temporal del sistema. La ecuación de carga del capacitor, $v_c(t) = E(1 - e^{-t/RC})$, citada por Ojeda Pereda (2025), encapsula esta dinámica: el sistema tiene memoria, tiene inercia. El diseño metodológico debe, por tanto, contemplar no solo el estado final, sino la trayectoria hacia el equilibrio. Este aspecto es crucial para modelar fenómenos biológicos, como la propagación del potencial de acción en un axón, donde la dimensión temporal es tan crítica como la espacial.

La linealidad del sistema nos permite invocar herramientas de una potencia conceptual devastadora: los **Teoremas de Redes**. La Superposición, Thévenin y Norton no son trucos matemáticos; son consecuencias directas de la linealidad de las ecuaciones diferenciales que gobiernan el electromagnetismo clásico. El diseño de la investigación utiliza estos teoremas para descomponer problemas intratables en fragmentos digeribles. Si un circuito es lineal bilateral —como establece Ojeda Pereda (2025)—, entonces podemos analizar el efecto de cada fuente de energía de forma aislada y superponer sus resultados. Esta estrategia de "divide y vencerás" es la esencia del pensamiento ingenieril avanzado: reducir la complejidad aparente para revelar la simplicidad subyacente. Al sustituir una red compleja por su equivalente de Thévenin, no estamos perdiendo información; estamos destilando el comportamiento del sistema visto desde sus terminales, una abstracción vital para el acoplamiento de etapas en sistemas de potencia o comunicaciones.

Más allá de los circuitos confinados, el enfoque analítico-deductivo debe lidiar con la interacción de campos y materia en movimiento. El análisis del magnetismo y la inducción electromagnética requiere una visualización tridimensional rigurosa. La Ley de Biot-Savart y la Ley de

Ampère nos obligan a considerar la simetría espacial como una variable de diseño. Cuando Ojeda Pereda (2025) describe el campo magnético en el interior de un solenoide o un toroide, el método deductivo utiliza la geometría para simplificar las integrales de línea. La investigación no procede por tanteo; procede por la identificación de simetrías que anulan componentes vectoriales no deseados, dejando al descubierto la magnitud neta del campo. Es una elegancia matemática que se traduce en eficiencia técnica.

Un aspecto crítico —a menudo subestimado— del diseño de investigación en este ámbito es la **Validación Dimensional y Energética**. Cada paso del proceso deductivo debe someterse al escrutinio de la coherencia física. Si calculamos una potencia disipada, el resultado debe ser consistente con la energía suministrada por las fuentes. El balance de potencia ($P=I^2R$ o $P=IV$) actúa como un mecanismo de control de calidad interno del análisis (Ojeda Pereda, 2025). Si la energía no se conserva, el modelo es erróneo. Este principio rector guía la investigación a través de las complejidades de la corriente alterna (AC), donde la introducción de la impedancia compleja (Z) y los fasores permite extender las leyes de la corriente directa (DC) al dominio de la frecuencia. La transformación del dominio del tiempo al dominio fasorial es, quizás, el triunfo supremo de este diseño metodológico: convierte el cálculo diferencial en álgebra compleja, simplificando el análisis de sistemas oscilatorios sin perder rigor físico.

El enfoque deductivo también se extiende a la **Modelización de Materiales**. No tratamos al medio como un vacío pasivo (salvo que así se especifique), sino como un actor dinámico que responde a los campos. La polarización en dieléctricos y la magnetización en materiales ferromagnéticos introducen variables de estado que modifican las ecuaciones de campo. El concepto de permeabilidad relativa (μ_r) o permitividad (ϵ), discutido por Ojeda Pereda (2025), permite ajustar el modelo teórico a la realidad material sin alterar la estructura de las ecuaciones de Maxwell. El diseño de la investigación debe ser capaz de integrar estas propiedades materiales —incluso comportamientos no lineales como la histéresis magnética— dentro del

marco analítico general, reconociendo los límites de la linealidad donde sea necesario.

Es imperativo mencionar cómo este diseño aborda la **Interdisciplinariedad**. Los principios electromagnéticos no viven en un vacío académico; se manifiestan en sistemas biológicos, mecánicos y químicos. El enfoque analítico permite establecer isomorfismos —analogías estructurales— entre sistemas dispares. Al modelar la membrana celular como un capacitor con fugas o el ADN como una distribución de carga lineal (Ojeda Pereda, 2025), estamos aplicando la misma lógica deductiva que usamos para un circuito RLC. La metodología es transferible porque las leyes fundamentales son universales. Esto valida el diseño de la investigación como una herramienta transdisciplinaria capaz de resolver problemas tanto en la ingeniería de potencia como en la ingeniería biomédica.

La **Instrumentación y Medición** también se someten a este rigor deductivo. El diseño de un galvanómetro de D'Arsonval o un puente de Wheatstone no es accidental; es la aplicación directa de las leyes de torque magnético y equilibrio de potenciales, respectivamente (Ojeda Pereda, 2025). El investigador deduce el funcionamiento del instrumento a partir de los principios básicos: si la corriente genera un campo, y el campo ejerce una fuerza, entonces podemos calibrar esa fuerza para medir la corriente. La metodología analítica cierra el ciclo: la teoría predice el fenómeno, el fenómeno permite la medición, y la medición valida la teoría. No hay cabida para la "caja negra" en este diseño; cada componente, desde el amperímetro hasta el transformador, es transparente bajo la luz del análisis deductivo.

Finalmente, este diseño de investigación reconoce la **Inevitabilidad del Error y la Aproximación**. Aunque el método es deductivo y exacto en su formulación matemática, su aplicación al mundo físico exige idealizaciones. Asumimos cables sin resistencia, fuentes ideales, campos uniformes. Sin embargo, el enfoque analítico es consciente de

estas simplificaciones. Cuando Ojeda Pereda (2025) discute las corrientes de Foucault o la histéresis, está reintroduciendo las imperfecciones del mundo real en el modelo ideal. El diseño de la investigación es, por tanto, iterativo: comenzamos con el modelo ideal para establecer la línea base y luego añadimos capas de complejidad (resistencias internas, capacitancias parásitas, no linealidades) para acercarnos a la realidad empírica. Es un proceso de refinamiento asintótico hacia la verdad física.

En síntesis, el enfoque analítico-deductivo adoptado para la resolución de estos problemas no es una elección estilística; es una necesidad ontológica. La naturaleza del electromagnetismo —gobernada por campos vectoriales, leyes de conservación y relaciones constitutivas lineales— exige una metodología que respete su estructura interna. Desde la definición axiomática de la carga hasta la resolución algorítmica de redes complejas mediante el Teorema de Millman (Ojeda Pereda, 2025), cada paso del análisis es una deducción lógica del paso anterior. Este diseño garantiza no solo la exactitud de los resultados numéricos, sino, lo que es más importante, la comprensión profunda de la causalidad física que subyace a cada fenómeno observado. Es, en última instancia, la única vía para transformar la observación pasiva de la naturaleza en la capacidad activa para la ingeniería y el diseño tecnológico.

3.2. Metodología de análisis de redes complejas

Si la teoría de circuitos establece el "qué" —las leyes inmutables que gobiernan el comportamiento eléctrico—, esta sección se ocupa imperiosamente del "cómo": el procedimiento algorítmico, a menudo brutal en su lógica pero elegante en su resultado, que permite desentrañar la complejidad de sistemas interconectados. No estamos aquí para definir teoremas (tarea ya consumada en el capítulo anterior), sino para operacionalizarlos. La transición del modelo conceptual a la solución numérica exige un rigor procedimental que transforma la intuición física en una secuencia de pasos ejecutables, un algoritmo que, si se sigue con disciplina, conduce inevitablemente a la solución única del sistema.

Es crucial entender que el análisis de redes modernas ya no se limita al cálculo manual de un par de mallas; la integración de fuentes renovables y la volatilidad de las microgrids exigen metodologías que soporten una carga computacional significativa. En este contexto, la aplicación sistemática de las Leyes de Kirchhoff (Mallas y Nodos) no es un ejercicio académico trivial, sino la base matricial sobre la que se construyen simulaciones de gran escala. Ojeda Pereda (2025) sistematiza este enfoque: para el análisis de nodos, el primer paso irrevocable es la identificación de los nodos principales y la selección de un nodo de referencia (tierra, $V=0$). A partir de aquí, se aplica la Ley de Corrientes de Kirchhoff (LCK) a cada nodo independiente, expresando las corrientes en función de los voltajes nodales desconocidos mediante la Ley de Ohm. Este proceso genera un sistema de $N-1$ ecuaciones lineales independientes para una red de N nodos, cuya resolución simultánea —habitualmente mediante métodos matriciales como la eliminación gaussiana o la factorización LU— revela el estado completo del sistema.

Para el análisis de mallas, la lógica se invierte topológicamente pero mantiene su rigor algorítmico: se definen corrientes de malla ficticias que circulan en lazos cerrados planos. La Ley de Voltajes de Kirchhoff (LVK) se aplica a cada lazo, sumando algebraicamente las caídas de potencial y las fuentes de voltaje para igualarlas a cero. Ojeda Pereda (2025) enfatiza que la consistencia en la convención de signos es vital; un error en la polaridad de una sola caída de voltaje propaga la inexactitud a través de todo el sistema matricial. Este método es particularmente potente en redes planas donde la inspección visual permite identificar las mallas "ventana" sin ambigüedad, reduciendo el problema a un sistema de M ecuaciones para M mallas independientes. La elección entre nodos o mallas no es caprichosa; depende de la topología: redes con muchas fuentes de corriente y nodos en paralelo favorecen el análisis nodal, mientras que redes con fuentes de voltaje en serie favorecen el análisis de mallas.

Sin embargo, cuando la red crece en complejidad y heterogeneidad —como ocurre al integrar turbinas eólicas en sistemas AC/DC—, la resolución directa de las ecuaciones de Kirchhoff se vuelve computacionalmente costosa. Es aquí donde la metodología de reducción mediante teoremas de equivalencia cobra una relevancia estratégica. Wu et al. (2023) proponen una implementación algorítmica basada en el teorema de Thévenin para simplificar redes de corriente alterna (CA). Su procedimiento comienza con la transformación de la red completa en un equivalente visto desde el punto de acoplamiento común (PCC). Este no es un paso trivial; implica formular matrices en el dominio dq-complex para calcular impedancias y voltajes equivalentes, permitiendo modelar la red externa como una fuente de voltaje ideal en serie con una impedancia compleja (Z_{th}). Este enfoque reduce drásticamente la dimensionalidad del problema, permitiendo simulaciones de estabilidad de voltaje que convergen un 40% más rápido que los modelos detallados, una ventaja crítica cuando se analizan interacciones dinámicas en tiempo real (Wu et al., 2023).

El algoritmo de conversión de fuentes y la aplicación práctica de Thévenin y Norton requieren una guía paso a paso meticulosa para evitar errores conceptuales en la implementación. Para calcular la Resistencia de Thévenin (R_{th}) o Norton (R_N) —que son, en esencia, la misma magnitud vista desde perspectivas duales—, el procedimiento estándar exige "matar" las fuentes independientes dentro de la red activa: las fuentes de voltaje se sustituyen por cortocircuitos ($V=0$) y las fuentes de corriente por circuitos abiertos ($I=0$). Una vez pasivada la red, se calcula la resistencia equivalente vista desde los terminales de carga. Ojeda Pereda (2025) advierte, sin embargo, que este método falla si existen fuentes dependientes; en tal caso, se debe recurrir al método de la fuente de prueba (V_{prueba}/I_{prueba}), inyectando una señal conocida en los terminales y calculando la respuesta del sistema.

Grib et al. (2025) llevan este procedimiento al ámbito de los sistemas de potencia a gran escala, desarrollando algoritmos matriciales para generar circuitos equivalentes de Thévenin y Norton de manera automatizada. Su metodología implica la construcción de la matriz de admitancia nodal (Y_{bus})

y su posterior inversión o factorización LU para obtener los parámetros equivalentes. Este enfoque es devastadoramente eficiente: permite manejar matrices de hasta 500 nodos con tiempos de convergencia en el orden de segundos. La clave reside en la capacidad de separar la red interna (que se reduce) de la red externa (que se analiza), facilitando cálculos repetitivos de corrientes de cortocircuito o flujos de potencia sin necesidad de recalcular toda la topología en cada iteración. La validación en redes IEEE confirma que el equivalente Norton, en particular, simplifica el análisis de fallas al modelar la red como una fuente de corriente en paralelo con una admitancia, una representación natural para los métodos nodales (Grib et al., 2025).

La utilidad de estos equivalentes se extiende al análisis de estabilidad, un aspecto crítico en redes modernas. Zhou et al. (2022) aplican el teorema de Thévenin para evaluar la estabilidad de voltaje en presencia de penetración eólica variable. Su procedimiento metodológico divide los nodos del sistema en categorías funcionales: generadores, carga, conexión y viento. Al modelar la inyección de potencia eólica como una fuente de corriente negativa, derivan expresiones analíticas para el voltaje (E_{th}) y la impedancia (Z_{th}) de Thévenin. Lo innovador de este enfoque es el cálculo del índice de estabilidad $L_k = 1 - |Z_{th}| / |Z_L|$, que monitorea la proximidad del sistema al colapso de voltaje. Este método analítico evita las costosas simulaciones numéricas iterativas paso a paso, permitiendo evaluar la sensibilidad del sistema ante cambios en la carga o la generación eólica con una convergencia rápida (apenas 10 iteraciones para sistemas complejos como el IEEE 39-bus). La reducción de la red a un equivalente de dos nodos permite visualizar el margen de estabilidad de manera intuitiva y tomar medidas correctivas preventivas (Zhou et al., 2022).

Para redes de transmisión de alta tensión, la validación del modelo es tan importante como su derivación. Gatermann et al. (2024) proponen una metodología para evaluar la idoneidad del modelo Thévenin en redes de gran escala (380/110 kV) en Alemania. Su enfoque parte de la topología real de la red para calcular la impedancia Thévenin equivalente combinando

resistencias y reactancias en configuraciones serie/paralelo. La resolución de las ecuaciones nodales mediante matrices de admisión permite obtener el voltaje de circuito abierto (V_{oc}) y la impedancia vista desde el punto de conexión en menos de 5 segundos. Este modelo reducido se integra luego en la planificación operativa para predecir cambios de voltaje quasi-dinámicos ante la conmutación de reactores o cambios bruscos en la generación renovable. La validación con datos reales demuestra que este equivalente reduce los errores de estimación de voltaje en un 10%, simplificando la gestión de una red que, de otro modo, sería inmanejable por su volatilidad (Gatermann et al., 2024).

Finalmente, el análisis de redes con múltiples fuentes en paralelo —una configuración típica en bancos de baterías o sistemas de generación distribuida— se beneficia enormemente del Teorema de Millman. Este teorema no es más que una aplicación condensada de la transformación de fuentes y el análisis nodal, pero su utilidad práctica justifica un tratamiento específico. El procedimiento para aplicar Millman, según Ojeda Pereda (2025), es directo y elegante:

1. Asegurarse de que todas las ramas están en paralelo y consisten en una fuente de voltaje en serie con una resistencia (si hay fuentes de corriente, se transforman primero a voltaje).
2. Calcular la conductancia de cada rama: $G_k = 1/R_k$.
3. Calcular la corriente de cortocircuito de cada rama: $I_k = E_k/R_k$ (o $E_k G_k$).
4. Aplicar la fórmula maestra para obtener el voltaje en los terminales comunes a–b:

$$V_{an} = \frac{\sum \frac{E_k}{R_k}}{\sum \frac{1}{R_k}}$$

Este voltaje V_{ab} representa el potencial del nodo común respecto a la referencia. Una vez obtenido, la corriente en cualquier rama individual se calcula fácilmente aplicando la Ley de Ohm: $I_{rama} = (V_{ab} - E_{rama}) / R_{rama}$. Este algoritmo reduce lo que sería un sistema de ecuaciones de malla múltiple a una sola operación aritmética, demostrando la potencia de la abstracción metodológica en la ingeniería eléctrica.

En conclusión, la metodología de análisis de redes complejas no es una colección estática de reglas, sino un flujo dinámico de decisiones estratégicas. Desde la selección inicial entre mallas y nodos (Ojeda Pereda, 2025) hasta la reducción masiva de la red mediante equivalentes de Thévenin matriciales (Grib et al., 2025; Wu et al., 2023) o la evaluación analítica de la estabilidad (Zhou et al., 2022), cada paso busca maximizar la información obtenida minimizando el costo computacional y cognitivo. La integración de estos algoritmos en herramientas de software modernas (como MATLAB o PSCAD) confirma que, aunque las leyes de Kirchhoff tienen más de un siglo, su aplicación metodológica sigue evolucionando para enfrentar los desafíos de las redes inteligentes y la penetración renovable (Gatermann et al., 2024). Es la maestría en estos procedimientos lo que distingue al mero calculista del verdadero analista de sistemas.

3.3. Métodos de modelado matemático en física

Cuando nos enfrentamos a la geometría irregular del mundo real —lejos de las esferas perfectas y los hilos infinitos de los libros de texto—, la elegancia de las leyes fundamentales se topa con un muro de complejidad analítica. En este escenario, la metodología de cálculo integral deja de ser un mero ejercicio académico para convertirse en la única herramienta

capaz de cuantificar la realidad física. No estamos definiendo aquí la Ley de Ampère o la Ley de Gauss —eso ya se ha hecho en el primer capítulo—; estamos, en cambio, desplegando el arsenal matemático necesario para resolverlas cuando la simetría no está de nuestro lado. La transición del concepto abstracto a la solución numérica exige un rigor procedimental que transforma la integral continua en una suma discreta manejable, un puente vital entre la teoría de campos y la simulación computacional.

La generalización de la fuerza magnética sobre un conductor de forma arbitraria, presentada por Ojeda Pereda (2025), encapsula esta necesidad de integración vectorial:

$$\vec{F} = I \int_a^b d\vec{s} \times \vec{B}$$

Esta expresión no es solo una fórmula; es un mandato metodológico. Nos obliga a descomponer la geometría compleja del conductor en segmentos diferenciales $d\vec{s}$, tan pequeños que en ellos el campo $\vec{B}$ pueda considerarse constante, para luego realizar la suma vectorial (la integral) a lo largo de toda la trayectoria. En la práctica, esto implica parametrizar la curva que define al conductor y evaluar el producto cruz en cada punto, un proceso que rara vez tiene solución analítica cerrada para configuraciones no estándar.

La metodología para abordar estas integrales en sistemas físicos reales se basa predominantemente en técnicas de discretización espacial. Pedra et al. (2023) ilustran este enfoque al utilizar el Método de Elementos Finitos (FEM) para calcular flujos electromagnéticos en escudos multicapa de sistemas VSC-HVDC. Su procedimiento no intenta resolver las ecuaciones de Maxwell de golpe; en su lugar, fragmentan el dominio continuo en

una malla de elementos triangulares finitos. Dentro de cada elemento, las variables de campo se aproximan mediante funciones de forma polinomiales, transformando las ecuaciones diferenciales parciales (como $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) en un sistema masivo de ecuaciones algebraicas lineales. Esta técnica es particularmente poderosa para manejar fronteras irregulares y medios heterogéneos, donde las condiciones de contorno harían imposible una solución analítica directa. La convergencia de este método numérico, lograda en cuestión de minutos para modelos 3D complejos, valida la estrategia de sustituir la integral exacta por una aproximación discreta de alta fidelidad (Pedra et al., 2023).

El modelado matemático de la Ley de Ampère en geometrías no convencionales sigue una lógica similar. En lugar de buscar una trayectoria amperiana circular perfecta —que solo existe en problemas idealizados—, la metodología moderna generaliza la integral de línea $\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_{\text{enc}}$ mediante mallas adaptativas. Shi et al. (2024) aplican este principio al modelado de nanoporos en turbinas de ADN, un sistema donde la geometría es biológicamente caótica. Su enfoque discretiza el espacio alrededor de la molécula y resuelve las integrales de campo magnético y eléctrico paso a paso, acoplando las ecuaciones de Maxwell con la dinámica molecular. Aquí, la integral de línea se convierte en una sumatoria sobre los bordes de los elementos de la malla, permitiendo calcular la distribución de corriente iónica y el potencial transmembrana con una resolución que sería inalcanzable mediante métodos analíticos tradicionales. La validación de estos modelos numéricos con datos experimentales de criomicroscopía electrónica (cryo-EM) confirma que la discretización no es una simplificación burda, sino una representación fiel de la física a escala nanométrica (Shi et al., 2024).

Para el cálculo de flujos a través de superficies —la aplicación práctica de la Ley de Gauss—, la metodología de integración requiere definir meticulosamente el vector normal diferencial $d\mathbf{A}$ en cada punto de la superficie irregular. Krawczuk y Palacz (2021) demuestran la sofisticación de este proceso en el modelado de sistemas piezoeléctricos laminados.

Su método FEM no solo discretiza la geometría, sino que utiliza una adaptividad hpq (ajustando el tamaño h , el orden polinomial p y el refinamiento transversal q) para capturar los gradientes abruptos de campo eléctrico en las interfaces de los materiales. La integral de superficie para el flujo eléctrico $\Phi_E = \int E \cdot dA$ se evalúa numéricamente sobre las caras de los elementos finitos, incorporando las condiciones de borde de potencial nulo y las cargas superficiales de manera explícita en la formulación matricial. Este nivel de detalle matemático permite predecir el comportamiento electromecánico de estructuras compuestas con una precisión que reduce el error en un 12% respecto a modelos más simples, demostrando que la calidad de la solución depende críticamente de la estrategia de integración numérica elegida (Krawczuk & Palacz, 2021).

Incluso en el análisis de estabilidad de sistemas de potencia, donde a menudo se prefieren modelos simplificados, la necesidad de calcular flujos precisos impone el uso de métodos numéricos avanzados. Zhou et al. (2022), aunque centrados en equivalentes de Thévenin, incorporan una discretización de las ecuaciones de Maxwell basada en la matriz de admitancia para modelar la inyección de potencia eólica. Su metodología integra numéricamente la Ley de Ampère para determinar los campos en los nodos de la red, utilizando un esquema de diferencias finitas implícitas que garantiza la estabilidad numérica del cálculo. La convergencia rápida de este método (15 iteraciones) para sistemas de gran escala como el IEEE 39-bus subraya la eficiencia de combinar técnicas analíticas con integración numérica: se obtiene la robustez de la ley física fundamental sin el costo computacional de una simulación de campo completo, permitiendo evaluar escenarios de flujo magnético bajo condiciones de generación variable con gran agilidad (Zhou et al., 2022).

En síntesis, la metodología de modelado matemático en física no es un proceso monolítico, sino un espectro de técnicas que van desde la integración analítica directa —cuando la simetría lo permite (Ojeda Pereda, 2025)— hasta la discretización masiva mediante elementos finitos (Pedra et al., 2023; Shi et al., 2024). La elección del método depende del

compromiso entre precisión geométrica y costo computacional. Sin embargo, el principio subyacente permanece inalterado: ya sea sumando contribuciones vectoriales de segmentos infinitesimales de un cable o integrando flujos sobre una malla de millones de tetraedros, el objetivo es siempre reconstruir la magnitud macroscópica a partir de sus componentes diferenciales, validando así la universalidad de las leyes de Maxwell en el mundo imperfecto y rugoso de la ingeniería aplicada.

3.4. Enfoque de modelado biofísico

El salto epistemológico desde el circuito pasivo de cobre y silicio hacia el vibrante y húmedo mundo de la biofísica no implica un abandono de las leyes fundamentales, sino una sofisticación de su aplicación. Si en el análisis de redes complejas abstraíamos la realidad en nodos y mallas inertes, aquí nos adentramos en el territorio donde la electrostática se convierte en la gramática de la vida misma. El modelado biofísico no es una metáfora; es la traducción literal de procesos biológicos a equivalentes eléctricos rigurosos, una metodología que permite cuantificar desde la estabilidad de una doble hélice hasta el disparo de una neurona.

Comencemos por la estructura más fundamental: el ADN. Ojeda Pereda (2025) describe la molécula de ácido desoxirribonucleico no solo como un portador de información, sino como una arquitectura electrostática definida. La estabilidad de la doble hélice no es accidental; es el resultado de un equilibrio precario de fuerzas de Coulomb entre las bases nucleótidas. El enfoque de modelado aquí se centra en la interacción específica entre pares de bases: Adenina (A) con Timina (T), y Guanina (G) con Citosina (C). Estas uniones no son enlaces covalentes rígidos, sino puentes de hidrógeno —interacciones electrostáticas dipolo-dipolo— que actúan como "pegamento" reversible. La metodología consiste en modelar cada puente de hidrógeno como un capacitor virtual donde la energía almacenada depende de la distancia y la carga parcial de los átomos involucrados (H^+ y O^- o N^-).

Teo y Sarpeshkar (2020) llevan este concepto un paso más allá al proponer un mapeo directo de circuitos biológicos a equivalentes electrónicos sintéticos. Su modelo trata al ADN y sus interacciones transcripcionales como un "amplificador operacional biológico", donde las concentraciones químicas se traducen en voltajes y los flujos de reacción en corrientes. En este esquema, la membrana celular o nuclear no es una barrera pasiva, sino un capacitor de capacidad finita (XpF) en paralelo con resistencias variables que representan los canales de fuga. Lo revolucionario de esta metodología radica en la simulación estocástica: al igual que el ruido térmico afecta a un circuito electrónico sensible, las fluctuaciones brownianas afectan la unión de las bases del ADN. El modelo incorpora baterías químicas —gradientes de concentración— que impulsan el sistema, permitiendo resolver ecuaciones diferenciales para los voltajes transmembrana con una convergencia iterativa que valida la precisión del equivalente eléctrico frente a datos *in vivo* (Teo & Sarpeshkar, 2020).

En una vertiente más estructural, Tang et al. (2025) modelan circuitos lógicos basados en ADN utilizando la superficie de origami de ADN como una "placa de circuito". Aquí, el enfoque biofísico adopta la teoría de líneas de transmisión: las hebras de ADN que actúan como *toeholds* se modelan como resistencias variables controladas por la hibridación, mientras que las moléculas reporteras funcionan como capacitores en paralelo con la resistencia de membrana equivalente. Este modelo no es meramente descriptivo; permite predecir la cinética de reacciones de desplazamiento de hebra —la base de la computación por ADN— resolviendo integrales de flujo para las bases nucleótidas. La reducción de componentes en la simulación, lograda mediante este enfoque de circuito equivalente, demuestra que la conductividad a través de las bases del ADN puede tratarse con las mismas leyes de Kirchhoff que una red de resistencias, siempre que se ajuste la escala temporal y espacial a la realidad molecular (Tang et al., 2025).

Si el ADN es el código estático, la neurona es el cableado dinámico. El modelado del axón neuronal representa el pináculo de la aplicación de la teoría electromagnética a la fisiología. Ojeda Pereda (2025) introduce la neurona como una célula excitable donde la membrana actúa como un dieléctrico imperfecto que separa cargas: iones de sodio (Na^+), potasio (K^+) y cloruro (Cl^-). En estado de reposo, existe una diferencia de potencial —el potencial de reposo— mantenida por bombas iónicas que actúan como fuentes de corriente continua activa. Sin embargo, la magia ocurre durante el potencial de acción: un cambio transitorio y propagado en la permeabilidad de la membrana.

Para modelar este fenómeno, la metodología clásica del "cable coaxial" debe enriquecerse. El axón no es un cable ideal; es un conductor electrolítico (el axoplasma) rodeado por un aislante con fugas (la membrana) y sumergido en otro conductor (el fluido extracelular). Fang et al. (2021) proponen un modelo actualizado de Hodgkin-Huxley que incorpora memristores para capturar la naturaleza no lineal y con memoria de los canales iónicos. En su circuito equivalente, la membrana se representa como un capacitor distribuido de $1\mu\text{F}/\text{cm}^2$ en paralelo con ramas resistivas para cada ion. Lo crucial aquí es que estas resistencias no son fijas (huesos duros de roer para la ley de Ohm simple), sino conductancias variables dependientes del voltaje y del tiempo ($36.3\text{mS}/\text{cm}^2$ para Na^+ y $12\text{mS}/\text{cm}^2$ para K^+). El procedimiento de modelado implica resolver la ecuación del cable —una ecuación diferencial parcial— numéricamente, donde el memristor simula la apertura y cierre estocástico de los canales, permitiendo reproducir comportamientos complejos como la adaptación y el disparo en ráfagas (Fang et al., 2021).

La granularidad del modelo puede descender incluso al nivel cuántico si la precisión lo requiere. Gonzalez et al. (2020) presentan un modelo de neurona cuantizada que descompone la membrana en un circuito de tres canales iónicos discretos. En este enfoque, la capacitancia de membrana se reduce a valores del orden de 1pF , y las resistencias de fuga para sodio, potasio y cloruro varían en el rango de $10\text{--}100\text{M}\Omega$. La innovación

metodológica reside en tratar el potencial de acción no como una onda continua, sino como una transición de estados cuánticos simulada mediante operadores en un circuito con memristores. Aunque esto pueda parecer una abstracción excesiva, proporciona una herramienta poderosa para entender el consumo energético límite de la señalización neuronal, validando la eficiencia termodinámica del cerebro frente a cualquier procesador de silicio (Gonzalez et al., 2020).

La síntesis de estos modelos —desde la electrostática del ADN hasta la electrodinámica del axón— revela una verdad subyacente: los sistemas biológicos son máquinas eléctricas optimizadas por la evolución. El diseño de la investigación biofísica, por tanto, no consiste en inventar nuevas leyes, sino en identificar los componentes equivalentes correctos. La mielina, mencionada por Ojeda Pereda (2025), no es más que un dieléctrico añadido para aumentar la resistencia transversal y disminuir la capacitancia, aumentando así la velocidad de propagación de la señal sin aumentar el diámetro del cable (el axón). Este análisis de ingeniería inversa es lo que permite al investigador predecir patologías: si la resistencia de mielina cae (esclerosis múltiple), la constante de tiempo del circuito RC cambia, y la señal se desvanece antes de llegar a su destino.

En conclusión, el enfoque de modelado biofísico presentado aquí es una construcción metodológica rigurosa que traduce la complejidad orgánica en parámetros eléctricos concentrados y distribuidos. Ya sea modelando la estabilidad del ADN mediante capacitancias equivalentes (Teo & Sarpeshkar, 2020; Tang et al., 2025) o simulando el disparo neuronal mediante circuitos memristivos no lineales (Fang et al., 2021; Gonzalez et al., 2020), el objetivo es el mismo: utilizar el formalismo del electromagnetismo para decodificar los mecanismos de la vida. Este marco teórico es el requisito previo indispensable para la interpretación clínica de señales que abordaremos en el capítulo de resultados; sin un modelo robusto del generador (la célula), cualquier análisis de la señal externa (el ECG o EEG) sería pura especulación fenomenológica.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS, DISCUSIÓN Y RECOMENDACIONES

4.1. Resultados en la conversión y transmisión de energía

La transición desde la abstracción matemática de la inducción electromagnética hacia la realidad tangible de la maquinaria de potencia no es —y nunca ha sido— un paso trivial; es, más bien, un salto ontológico donde las leyes de Faraday y Lenz colisionan con la obstinada resistencia de la materia. Si en los apartados anteriores nos limitamos a describir el campo como una entidad vectorial en el vacío, aquí debemos ensuciarnos las manos con la termodinámica de los núcleos ferromagnéticos y la inercia de los rotores. La conversión de energía, ese pilar sobre el que descansa la civilización industrial, se manifiesta primordialmente a través de dos arquitecturas fundamentales: el transformador, guardián del voltaje, y las máquinas rotativas (motores y generadores), artífices del movimiento. No obstante, la eficiencia de estos dispositivos ya no depende únicamente de la geometría del devanado, sino de una batalla microscópica en la estructura cristalina de los materiales magnéticos.

Consideremos, en primera instancia, la arquitectura estática por excelencia: el transformador. Desde una perspectiva idealizada, tal como lo sistematiza Ojeda Pereda (2025), el funcionamiento de este dispositivo se rige por una relación de transformación lineal y elegante, donde el cociente de los voltajes es estrictamente proporcional al de las espiras ($V_p/V_s=N_p/N_s$). Esta ecuación, de una simplicidad engañosa, es la que permite la transmisión de energía a grandes distancias, elevando voltajes para minimizar las pérdidas óhmicas (I^2R) en las líneas de transmisión y reduciéndolos posteriormente para el consumo seguro. Sin embargo, hay una dimensión crítica que a menudo se soslaya en la teoría básica y que Ojeda Pereda (2025, p. 177) rescata con agudeza: la igualación de impedancias.

El transformador no es solo un cambiador de nivel de tensión; es, en su esencia más profunda, un adaptador de impedancias ($Z_p=a^2Z_s$). Esta propiedad es vital —casi diría respiratoria— para la máxima transferencia de potencia entre etapas de un sistema, ya sea en la red eléctrica de alta tensión o en la delicada etapa de salida de un amplificador de audio. Pero aquí yace la trampa de la idealidad: el núcleo de hierro no es un conductor de flujo perfecto. Se calienta, vibra (magnetostricción) y, lo más crítico, disipa energía en forma de calor debido a la histéresis magnética y las corrientes de Foucault. Es precisamente en este punto donde la ciencia de materiales moderna ha tenido que intervenir para redefinir los límites de la eficiencia.

La búsqueda de la reducción de pérdidas en el núcleo ha llevado a la ingeniería a trascender el acero al silicio convencional. Un hallazgo revelador en este frente proviene de las investigaciones sobre aleaciones fabricadas mediante deposición directa de energía (DED). Shen et al. (2025) han demostrado que la manipulación microestructural del acero eléctrico Fe-6.5wt%Si puede mitigar drásticamente las pérdidas energéticas. Mediante la incorporación estratégica de inclusiones de óxido y el fomento de un crecimiento anormal de granos Goss —una textura cristalográfica que favorece la magnetización en la dirección de

laminación—, se ha logrado reducir las pérdidas dinámicas totales en un 39.2% a una frecuencia de 500 Hz (pasando de 3436.9 J/m³ a 2088.8 J/m³ tras un recocido a 1000 °C).

Este dato no es meramente anecdótico; implica que la "fricción magnética" interna del material, esa resistencia de los dominios a realinearse con el campo alterno, puede ser domada. Más aún, Shen et al. (2025) reportan una mejora en la resistividad eléctrica del 11.8% (alcanzando 119 μΩcm), lo cual ataca directamente a las corrientes parásitas o de Foucault. Si aceptamos que la eficiencia de un transformador de potencia es asintótica hacia el 100%, cada fracción de porcentaje ganada mediante esta ingeniería de granos Goss representa megawatts de energía no desperdiciada en calor a escala de red.

Ahora bien, si desplazamos nuestra atención de lo estático a lo dinámico, nos encontramos con el motor y el generador, bestias de carga de la industria. Aquí, la interacción electromagnética se convierte en torque mecánico (τ), gobernado por la relación fundamental expuesta por Ojeda Pereda (2025, p. 157):

$$\tau = N I A B \sin\theta$$

Donde N es el número de espiras, I la corriente, A el área, B el campo magnético y θ el ángulo entre el campo y la normal de la espira. Esta ecuación describe el par motor instantáneo, pero la realidad operativa es, por supuesto, más compleja debido a la conmutación y la reacción de armadura. Simultáneamente, en el caso de los generadores (y la fuerza contraelectromotriz en motores), la fem inducida rotacional depende crucialmente de la velocidad angular y el flujo cortado, tal como se detalla en las ecuaciones de Faraday aplicadas a marcos rotativos (Ojeda Pereda,

2025, p. 169).

El desafío contemporáneo en la maquinaria rotativa —específicamente en los motores de reluctancia conmutada (SRM), que son robustos pero notoriamente difíciles de modelar magnéticamente— reside en la predicción exacta de las pérdidas en el hierro bajo regímenes de carga variables. No basta con saber cuánto torque produce el motor; debemos saber cuánto nos "cobra" el núcleo por gestionar ese flujo. En este contexto, la investigación de Przybylski (2024) ofrece una metodología disruptiva. Al integrar mediciones de corriente in-situ con cálculos de elementos finitos (FEM), este autor propone un nuevo estándar para determinar pérdidas en núcleos laminados y, lo que es más fascinante, en compuestos magnéticos suaves (SMC).

Los resultados de Przybylski (2024) son contundentes: al sustituir las láminas tradicionales de acero Fe-Si por compuestos magnéticos suaves en el estator de un SRM, se observó una reducción de las pérdidas en el hierro del 19%. Este margen es gigantesco en términos de diseño de máquinas eléctricas. Significa que, para un mismo volumen y peso, podemos extraer más potencia útil o, inversamente, reducir el tamaño del motor manteniendo la potencia —la quimera de la densidad de potencia—. Además, su método predictivo alcanza una precisión del 20-26% respecto a las mediciones reales, una cifra notable considerando la naturaleza no lineal y altamente saturada del flujo magnético en los dientes de un motor de reluctancia. Esto valida la aplicación de la teoría de inducción (1.4) en escenarios donde la permeabilidad magnética (μ) no es constante, sino una función compleja de la excitación.

Pero la evolución no se detiene en la macroestructura del motor; desciende hasta la escala nanométrica. La electrónica de potencia moderna exige componentes que operen a altas frecuencias para reducir el tamaño de los elementos pasivos, y aquí los núcleos convencionales fallan estrepitosamente debido a las pérdidas por corrientes de Foucault, que crecen con el cuadrado de la frecuencia. Kuno et al. (2025) han

abordado este límite físico mediante la fabricación de núcleos de polvo nanocristalino Fe-B-P-Cu utilizando un proceso de prensado en caliente. La genialidad de este enfoque radica en la densificación: lograron una densidad de empaquetamiento del 89%, muy superior al 70% típico del prensado en frío.

¿Qué implica esta alta densidad? Una magnetización de saturación del núcleo (B_s) elevada de 1.55 T, comparable a los aceros convencionales, pero con una resistividad y estructura de grano que pulveriza las pérdidas. Kuno et al. (2025) reportan que, a una frecuencia de excitación de 100 kHz y 100 mT, las pérdidas en el núcleo se desplomaron a 146 kW/m^3 , una cifra irrisoria comparada con los 852 kW/m^3 de los polvos convencionales. Estamos hablando de una reducción de casi seis veces en la energía disipada. Esto habilita el diseño de transformadores de alta frecuencia y motores de densidad de potencia extrema que eran impensables bajo las restricciones de los materiales de la década pasada. Al separar las pérdidas en sus componentes irreversibles (histéresis) y reversibles (corrientes de Foucault), este estudio confirma que la manipulación de la materia a escala "nano" tiene repercusiones directas en la validez y aplicabilidad de las ecuaciones macroscópicas de potencia (Ojeda Pereda, 2025).

Es fascinante observar cómo la teoría clásica del electromagnetismo, lejos de quedar obsoleta, se revitaliza y expande gracias a estos avances materiales. La relación de transformación ideal (V_p/V_s) se mantiene intacta en el papel, pero en la práctica, gracias a los núcleos nanocristalinos de Kuno et al. (2025) o las aleaciones texturizadas de Shen et al. (2025), el transformador real se acerca asintóticamente a ese ideal platónico descrito por Ojeda Pereda. La "imperfección" del hierro, que introduce no linealidades y pérdidas, está siendo sistemáticamente acorralada por la ingeniería de materiales.

Del mismo modo, el análisis del torque (t) en motores ya no puede ignorar la topología del material magnético. Si el núcleo se satura prematuramente, el término B en la ecuación de torque deja de crecer

proporcionalmente a la corriente I , y la eficiencia cae. La utilización de compuestos magnéticos suaves, como sugiere Przybylski (2024), permite moldear el flujo magnético en tres dimensiones —algo imposible con las laminaciones planas tradicionales—, optimizando la distribución del campo B y, por ende, maximizando el torque para una geometría dada.

Existe, además, una correlación sutil entre la eficiencia energética y la sostenibilidad que subyace a todos estos hallazgos. Al reducir las pérdidas en el hierro en un 19% (Przybylski, 2024) o minimizar la disipación en alta frecuencia (Kuno et al., 2025), no solo estamos ahorrando dinero; estamos reduciendo la huella de carbono asociada a la generación de esa energía desperdiciada. La transmisión de energía, por tanto, deja de ser un mero problema de cables y torres para convertirse en un problema de estructura atómica y fronteras de grano.

Resulta imperativo destacar que la fem inducida rotacional ($\mathcal{E}$), que actúa como el mecanismo de autorregulación en los motores de corriente continua y alterna, depende intrínsecamente de la capacidad del material para cambiar su estado magnético rápidamente. Si el material presenta una alta remanencia o una coercitividad excesiva no deseada, la respuesta dinámica del motor se ve comprometida. Los avances en el crecimiento de granos Goss (Shen et al., 2025) optimizan precisamente esta respuesta direccional, permitiendo que el flujo magnético "fluya" con menor resistencia en la dirección de operación, reduciendo la energía necesaria para magnetizar y desmagnetizar el núcleo cíclicamente (pérdidas por histéresis).

En la integración de estos conceptos, observamos que la conversión electromecánica de energía es un sistema acoplado donde la ecuación de campo (Maxwell/Faraday) y la ecuación constitutiva del material ($B=\mu H$) son inseparables. La investigación actual nos enseña que μ no es una constante, sino un parámetro de diseño que podemos ingeniería a voluntad —dentro de los límites físicos— mediante procesos como el prensado en caliente o la deposición directa de energía.

Así, los resultados en la conversión y transmisión de energía presentados aquí configuran un panorama donde la teoría fundacional de Ojeda Pereda (2025) actúa como el esqueleto estructural, mientras que los desarrollos en ciencia de materiales (Przybylski, 2024; Kuno et al., 2025; Shen et al., 2025) constituyen la musculatura que permite a estas máquinas operar en los regímenes de eficiencia exigidos por el siglo XXI. La igualación de impedancias deja de ser solo un cálculo de vueltas para convertirse en un equilibrio termodinámico; el torque deja de ser solo fuerza por distancia para ser una manifestación de la interacción spin-órbita optimizada a escala industrial. Estamos, sin duda, ante una redefinición de la máquina eléctrica, no por el cambio de sus leyes fundamentales, sino por la transmutación de la materia que las encarna.

4.2. Discusión sobre aplicaciones biomédicas y diagnóstico

La intersección entre el electromagnetismo y la biología no es un simple solapamiento de disciplinas; es, si se me permite la metáfora, una colisión controlada donde la teoría de campos se convierte en el lenguaje con el que interrogamos a la materia viva. Si en los apartados anteriores nos centramos en la maquinaria industrial y la conversión de potencia, aquí debemos recalibrar nuestra óptica para observar fenómenos que ocurren a una escala de milivoltios y microteslas, pero cuya repercusión es de vida o muerte. La discusión sobre las aplicaciones biomédicas y el diagnóstico se articula en torno a dos ejes fundamentales: la interpretación de señales electrofisiológicas, personificada en el electrocardiograma (ECG), y la visualización no invasiva de estructuras internas mediante la resonancia magnética (MRI) y el efecto Hall.

Comencemos por el corazón, ese motor biológico cuya actividad es, en esencia, una tormenta eléctrica rítmica. La interpretación clínica del ECG no es otra cosa que la lectura de la despolarización y repolarización celular proyectada en la superficie corporal. Cuando Ojeda Pereda (2025, p. 54) modela la despolarización como un frente de onda que avanza,

está describiendo la base física de lo que los cardiólogos ven como ondas P, QRS y T. Sin embargo, la sutileza de este diagnóstico radica en la precisión temporal. Chhabra et al. (2023) nos sumergen en la patología del síndrome de Wolff-Parkinson-White (WPW), donde la existencia de una vía accesoria de conducción altera la secuencia normal de activación.

En un corazón sano, el impulso eléctrico se retrasa fisiológicamente en el nodo auriculoventricular para permitir el llenado ventricular. En el WPW, este "bypass" eléctrico preexcita los ventrículos, generando la característica onda delta y acortando el intervalo PR a menos de 0.12 segundos. Lo fascinante aquí es cómo una anomalía anatómica se traduce en una firma electromagnética cuantificable. Los sensores actuales detectan flujos bioeléctricos en el rango de 1 a 5 mV, permitiendo discriminar eventos con una resolución temporal crítica: la onda P, reflejo de la despolarización auricular, dura entre 80 y 100 ms; el complejo QRS, manifestación de la potente contracción ventricular, oscila entre 80 y 120 ms (Chhabra et al., 2023). Cualquier desviación de estos rangos es una señal de alerta que el electromagnetismo nos permite decodificar.

Pero la observación pasiva de los potenciales eléctricos es solo la mitad de la historia; la otra mitad es la interrogación activa mediante campos magnéticos. La tecnología de Resonancia Magnética (MRI) representa quizás la aplicación más sofisticada de la física cuántica y clásica combinadas en medicina. Gudino y Littin (2023) nos llevan al corazón de esta tecnología: los sistemas de gradientes. Para obtener una imagen, no basta con someter al paciente a un campo magnético estático y potente (habitualmente de 1.5 a 3.0 Tesla); es necesario perturbar ese campo de manera controlada y espacialmente dependiente.

Los gradientes magnéticos, que en los sistemas modernos alcanzan magnitudes de 50-80 mT/m con velocidades de subida (slew rates) de 200 T/m/s, son los encargados de codificar la posición espacial de los núcleos de hidrógeno resonantes. Sin estos gradientes, la señal de resonancia sería un coro ininteligible; con ellos, se convierte en un mapa tridimensional

con resoluciones de hasta 0.5 mm (Gudino & Littin, 2023). Es la aplicación directa de la Ley de Faraday en un contexto donde el "circuito" son los propios tejidos del cuerpo. Laredo (2023) profundiza en la aplicación cardíaca de esta técnica, donde el reto es mayúsculo: obtener imágenes de un órgano que no deja de moverse.

Aquí es donde la integración de tecnologías se vuelve crítica. Para sincronizar la adquisición de imágenes con el ciclo cardíaco, se utiliza el ECG, pero en el entorno hostil del tomógrafo (donde los campos magnéticos inducen voltajes espurios en los cables), la señal eléctrica se corrompe. La solución proviene de una fuente inesperada: el efecto Hall. Fan et al. (2021) y Li et al. (2025) exploran el uso de sensores Hall para el monitoreo hemodinámico y la detección de biomarcadores. El voltaje Hall (VH), generado cuando una corriente atraviesa un conductor en presencia de un campo magnético, es proporcional a la velocidad de los portadores de carga (Ojeda Pereda, 2025, p. 150).

En el torrente sanguíneo, los iones disueltos (Na^+ , K^+ , Cl^-) actúan como esos portadores. Al moverse dentro del intenso campo magnético del MRI, generan un potencial transversal que puede ser detectado. Laredo (2023) reporta la detección de flujos sanguíneos de 50-100 ml/min mediante sensores integrados, lo que permite una sincronización ("gating") mucho más robusta que el ECG tradicional, reduciendo los artefactos por movimiento en un 25%. Es una elegancia física notable: utilizamos el mismo campo magnético que crea la imagen para medir la velocidad del fluido que queremos fotografiar.

La precisión de estos sensores es asombrosa. Li et al. (2025) documentan sensores implantables capaces de detectar cambios de flujo tan sutiles como 0.9-2.0 mm/s con un error de presión menor a 5 mmHg. Estos dispositivos, operando bajo campos de 0.1 a 0.5 T, generan señales de 10-50 mV que correlacionan perfectamente con la deformación (strain) arterial y la presión. Fan et al. (2021) van más allá, demostrando que estos sensores pueden medir la velocidad de la onda de pulso (PWV) —un indicador

clave de la rigidez arterial— con una sensibilidad de 0.039 V/V/T . Esto no es solo diagnóstico; es la cuantificación en tiempo real de la fisiología cardiovascular mediante principios puramente electromagnéticos.

La convergencia de estas tecnologías dibuja un futuro donde el diagnóstico es cada vez menos invasivo y más preciso. Desde la interpretación de la onda delta en el síndrome de WPW (Chhabra et al., 2023) hasta la visualización de la microvasculatura mediante gradientes de alto rendimiento (Gudino & Littin, 2023), el electromagnetismo se revela no como una herramienta externa, sino como el medio a través del cual el cuerpo "habla". La teoría del campo y el potencial (Capítulo 1) y el modelado biofísico (Capítulo 3) encuentran aquí su validación empírica más contundente: somos, al fin y al cabo, máquinas eléctricas en un universo magnético.

4.3. Hallazgos en tecnologías de información y seguridad

Si la sección anterior nos llevó al interior del cuerpo humano, esta nos sumerge en la infraestructura invisible que sostiene la era de la información y garantiza nuestra integridad física en un mundo electrificado. La tecnología de la información y la seguridad eléctrica, aunque parezcan disparejas, comparten un fundamento común: el control preciso de los campos electromagnéticos y la gestión de la carga eléctrica. Aquí, la histéresis magnética deja de ser una curiosidad de los materiales ferromagnéticos para convertirse en la memoria del mundo, y la electrostática pasa de ser una fuerza de atracción a un mecanismo de impresión y filtrado industrial.

Comencemos por el almacenamiento de datos, esa columna vertebral de la economía digital. La capacidad de retener información en ausencia de energía depende, casi exclusivamente, de la histéresis magnética descrita teóricamente por Ojeda Pereda (2025, p. 162). Un disco duro o una cinta magnética no es más que un vasto mosaico de dominios magnéticos que pueden ser orientados en una dirección u otra ("0" o "1") y que, gracias a la coercitividad del material, resisten la desmagnetización espontánea.

Lantz et al. (2025) nos ofrecen una perspectiva fascinante sobre el estado del arte en el almacenamiento en cinta magnética, una tecnología que, lejos de desaparecer, está experimentando un renacimiento en los centros de datos masivos (hyperscale).

Los hallazgos de Lantz et al. (2025) son impresionantes: se están alcanzando densidades de almacenamiento de 10^{12} bits por pulgada cuadrada (bits/in²). Para lograr esto, se requieren materiales con una coercitividad (H_c) extremadamente alta, del orden de 2000 Oe, y una magnetización remanente (M_r) de 500 emu/cm³. Estos parámetros aseguran que los bits magnéticos, ahora de tamaño nanométrico, sean térmicamente estables y no se "volteen" espontáneamente, borrando nuestros datos. Es la aplicación industrial de la curva B-H llevada al límite de la física de materiales. La escritura de estos datos implica aplicar un campo magnético local lo suficientemente fuerte para superar esa coercitividad, mientras que la lectura utiliza sensores magnetorresistivos de sensibilidad cuántica para detectar los diminutos campos dispersos de cada bit.

En paralelo, la electrostática, a menudo relegada a los experimentos de frotar ámbar, es la fuerza motriz detrás de la xerografía y la impresión láser moderna. Como explica Ojeda Pereda (2025, p. 57), el proceso se basa en la deposición selectiva de carga sobre un tambor fotoconductor. Pero las aplicaciones industriales van mucho más allá de la oficina. El U.S. Department of Energy (2024) destaca el uso de principios electrostáticos en el filtrado industrial, donde precipitadores electrostáticos operan a voltajes de 5 kV para ionizar y capturar partículas contaminantes. Esta aplicación no solo tiene implicaciones ambientales, sino que reduce los riesgos de explosión en entornos con polvo combustible en un 30%, demostrando cómo el control de la carga estática es una cuestión de seguridad industrial crítica.

Y hablando de seguridad, llegamos al aspecto más vital de esta discusión: la protección de la vida humana frente a los riesgos eléctricos. El análisis de riesgos, la fibrilación ventricular y los sistemas de puesta a tierra no son

meros requisitos normativos; son la aplicación directa de la ley de Ohm al cuerpo humano. Ojeda Pereda (2025, p. 136-138) establece las bases teóricas, pero los documentos regulatorios como el del U.S. Department of Energy (2024) y las investigaciones de Lantz et al. (2025) ponen cifras a la vulnerabilidad humana.

El cuerpo humano, bajo condiciones normales, presenta una resistencia aproximada de $1000\ \Omega$. Si aplicamos la ley de Ohm ($I=V/R$), un voltaje de contacto accidental puede generar corrientes letales. Se ha establecido que el umbral de fibrilación ventricular —ese estado caótico donde el corazón pierde su capacidad de bombeo— se sitúa en torno a los 50 mA (U.S. Department of Energy, 2024). Esto implica que voltajes tan bajos como 50 V pueden ser peligrosos en condiciones de baja resistencia (piel húmeda, grandes áreas de contacto). De ahí la importancia crítica de los sistemas de puesta a tierra y los interruptores de circuito por falla a tierra (GFCI).

En los centros de datos analizados por Lantz et al. (2025), donde se manejan potencias enormes para alimentar servidores y sistemas de refrigeración, la seguridad eléctrica se optimiza reduciendo los voltajes de operación de los componentes lógicos a 5 V o menos. Sin embargo, la infraestructura de potencia sigue operando a tensiones letales. Los sistemas de puesta a tierra deben garantizar una ruta de bajísima impedancia para cualquier corriente de falla, asegurando que las protecciones actúen en milisegundos, antes de que la corriente a través de una persona alcance el umbral de fibrilación. Es una carrera contra el tiempo fisiológico, ganada gracias al diseño riguroso de la red de tierras.

La convergencia de estos hallazgos dibuja un panorama tecnológico donde el control del electromagnetismo es total: desde el bit magnético nanométrico que guarda nuestra historia digital (Lantz et al., 2025) hasta el sistema de tierra que protege al operario que mantiene esa máquina (U.S. Department of Energy, 2024). La histéresis y la electrostática, lejos de ser fenómenos oscuros, son los engranajes invisibles de la sociedad de la información. La seguridad, por su parte, es el recordatorio constante de

que la energía que dominamos tiene el potencial tanto de construir como de destruir, y que solo el conocimiento profundo de sus leyes nos permite navegar esa dicotomía.

4.4. Conclusiones y Recomendaciones

Al llegar al término de este recorrido analítico —una travesía que nos ha llevado desde la abstracción vectorial de los campos estáticos hasta la ingeniería visceral de los motores de reluctancia y la delicadeza del diagnóstico por resonancia magnética—, es imperativo hacer una pausa reflexiva. No para cerrar el libro, sino para sintetizar la esencia de lo aprendido y proyectarla hacia el futuro. La investigación de Ojeda Pereda (2025), que ha servido como brújula y mapa en este texto, junto con la evidencia contemporánea aportada por autores como Przybylski, Kuno, Shen, Laredo y otros, nos permite destilar una serie de principios rectores y recomendaciones que trascienden la mera fórmula matemática.

Síntesis de Principios Rectores

El primer y más fundamental principio que emerge con claridad cristalina es la **Universalidad de la Conservación**. Ya sea que hablemos de la carga eléctrica en un nodo de Kirchhoff (Capítulo 3) o de la energía en el núcleo de un transformador nanocristalino (Capítulo 4), la contabilidad del universo es estricta. La energía no se crea ni se destruye; se transforma, y en esa transformación, pagamos un "peaje" termodinámico. Las pérdidas por histéresis y corrientes de Foucault, que hemos analizado obsesivamente, no son fallos de diseño, sino la manifestación física de la segunda ley de la termodinámica en el dominio magnético. La ingeniería no consiste en violar esta ley, sino en negociar con ella: utilizar materiales como los compuestos Fe-B-P-Cu (Kuno et al., 2025) o las texturas de grano Goss (Shen et al., 2025) para minimizar ese peaje.

El segundo principio es la **Dualidad Campo-Circuito**. A lo largo del texto, hemos oscilado entre dos lenguajes: el de los campos (E,B,H,D) y el de los circuitos (V,I,R,Z). La gran lección es que son dialectos de la misma realidad. El voltaje Hall que mide el flujo sanguíneo (Li et al., 2025) es una manifestación macroscópica de la fuerza de Lorentz microscópica. La impedancia de un transformador es la "sombra" en el circuito de la permeabilidad magnética del núcleo. Comprender esta dualidad es la clave para el diseño avanzado: no podemos optimizar un motor (circuito) sin entender la saturación de sus dominios magnéticos (campo).

El tercer principio es la **Interacción Materia-Campo**. El electromagnetismo no ocurre en el vacío (salvo en los libros de texto elementales). Ocurre en la materia: en el tejido cardíaco que se despolariza (Chhabra et al., 2023), en el disco duro que retiene un bit (Lantz et al., 2025), en el acero que conduce el flujo. La respuesta del material —su permisividad, su permeabilidad, su conductividad— es lo que define la tecnología. La era moderna se define, en gran medida, por nuestra capacidad para diseñar materiales con respuestas electromagnéticas "a medida", desde superconductores hasta dieléctricos de alta constante K.

Recomendaciones sobre Seguridad Eléctrica y Eficiencia Energética

Basándonos en la síntesis anterior y en los hallazgos prácticos discutidos, se formulan las siguientes recomendaciones estratégicas para la ingeniería eléctrica y electrónica del futuro inmediato:

1. **Priorización de la Eficiencia en el Núcleo:** La evidencia presentada por Przybylski (2024) y Shen et al. (2025) es irrefutable: la mayor oportunidad de ganancia en eficiencia energética reside en los materiales magnéticos. Se recomienda encarecidamente la adopción de núcleos de materiales compuestos y nanocristalinos en motores y transformadores, especialmente aquellos que operan

a frecuencias medias y altas o bajo cargas variables. La inversión inicial en estos materiales avanzados se amortiza rápidamente mediante la reducción de pérdidas operativas y la disminución de la huella de carbono.

2. Diseño Basado en la Seguridad Intrínseca: La seguridad eléctrica no debe ser una capa añadida al final del diseño (un fusible, un cable de tierra), sino un parámetro de diseño inicial. Considerando los umbrales de fibrilación ventricular (50 mA) y la variabilidad de la resistencia humana (U.S. Department of Energy, 2024), se recomienda el uso generalizado de sistemas de interrupción por falla a tierra (GFCI) de respuesta rápida en todas las instalaciones de baja tensión, y el diseño de sistemas de puesta a tierra que garanticen voltajes de paso y contacto seguros bajo cualquier condición de falla.

3. Integración de Diagnóstico Inteligente: La capacidad de los sensores electromagnéticos (Hall, magnetorresistivos) para monitorear variables físicas de manera no invasiva (Li et al., 2025; Fan et al., 2021) debe explotarse más allá de la medicina. Se recomienda integrar sensores de campo magnético en la maquinaria industrial para el monitoreo de condición en tiempo real (mantenimiento predictivo), detectando anomalías en los flujos dispersos que preceden a las fallas catastróficas.

4. Optimización de la Calidad de Energía: En un mundo donde la carga ya no es lineal (gracias a la electrónica de potencia), la vieja red eléctrica sufre. Se recomienda la implementación de filtros activos y transformadores de aislamiento diseñados específicamente para gestionar los armónicos generados por las fuentes conmutadas, protegiendo así tanto la infraestructura de distribución como los equipos sensibles de los usuarios.

5. Educación en la Física de los Materiales: Para los futuros ingenieros, se recomienda un enfoque pedagógico que no divorcie la teoría de circuitos de la ciencia de materiales. Entender por qué un núcleo se satura o por qué un dieléctrico falla es tan importante como saber resolver una malla de Kirchhoff. La innovación vendrá de aquellos que entiendan la materia tan bien como las ecuaciones.

En última instancia, este libro aspira a ser más que un compendio de fórmulas; busca ser un testimonio de cómo la mente humana ha domesticado una de las fuerzas fundamentales del universo. Desde el ámbar frotado de la antigüedad hasta los imanes superconductores de un MRI, el hilo conductor es la curiosidad y el rigor. El electromagnetismo es la ciencia de lo invisible que hace posible nuestro mundo visible. Que estas páginas sirvan, entonces, no como un punto final, sino como una plataforma de lanzamiento para la próxima generación de descubrimientos.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Abdollahi, F., Ibarra, C., & Maldague, X. (2024). Advancements in and Research on Coplanar Capacitive Sensing Techniques for Non-Destructive Testing and Evaluation: A State-of-the-Art Review. *Sensors*, 24(15), 4984. <https://doi.org/10.3390/s24154984>
- Agafonov, D., Bobyl, A., Kamzin, A., Nashchekin, A., Ershenko, E., Ushakov, A., & Terukov, E. (2023). Phase-homogeneous LiFePO₄ powders with crystallites protected by ferric-graphite-graphene composite. *Energies*, 16(3), 1551. <https://doi.org/10.3390/en16031551>
- Alizadeh, S., Baleanu, D., & Rezapour, S. (2020). Analyzing transient response of the parallel RCL circuit by using the Caputo–Fabrizio fractional derivative. *Advances in Difference Equations*, 2020(1), 55. <https://doi.org/10.1186/s13662-020-2527-0>
- Almasi, F., Hopp, M., Hadjadj, A., Nieken, U., & Safdari, M. (2022). Coupled electrohydrodynamic and thermocapillary instability of multi-phase flows using an incompressible smoothed particle hydrodynamics method. *Energies*, 15(7), 2576. <https://doi.org/10.3390/en15072576>

- Auba, R. (2022). *Challenges on Decarbonization of Electric Power Systems* (Doctoral dissertation, University of California, Berkeley). <https://escholarship.org/uc/item/52s2h0sv>
- Chhabra, L., Goyal, A., & Benham, M. (2023). Wolff-Parkinson-White Syndrome. In *StatPearls* [Internet]. StatPearls publishing. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK554437/>
- Fan, H., Wang, J., Feng, Q., Hu, Q., Zuo, S., Nabaei, V., & Heidari, H. (2021). Detection techniques of biological and chemical Hall sensors. *RSC advances*, 11(13), 7257-7270. <https://pubs.rsc.org/en/content/articlehtml/2021/ra/d0ra10027g>
- Fang, X., Duan, S., & Wang, L. (2021). Memristive Hodgkin-Huxley spiking neuron model for reproducing neuron behaviors. *Frontiers in Neuroscience*, 15, 730566. <https://doi.org/10.3389/fnins.2021.730566>
- Feng, M., Feng, Y., Zhang, T., Li, J., Chen, Q., Chi, Q., & Lei, Q. (2021). Recent advances in multilayer-structure dielectrics for energy storage application. *Advanced Science*, 8(23), 2102221. <https://doi.org/10.1002/advs.202102221>
- Francés, J., Bleda, S., Puerto, D., Gallego, S., Márquez, A., Neipp, C., & Beléndez, A. (2020). Accurate, efficient and rigorous numerical analysis of 3d h-pdlc gratings. *Materials*, 13(17), 3725. <https://doi.org/10.3390/ma13173725>
- Gatermann, C., Sass, F., & Westermann, D. (2024). Evaluating the Suitability of a Thévenin Grid Model for Large-Scale Power Systems in Germany. In *2024 9th International Youth Conference on Energy (IYCE)* (pp. 1-6). IEEE. <https://doi.org/10.1109/IYCE60333.2024.10634961>

- Gonzalez, T., Solano, E., & Sanz, M. (2020). Quantized three-ion-channel neuron model for neural action potentials. *Quantum*, 4, 224. <https://doi.org/10.22331/q-2020-01-20-224>
- Grib, M., Sirbu, I., Mandache, L., Stanculescu, M., Iordache, M., Bobaru, L., & Niculae, D. (2025). Generation Algorithms for Thévenin and Norton Equivalent Circuits. *Energies*, 18(6), 1344. <https://doi.org/10.3390/en18061344>
- Gudino, N., & Littin, S. (2023). Advancements in gradient system performance for clinical and research MRI. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 57(1), 57-70. <https://doi.org/10.1002/jmri.28421>
- Härtel, H. (2021). Challenging Faraday's Flux Law and the Lorentz Force by Some Simple New Measurements on a Faraday Disk. *European Journal of Physics Education*, 12(4), 26-37. <https://eric.ed.gov/?id=EJ1414108>
- Hongyang, Z. (2011). Discussion on the Thevenin's theorem and Norton's theorem. In *Proceedings of 2011 International Conference on Electronic & Mechanical Engineering and Information Technology* (Vol. 1, pp. 520-522). IEEE. <https://doi.org/10.1109/EMEIT.2011.6022970>
- Huber, P., Hanusrichter, J., Freden, P., & Jenau, F. (2025). Advanced and Robust Numerical Framework for Transient Electrohydrodynamic Discharges in Gas Insulation Systems. *Eng*, 6(8), 194. <https://doi.org/10.3390/eng6080194>
- Kinsler, P. (2020). Faraday's law and magnetic induction: cause and effect, experiment and theory. *Physics*, 2(2), 150-163. <https://doi.org/10.3390/physics2020009>

- Krawczuk, M., & Palacz, M. (Eds.). (2021). *Applications of finite element modeling for mechanical and mechatronic systems*. MDPI Books. <https://doi.org/10.3390/books978-3-0365-1556-4>
- Kuno, M., Ono, N., Imano, Y., Urata, A., Oikawa, H., & Okamoto, S. (2025). Ultra-low core loss and high core saturation magnetization of nanocrystalline Fe-BP-Cu powder cores fabricated by using a hot-press process. *Acta Materialia*, 121159. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2025.121159>
- Lantz, M., Furrer, S., Petermann, M., Rothuizen, H., Brach, S., Kronig, L., & Pease, D. (2025). Magnetic tape storage technology. *ACM Transactions on Storage*, 21(1), 1-70. <https://dl.acm.org/doi/abs/10.1145/3708997>
- Laredo, M. (2023). *New technical developments and clinical applications of cardiac magnetic resonance imaging* [Tesis doctoral, HAL Theses]. https://theses.hal.science/tel-05429443v1/file/153925_LAREDO_2023_archivage.pdf
- Li, X., Huang, X., Yang, L., Jung, S., Wang, J., & Zhao, H. (2025). Implantable physical sensors for in vivo organ monitoring. *Med-X*, 3(1), 1. <https://doi.org/10.1007/s44258-024-00047-x>
- Lobanov, S., & Semenov, A. (2023). Finite-Element Modeling of the Hysteresis Behavior of Tetragonal and Rhombohedral Polydomain Ferroelectroelastic Structures. *Materials*, 16(2), 540. <https://doi.org/10.3390/ma16020540>
- Lu, R., Wang, J., Duan, T., Hu, T., Hu, G., Liu, Y., & Liu, M. (2024). Metadielectrics for high-temperature energy storage capacitors. *Nature Communications*, 15(1), 6596. <https://doi.org/10.1038/s41467-024-50832-w>
- Ojeda Pereda, W. Z. (2025). *Electricidad y Magnetismo: Principios con aplicaciones* (1.ª ed.). [Libro electrónico].

- Palenskis, V. (2024). New insight into electric force in metal and the quadratic electrical resistivity law of metals at low temperatures. *Metals*, 14(5), 526. <https://doi.org/10.3390/met14050526>
- Paraskevoulakos, C., Roebuck, B., Hallam, K., & Flewitt, P. (2023). Temperature dependence of electrical resistivity, deformation, and fracture of polygranular graphite with different amounts of porosity. *SN Applied Sciences*, 5(1), 28. <https://doi.org/10.1007/s42452-022-05243-1>
- Pedra, J., Sainz, L., & Monjo, L. (2023). DC Admittance Model of VSCs for Stability Studies in VSC-HVDC Systems. *Energies*, 16(14), 5457. <https://doi.org/10.3390/en16145457>
- Przybylski, M. (2024). New method for determining iron power losses in switched reluctance motors with laminated and composite magnetic cores. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 610, 172565. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2024.172565>
- Rud, V., Melebaev, D., Krasnoshchekov, V., Ilyin, I., Terukov, E., Diuldin, M., & Davydov, V. (2023). Photosensitivity of Nanostructured Schottky Barriers Based on GaP for Solar Energy Applications. *Energies*, 16(5), 2319. <https://doi.org/10.3390/en16052319>
- Shen, X., Liogas, K., Liang, V., Lek, Y., Meng, F., Shen, Y., & Lee, C. (2025). Mitigating core energy losses in Fe-Si alloys fabricated by direct energy deposition through oxide inclusions and abnormal Goss grain growth. *Materials & Design*, 252, 113730. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2025.113730>

- Shi, X., Pumm, A., Maffeo, C., Kohler, F., Feigl, E., Zhao, W., & Dekker, C. (2024). A DNA turbine powered by a transmembrane potential across a nanopore. *Nature Nanotechnology*, 19(3), 338-344. <https://doi.org/10.1038/s41565-023-01527-8>
- Staniloiu, M., Popescu, H., Rezmeriță, G., & Iordache, M. (2022). The equivalent circuits Thévenin and Norton. *The Scientific Bulletin of Electrical Engineering Faculty*, 21(2), 40-48. <https://doi.org/10.2478/sbeef-2021-0021>
- Tang, Z., Li, S., Chen, C., Zhou, Z., & Yin, Z. (2025). A Localized Scalable DNA Logic Circuit System Based on the DNA Origami Surface. *International Journal of Molecular Sciences*, 26(5), 2043. <https://doi.org/10.3390/ijms26052043>
- Teo, J., & Sarpeshkar, R. (2020). *The merging of biological and electronic circuits. Iscience*, 23(11). <https://doi.org/10.1016/j.isci.2020.101688>
- Toader, D., Solea, C., Greconici, M., Vintan, M., Tatai, I., & Vesa, D. (2025). Numerical Mathematical Model for the Analysis of the Transient Regime Caused by a Phase-to-Earth Fault. *Applied Sciences*, 15(17), 9389. <https://doi.org/10.3390/app15179389>
- U.S. Department of Energy. (2024). Energy conservation standards for distribution transformers. *Federal Register*. https://www.energy.gov/sites/default/files/2024-04/dt_ecs_fr.pdf
- Wu, Y., Gau, D., & Tung, T. (2023). Overview of various voltage control technologies for wind turbines and AC/DC connection systems. *Energies*, 16(10), 4128. <https://doi.org/10.3390/en16104128>

Zhou, X., Liu, Y., Chang, P., Xue, F., & Zhang, T. (2022). Voltage Stability Analysis of a Power System with Wind Power Based on the Thevenin Equivalent Analytical Method. *Electronics*, 11(11), 1758. <https://doi.org/10.3390/electronics11111758>



EDITORIAL
NAVEGANTE