

La física que está oculta en un circuito eléctrico simple

Maricel Matar - Reinaldo Welti

Departamento de Física y Química.
Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura.
Universidad Nacional de Rosario, Argentina.
welti@fceia.unr.edu.ar

Este trabajo intenta llamar la atención sobre las explicaciones superficiales que se brindan en la mayoría de los libros de textos sobre la transmisión de la energía desde la fuente hasta la resistencia en un circuito simple de corriente continua. Puede obtenerse una descripción más significativa de esta transferencia si se conoce tanto la naturaleza del campo eléctrico asociado a un conductor que transporta una corriente, como la de las cargas que lo crean y que se distribuyen en la superficie de los mismos.

Palabras clave: circuitos, campo eléctrico, cargas superficiales, flujo de energía

This paper attempts to draw attention to the superficial explanations offered in most textbooks on the transfer of energy from the source to the resistance in a simple DC circuit. We can achieve a more meaningful description of the transfer if it knows the nature of the electric field associated with a conductor carrying a current and how the surface charges are distributed on the surface of them.

Keywords: circuit, electric fields, surfaces charge, energy flux

Introducción

En un curso tradicional de electricidad, la teoría de circuitos de corriente continua se formula en términos de los conceptos de potencial y corriente, mientras que los campos electromagnéticos juegan un rol secundario o nulo. Esto hace que los campos y los circuitos aparezcan como dos tópicos completamente diferentes y no relacionados. Sin embargo, un circuito simple, como el formado por una batería y una resistencia, tienen una física realmente interesante que la mayoría de los textos omiten.

En la Fig. 1 se muestra un circuito que consiste de una batería con dos hilos perfectamente conductores que están conectados a una lámpara. De acuerdo a la ley de Ohm, $\vec{J} = \vec{E} / \rho$, donde \vec{J} es el vector densidad de corriente, ρ la resistividad del filamento y \vec{E} es el campo eléctrico, la corriente en el filamento de esta lámpara es impulsada por un campo eléctrico. Es usual pensar que las fuentes del campo eléctrico en el filamento son las cargas que se encuentran en los bornes de la batería. Pero si doblamos los cables para que la lamparita esté más cerca de la batería, ésta no se pone

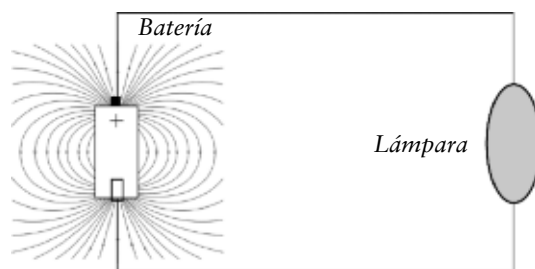


Fig. 1. Batería conectada a una lámpara a través de dos hilos perfectamente conductores.

más brillante, lo que implica que el campo eléctrico dentro del filamento no cambió a pesar de que está más cerca de estas hipotéticas fuentes. Además, si rotamos a la lamparita (y, por lo tanto, al filamento), en alguna posición, el campo eléctrico creado por la batería sería perpendicular a la corriente y habría poca o ninguna corriente. Sin embargo, no observamos ningún cambio en el brillo de la lamparita. Evidentemente las cargas en los bornes de la batería no son la única fuente del campo eléctrico adentro del filamento de la lamparita. Entonces, ¿dónde están las cargas que crean este campo eléctrico?

Otra pregunta importante con respecto a lo que está sucediendo en el circuito de la Fig. 1 es: ¿cómo se transfiere la energía desde la batería hasta la lámpara? Una de las ideas más difundidas que intenta dar una explicación es que los electrones en movimiento dentro de los hilos conductores son los que llevan la energía desde la batería hasta el filamento. Esta idea es incorrecta como lo mostraremos en las próximas secciones.

Ambas preguntas están de alguna manera relacionadas puesto que, para comprender el mecanismo de transferencia de energía en el circuito, es necesario conocer la naturaleza de los campos que rodean un conductor.

En los últimos veinte años numerosos autores (Aguirregabiria et al., 1992; Aguirregabiria et al., 1996; Assis y Mania, Chabay y Sherwood, 2006; Galili y Gohlbarg, 2005; Härtel 1985; Härtel 1987; Heald, 1984; Hernandez y Assis, 2003; Hirvonen, 2007; Jackson, 1996; Matar y Welti, 2009; Matar y Welti, 2010; Preyer, 2000; Preyer, 2003; Sefton, 2002; Sherwood y Chabay, 1999; Welti, 2005), aunque algunos mucho antes (Sommerfeld, 1952; Marcus, 1941) señalaron que, para alcanzar una buena comprensión del proceso de transferencia de energía en un circuito de corriente continua, es necesario conocer el campo eléctrico en las proximidades de los conductores resistivos por los que circula la corriente.

En este trabajo, inicialmente, examinamos cómo se realiza cualitativamente la transferencia de energía desde la batería hasta los elementos resistivos del circuito y cómo son los campos asociados a un circuito por el que circula una corriente. A continuación calculamos los campos, la carga superficial y el flujo de energía, que va desde la fuente hasta la resistencia, en un circuito que admite un tratamiento analítico relativamente simple y finalmente, a modo de conclusión, reforzamos la explicación cualitativa, apoyados en estos resultados analíticos obtenidos.

La transferencia de energía desde la batería hasta el filamento

Ideas erróneas acerca del mecanismo de transferencia de energía

La idea más difundida es que los electrones que se mueven en el interior de los cables son los que transportan la energía desde la batería hasta la lámpara. Podemos dar varios argumentos que muestran que esta idea es conceptualmente incorrecta. En primer lugar los electrones son muy lentos para transportar la energía. Sin embargo, cuando se cierra el interruptor observamos que la lamparita se prende casi instantáneamente. Conociendo la densidad de electrones, el diámetro del alambre conductor y la corriente que circula por los mismos podemos estimar la velocidad media de los electrones. Si el hilo es de cobre, de 10^{-3} m de diámetro y la corriente es de 0.1 A, los electrones se mueven con una velocidad de 10^{-5} m/s. Si estos electrones toman energía de la batería para llevarla hasta la lamparita, tendríamos que esperar mucho tiempo para verla iluminada.

Otro error que se encuentra en algunos textos, por ejemplo Serway y Jewett (2007), Resnick et al. (2008) es suponer que la energía potencial eléctrica de un electrón es toda del electrón. El razonamiento utilizado es el siguiente: la batería le entrega energía a la carga y ésta pierde su energía potencial eléctrica durante las colisiones con los átomos del resistor. Pero esta energía potencial, no es del electrón sino del sistema como un todo. Al final de este artículo trataremos de explicar donde reside esta energía potencial.

Observemos finalmente que la transferencia de energía es un proceso de una sola vía, pero la corriente circula alrededor de todo el circuito. Si los electrones en un alambre transportan energía desde la batería hasta la lámpara, por qué los electrones en el otro alambre no llevan energía desde la lámpara hasta la batería. No hay ninguna manera de asociar la dirección del flujo de energía con la dirección de la corriente o con la dirección con la que los electrones se mueven.

La naturaleza de la energía

La ley de conservación de energía es una de las leyes básicas de la física. Esta ley establece que hay una cierta cantidad, que llamamos energía, que no cambia en las diferentes transformaciones que se producen en la na-

turalidad. En otras palabras, si se calcula esta cantidad, al inicio y después de finalizado un proceso, se obtiene el mismo valor. Esta forma de enunciar la conservación de energía es una concepción puramente *contable*, es solamente un atributo matemático de los sistemas físicos y no necesita ningún modelo conceptual que esté detrás del mismo. Este punto de vista no es satisfactorio en el marco de las teorías físicas que consideran como conceptos fundamentales las partículas y los campos y que intentan incorporar algún detalle sobre cómo la energía se conserva. En particular proponen que, si la energía disminuye en una región del espacio, es porque ésta fluye alejándose a través de los contornos de esta región. Ésta es la base de la formulación *local* de la ley de conservación de energía (Feynman, Leighton y Sands, 1998).

La energía y los campos

El principio de conservación local de energía y el concepto de campo nos permiten encontrar cómo la energía deja la batería y llega hasta la lámpara. Esta ley es mucho más fuerte que el modelo contable ya que éste sólo nos dice que la energía se conserva.

Es incorrecto pensar la energía como una sustancia que ocupa el espacio, pero existen entes llamados campos que sí se distribuyen en el espacio. En nuestro caso los campos que rodean al circuito son los campos eléctrico y magnético, descritos por la teoría electromagnética clásica de Maxwell, formulada en el siglo XIX. Estos campos no se parecen en nada a una sustancia; son magnitudes vectoriales que, de acuerdo a esta teoría, están relacionados entre sí y con la energía. La densidad de energía, en cada punto del espacio, puede calcularse si se conocen estos campos ya que son los portadores de la misma.

La idea de que el campo electromagnético almacena y transmite energía es la clave para explicar cómo la energía va desde la batería hasta la lamparita.

Los campos que rodean un circuito y la transferencia de energía

Para analizar cómo se llega a establecer una corriente estacionaria en un circuito eléctrico puede dividirse el proceso en dos etapas. Ini-

cialmente se conectan dos conductores resistivos largos a los terminales de una batería; así, los dos hilos resultan extensiones de los volúmenes equipotenciales de cada uno de los electrodos. No hay nada que impida que estos hilos tengan una forma arbitraria o una extensión de varios kilómetros, o que se doblen, o que se retuerzan uno alrededor del otro (sin tocarse). Las líneas de fuerza del campo eléctrico nacen en la superficie de uno de los hilos y terminan en la del otro, en ángulo recto, aún cuando los alambres no sean conductores perfectos.

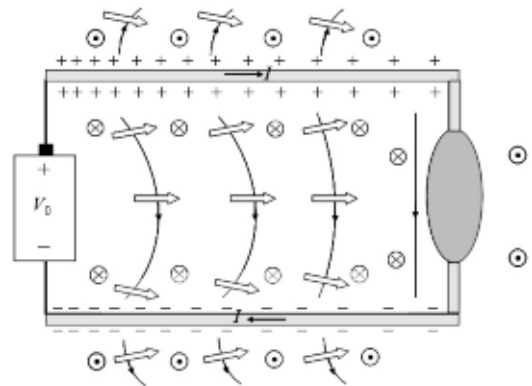


Figura 2. Densidad de carga superficial, campo eléctrico (líneas continuas), el campo magnético (círculo con cruz: entrante, círculo con un punto: saliente) y flujo de energía (flecha ancha con su interior blanco).

Cuando se conecta la lamparita entre sus dos extremos, se produce un movimiento de electrones, que destruye la naturaleza equipotencial del interior de ambos conductores. De esta manera se produce el inicio de la corriente. En esta etapa, parte del flujo de corriente tiene componentes perpendiculares a los contornos del conductor que van modificando la distribución de carga superficial que, a su vez, son las responsables de encauzar la corriente a lo largo de los hilos (esto es, hacerla paralela a su superficie). Es esta distribución de carga superficial la que crea tanto el campo eléctrico en el interior del conductor, responsable del flujo de carga, como el campo eléctrico exterior, que ahora posee componentes tangencial

y perpendicular a la superficie conductora. En la Fig. 2 no se muestra el campo eléctrico en el interior de los hilos. Notemos que, al circular la corriente, si los alambres son resistivos, el campo eléctrico externo deja de ser normal a la superficie de los mismos.

Para explicar la transferencia de energía en el circuito de la Fig. 2, debemos observar qué es lo que ocurre en el espacio exterior a los alambres. Como una consecuencia de esta carga superficial, hay un campo eléctrico tanto afuera como adentro de los alambres. Además, como ahora hay una corriente, se tiene un campo magnético en el espacio alrededor de ellos. Es esta combinación de campos eléctrico y magnético, en el espacio que rodea al circuito, el origen del transporte de energía desde la batería hasta la lámpara. En la Fig. 2 los círculos alrededor de los hilos son las líneas de campo magnético, mientras que las líneas de campo eléctrico salen del hilo cargado positivamente y mueren en el hilo cargado negativamente. La energía viaja por el espacio circundante en una dirección perpendicular a ambos campos y a la velocidad de la luz.

Si \vec{E} y \vec{H} son los campos eléctrico y magnético, respectivamente, en un punto del espacio, la densidad de energía electromagnética U (J/m^3) en dicho punto se calcula mediante la expresión

$$U = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2}\mu_0 H^2 \quad (1)$$

Las constantes ϵ_0 y μ_0 son las mismas que aparecen en las leyes de Coulomb y de Ampère y que relacionan los campos eléctrico y magnético con las cargas y las corrientes, respectivamente. El cambio en la energía potencial de un circuito puede relacionarse exactamente con el cambio de la energía asociada con los campos mediante la Ec. (1).

La teoría electromagnética predice que hay un flujo de energía en cualquier punto que rodea a un circuito donde existan un campo eléctrico y un campo magnético que viene dado por

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2)$$

El flujo de energía \vec{P} es conocido como *vector de Poynting*, en honor de J. H. Poynting (1852–1914) que explicó la transferencia de energía electromagnética a partir de las ecuaciones de Maxwell.

Las unidades de $\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}$ son, $[P] = [E][H] = (V/m)(A/m) = W/m^2 = J/m^2s$. Por lo tanto, el flujo de energía es *la cantidad de energía que atraviesa la unidad de área en la unidad de tiempo*.

El vector de Poynting también puede expresarse como

$$\vec{P} = Uc\hat{n} \quad (3)$$

donde U es la densidad de energía electromagnética (1), c la velocidad de la onda electromagnética y \hat{n} es un versor en la dirección de esa velocidad. La Ec. (3), que expresa el flujo de energía electromagnética, es formalmente igual al flujo de una sustancia, por ejemplo al flujo de masa o al flujo de carga eléctrica.

En el modelo de campos se puede afirmar que la energía potencial es un atributo del sistema, pero ahora se debe pensar al sistema como consistente no sólo de los cuerpos o partículas que interactúan, sino también de los campos, mediadores de esa interacción. Es también factible localizar la energía y examinar su conservación local. Esto permite describir la transferencia de energía electromagnética entre sistemas o partes de un sistema. En particular, en el circuito de la Fig. 2, en el régimen estacionario, la energía que la batería entrega al sistema, se almacena en el campo electromagnético y desde éste, es transferida a los elementos resistivos donde se disipa por efecto Joule.

Si se conocen los sentidos de los campos eléctrico \vec{E} y magnético \vec{H} se puede determinar el sentido del flujo de la energía mediante la Ec. (2). En la Fig. 2 se muestra el campo de Poynting mediante una flecha ancha con su interior pintado de blanco. Como puede verse, el flujo de energía se dirige desde la batería hacia la lamparita en un camino de una sola vía. Sin embargo, el campo de Poynting tiene una pequeña componente perpendicular (entrante) a la superficie de los dos hilos paralelos resistivos. En el interior de los hilos, como el campo eléctrico es paralelo a la corriente, la energía

fluye perpendicularmente desde su superficie hacia su interior, donde se disipa por efecto Joule. Si los alambres fueran conductores perfectos, esta componente perpendicular sería nula. En ese caso la energía fluye paralela a los hilos en el espacio exterior a los mismos.

El campo eléctrico, la carga superficial y el flujo de energía en un circuito de placas paralelas

El campo eléctrico

En esta sección encontraremos una solución analítica para el campo eléctrico alrededor de un circuito. Para obtener esta solución haremos algunas hipótesis especiales sobre la geometría de nuestro circuito que, esencialmente, consistirá en reemplazar los alambres del circuito por placas conductoras. Se pueden obtener también soluciones analíticas si la carga es alimentada por un cable coaxial. Tanto las dos placas paralelas como el cable coaxial son líneas de transmisión cuya geometría simple permite encontrar de manera exacta los campos y las cargas superficiales, no sólo en casos estáticos sino también para cualquier valor de la frecuencia.

En lugar de dos hilos, conectamos a los bornes de la batería dos placas paralelas de resistividad ρ_L , ancho w longitud l y espesor e , separadas por una distancia d (ver Fig. 3). Estas placas, al ser conectadas a los bornes de la batería, se cargan eléctricamente, positivamente, la conectada al borne positivo y negativamente, la otra. El interior de cada una de las placas es un volumen equipotencial y la diferencia de potencial entre ambas, V_0 , coincide con la fem de la batería ideal (sin resistencia interna). Si despreciamos los efectos de borde, el campo eléctrico entre las placas viene dado por

$$E_y = \frac{V_0}{d} \tag{4}$$

El campo es normal a las placas aún cuando no sean perfectamente conductoras. Las cargas superficiales en las superficies $y = 0$ e $y = d$, vienen dadas por

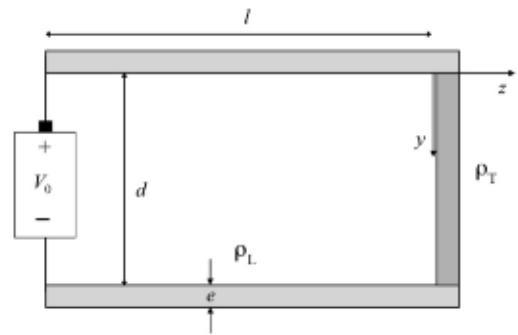


Figura 3. Batería conectada a un circuito formado por tres placas.

$$\begin{aligned} \sigma(y = 0) &= \epsilon_0 \frac{V_0}{d} \\ \sigma(y = d) &= \epsilon_0 \frac{V_0}{d} \end{aligned} \tag{5}$$

Se observa que la densidad de carga no depende de la resistividad del material. La diferencia con el caso de los dos cables es que ahora las cargas se distribuyen solamente en las superficies interiores.

Se unen ahora las dos placas, en $z = 0$, mediante una placa de resistividad ρ_T , ancho w , longitud d y espesor e . En la Fig. 2 se muestra una sección de este circuito perpendicular al eje x . Después de la conexión se establece un régimen transitorio similar al que se describió anteriormente. Una vez que se llega al estado estacionario, circula una corriente constante I .

Si la corriente se distribuye uniformemente sobre la sección de los tres conductores, entonces la densidad de corriente \vec{J} y el campo eléctrico \vec{E} tienen módulos constantes en cada una de las placas. Si las placas son conductores óhmicos ($\vec{E} = \rho \vec{J}$) podemos expresar el módulo del campo eléctrico en función de las resistividades y la corriente que circula por ellas. En las placas paralelas, que llamaremos placas L , éste viene dado por

$$E_L = \rho_L J_L = \rho_L \frac{I}{we} = \rho_L J \tag{6}$$

mientras que en la placa terminal, placa T , que conecta a ambas, es

$$E_T = \rho_T J_T = \rho_T \frac{I}{we} = \rho_T J \quad (7)$$

Observemos que la densidad de corriente es la misma en las tres placas, pues suponemos por simplicidad que sus respectivas secciones son iguales.

El campo eléctrico no sólo está presente en el interior de los conductores, sino también en el espacio delimitado por las superficies internas de las placas. Este campo está creado por una distribución superficial de carga eléctrica, por lo tanto, su circulación a lo largo del contorno cerrado C , que se muestra en la Fig. 4, debe ser nula. Esto nos permite calcular la componente y del campo eléctrico en el espacio interior delimitado por las placas.

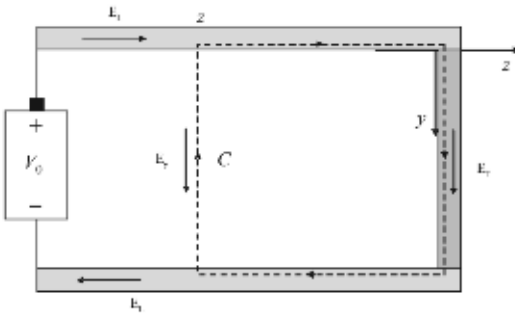


Figura 4. Contorno C para calcular la componente y del campo eléctrico en el espacio delimitado por las placas.

En efecto,

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -E_y d - 2E_L z + E_T d = 0$$

Entonces,

$$E_y(z) = -2E_L \frac{z}{d} + E_T = \rho_L \left(-2\frac{z}{d} + \frac{\rho_T}{\rho_L} \right) J \quad (8)$$

Nos encontramos ahora con un problema, si la componente y del campo eléctrico varía con z , en el espacio interior a la estructura no se satisface la ecuación $\nabla \times \vec{E} = 0$. Esta última sólo

podrá satisfacerse si existe una componente z del campo eléctrico que varíe con y tal que

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{2E_L}{d} \quad (9)$$

Integrando la Ec. (9), se tiene que la componente z del campo eléctrico en el interior de la estructura es

$$E_z(y) = -\frac{2E_L}{d} y + C$$

La constante de integración C puede determinarse a partir de propiedades de simetría. Debido a éstas puede decirse que $E_z(y = d/2) = 0$. Luego, la expresión definitiva para esta componente es

$$E_z(y) = \rho_L \left(1 - 2\frac{y}{d} \right) J \quad (10)$$

El campo eléctrico en el espacio delimitado por las placas tiene una componente en la dirección del eje z y una componente en la dirección del eje y , mientras que en el interior de las placas L tiene sólo componente z y en el interior de la placa T , sólo componente y .

En la existencia del campo eléctrico E_y dependiente de z y perpendicular a las placas L , se encuentra implícita una diferencia de potencial, función de z , entre las mismas que viene dada por

$$V(z) = \int_0^d E_y dy = -2\rho_L Jz + \rho_T Jd \quad (11)$$

En particular, como $V(z = -l) = V_0$, encontramos que la resistencia de entrada del circuito viene dada por

$$R = \frac{V_0}{I} = 2\frac{\rho_L l}{we} + \frac{\rho_T d}{we} = 2R_L + R_T \quad (12)$$

donde R_L y R_T son las resistencias de las placas L y T , respectivamente. A partir de la Ec. (12) podemos calcular la corriente I .

La distribución de carga superficial

Al pasar del interior al exterior de las placas se produce un salto en E_y , en las placas L y un salto en E_z en la placa T , lo que indica la existencia de una distribución superficial de carga sobre las superficies internas de las tres placas.

Las correspondientes densidades de carga superficial son:

$$\begin{aligned}
 (a) \quad \sigma_L(y=0, z) &= \varepsilon_0 E_y = \varepsilon_0 \rho_L \left(\frac{\rho_T}{\rho_L} - 2 \frac{z}{d} \right) J \\
 (b) \quad \sigma_L(y=d, z) &= -\varepsilon_0 E_y = -\varepsilon_0 \rho_L \left(\frac{\rho_T}{\rho_L} - 2 \frac{z}{d} \right) J \\
 (c) \quad \sigma_T(y, z=0) &= -\varepsilon_0 E_z(y) = -\varepsilon_0 \rho_L \left(1 - 2 \frac{y}{d} \right) J
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

El módulo de las densidad de carga superficial σ_L decrece linealmente a lo largo del eje z , desde su valor máximo en $z = -l$, hasta su valor mínimo en $z = 0$. la densidad de carga superficial σ_T es negativa entre $y = 0$ e $y = d/2$, y positiva entre $y = d/2$ e $y = d$.

Tanto el campo eléctrico en el espacio delimitado por las placas, como los que se encuentran en el interior de las placas están creados por las cargas superficiales (Ec. 13). Veamos si se pueden poner en correspondencia la distribución de carga superficial con el campo que ésta crea.

Las Ecs. (13a) y (13b) muestran que la carga superficial sobre las placas L tiene una parte que varía con z (con un gradiente a lo largo del eje z) y un término constante. La parte constante de σ_L es la que crea el campo eléctrico en el interior de la placa T , mientras que la que varía con z , o sea, la que tiene un gradiente a lo largo del eje z es la que crea el campo eléctrico a lo largo de las placas L . Este campo eléctrico es paralelo al gradiente de la densidad de carga. Si las placas L fueran conductoras perfectas, entonces, la parte que varía linealmente con z es nula (en este caso no se necesita un campo en el interior de las placas L para que circule la corriente) y queda solamente el término constante, que crea el campo en el interior de la placa T . La carga superficial a lo largo de la placa T es el que se necesita para “apantallar” la componente z del campo.

El flujo de energía

Es necesario conocer los campos eléctrico y magnético que rodean al circuito para calcular

el vector de Poynting. Para el cálculo del campo magnético el circuito de la Fig. 3 puede considerarse un solenoide de sección rectangular. Si l y w son muchos más grandes que d , entonces el campo magnético en el interior de las placas viene dado por (Namías, 1985).

$$H_y = -\frac{I}{w} = -K \tag{14}$$

donde $K = I/w$ puede considerarse como una “corriente superficial” circulando por las placas. En realidad la corriente I se distribuye uniformemente en todo el espesor e de las placas. Debido a esto el campo magnético penetra en el interior de las placas, donde decrece linealmente hasta hacerse cero en la superficie externa de las mismas.

Si introducimos las Ecs. (8), (10) y (14) en (2) se encuentra que el flujo de energía en el espacio delimitado por las placas viene dado por

$$\begin{aligned}
 (a) \quad P_y &= -KJ\rho_L \left(1 - \frac{2y}{d} \right) \\
 (b) \quad P_z &= KJ\rho_L \left(\frac{\rho_T}{\rho_L} - \frac{2z}{d} \right)
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

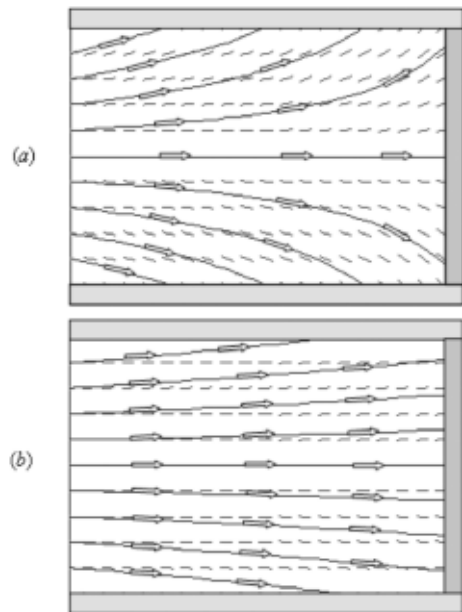


Figura 5. El flujo de energía en el espacio delimitado por las placas. En (a) las placas L y la placa T tienen aproximadamente la misma resistencia y en (b) las placas L tienen una resistencia pequeña comparada con la placa T .

En las Figs. 5a y 5b se muestran las líneas de campo de Poynting \vec{P} en el plano yz . En la Fig. 5a se ilustra el caso en el cual las placas L y T tienen aproximadamente la misma resistencia y en la Fig. 5b, el caso en que las placas L tienen una resistencia mucho menor que la de la T . No se muestra el flujo de energía en el interior de cada una de las placas. El flujo de energía se dirige desde la fuente, $z = -l$, hacia las placas L y T , en cuyos interiores se disipa. El vector de Poynting sobre la superficie de la placa L superior ($y = 0$) es

$$P_y = -\rho_L KJ$$

Este vector tiene módulo constante, con dirección entrante y perpendicular a esta placa. El área total de la misma es lw , por lo que la energía entrante a la placa, por unidad de tiempo, es

$$W = \rho_L KJ(lw) = \frac{\rho_L I^2}{w^2 e} (lw) = \frac{\rho_L l}{we} I^2 = R_L I^2$$

Para la placa L inferior se obtiene un resultado idéntico.

Sobre la superficie $Z = 0$ de la placa T la componente normal del vector de Poynting es

$$P_z(z=0) = \rho_T KJ$$

Este vector tiene módulo constante y dirección entrante a la placa T . El área total de la misma es dw . Entonces, la energía que entra en la placa por unidad de tiempo es

$$W = \rho_T KJ(dw) = \frac{\rho_T I^2}{w^2 e} (dw) = \frac{\rho_T d}{we} I^2 = R_T I^2$$

Observemos que la componente tangencial del campo eléctrico sobre las superficies de las placas resistivas es necesaria para la existencia de un flujo de energía entrante al interior de las mismas. Si las placas fueran perfectamente conductoras tanto la componente tangencial del campo eléctrico como la componente normal del vector de Poynting serían nulas.

En el caso de una línea de transmisión poco resistiva que alimenta una carga el campo eléctrico es casi perpendicular a las placas y por lo tanto el vector de Poynting está levemente inclinado hacia ella como se muestra en la Fig. 5b; es decir, la componente z del vector de Po-

ynting es mucho mayor que la componente y . Luego, la energía no viaja en el interior de las placas L hacia la placa T , sino que ésta fluye hacia ella desde la batería, por el espacio delimitado por las placas. En *el interior de las placas L* el flujo de energía es perpendicular a ellas con un módulo que decrece linealmente hasta hacerse cero en sus superficies externas y , por lo tanto, no hay ningún flujo de energía a lo largo del eje z que se dirija hacia la carga resistiva (la placa T).

Esta representación difiere de la idea tradicional sobre el concepto de transferencia de energía en un alambre que transporta una corriente. Desde el punto de vista de la teoría de Maxwell no hay ninguna duda, sin embargo, acerca de la validez y consistencia interna del argumento que se presenta en este trabajo. Esto nos lleva a una distinción esencial entre los conceptos de conductor y no conductor. *Los conductores de la electricidad no son conductores de la energía. La energía electromagnética se transporta casi sin pérdidas sólo en los no conductores; de hecho, el espacio vacío es el conductor de energía electromagnética perfecto.* En el lenguaje habitual, las palabras “conductor” y “no conductor” se refieren sólo al comportamiento con respecto al transporte de carga y son erróneas cuando se aplican al comportamiento con respecto a la energía (Sommerfeld, 1952).

Conclusión

Las soluciones exactas que se obtienen para circuitos con geometrías simples e ideales como el que hemos estudiado, ayudan a inferir cómo son los campos en geometrías más complicadas y permiten esbozar un dibujo cualitativo de sus líneas de fuerza.

Si los alambres que conectan la batería con la lámpara, en el circuito de la Fig. 1, son perfectamente conductores, éstos se cargan, el superior con carga positiva y el inferior con carga negativa. En este caso, la distribución de carga superficial, tiene un gradiente nulo y , por lo tanto, el campo eléctrico en el interior de los alambres también lo es. Las líneas de campo eléctrico salen perpendicularmente del

hilo con carga positiva y terminan en la superficie del hilo con carga negativa, también en forma perpendicular. Sin embargo, el campo eléctrico tiene una componente tangencial a lo largo de la resistencia que penetra en ella y es el que se necesita para mantener la corriente.

La corriente que circula crea un campo magnético cuyas líneas de fuerza son perpendiculares al plano en el que se encuentra el circuito, entrantes en la superficie interna rodeada por el circuito y salientes en la superficie externa (ver Fig. 2). Con esta información podemos estimar el módulo, dirección y sentido del vector flujo de energía en diferentes puntos del plano como se muestra en esta figura. Así, encontramos que las trayectorias del flujo de energía salen de la batería y se dirigen a la resistencia en un tránsito de una sola vía, en la dirección correcta.

El análisis de circuitos en términos de cargas superficiales dan respuestas a algunas de las preguntas que no tienen una explicación apropiada dentro del contexto de la teoría de circuitos tradicional: ¿Quién crea el campo eléctrico que mueve las cargas en el interior de los conductores donde circula corriente? Cómo es que el campo eléctrico cambia su dirección de un tramo a otro del circuito? Cómo fluye la energía desde la batería hasta los elementos resistivos donde se disipa? No se pueden responder estas preguntas en el marco de la teoría de circuitos tradicional que se basa en el concepto de diferencia de potencial. El gradiente de la densidad de carga, en la superficie de los elementos resistivos, crea el campo eléctrico que produce la circulación de corriente. Es este campo eléctrico el origen de la diferencia de potencial a lo largo del elemento resistivo. En consecuencia, este análisis considera como más fundamental al concepto de campo eléctrico y a la diferencia de potencial, un con-

cepto derivado del mismo. Las cargas superficiales que son requeridas para crear el campo eléctrico, que mantiene la corriente, producen también, en el espacio exterior a los conductores, el campo eléctrico que se necesita para la transferencia de energía.

A primera vista, los argumentos desarrollados en este trabajo pueden dar la impresión de ser difíciles. Sin embargo, las principales ideas no son más complicadas que el concepto de campo que se introduce en casi todos los cursos de física universitaria. En cualquier caso el campo es un concepto fundamental, aún más básico que el concepto de energía, de modo que se hace difícil pensar cómo estudiar física sin tenerlo en cuenta. Los argumentos cualitativos que presentamos son similares a los que se utilizan cuando se presenta la luz como una onda electromagnética, debido a que los conceptos esenciales que se necesitan son los mismos en ambos casos.

Una presentación adecuada de este tema requiere que se introduzca, en los cursos de Física Básica, algunos contenidos de la mecánica del continuo donde se estudien y escriban explícitamente las ecuaciones de conservación de masa, de energía y de carga eléctrica. Esta propuesta coincide con la formulada por Herrmann (2000) y Welti (2002) quienes sugieren adoptar un modelo de sustancia para las magnitudes extensivas y establecer una ecuación de balance entre el flujo de estas magnitudes a través de una superficie cerrada y la velocidad con que varía ésta en el volumen encerrado por dicha superficie. La jerarquización de principios más abarcadores facilita la formulación de la estructura conceptual de la física y posibilita una acomodación del conocimiento intuitivo de los estudiantes al pensamiento científico.

Referencias

- Aguirregabiria J. M., Hernández A. y Rivas M. (1992). An example of surface charge distribution on conductors carrying steady currents. *American Journal of Physics*, 60, pp. 138–141.
- Aguirregabiria J. M., Hernández A. y Rivas M. (1996). Surface charges and energy flow in a ring rotating in a magnetic field. *American Journal of Physics*, 64, pp. 892–895.
- Assis A. K. T. y Mania A. J. (1999). Surface charges and electric fields in a two-wire resistive transmission line. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 21, pp. 469–475.

- Chabay R y Sherwood B. (2006). Restructuring the introductory electricity and magnetism course. *American Journal of Physics*, 74, pp. 329–336.
- Feynman R., Leighton R. B. y Sands M. (1998). *Física. Electromagnetismo y Materia*, Vol. 2. México: Addison Wesley Longman.
- Galili I. y Goihbarg E. (2005). Energy transfer in electrical circuits: A qualitative account. *American Journal of Physics*, 73, pp.141–144.
- Härtel H. (1987). Constant electric current and the distribution of surface charges. This is a revised part of a full paper, published under the title *A Qualitative Approach to Electricity* at: Institute for Research on Learning, Report No. IRL87-000, Palo Alto, CA.
http://www.astrophysik.uni-kiel.de/~hhaertel/PUB/voltage_IRL.pdf.
- Härtel H. (1985). The electric voltage. What do students understand? What can be done for better understanding? In: Duit, R. (ed.); Jung, W. (ed.); Rhöneck, C. von (ed.): *Aspects of Understanding Electricity. Proceedings of an International Workshop*. IPN-Arbeitsberichte 59, Kiel: IPN, pp. 353–362.
http://www.astrophysik.uni-kiel.de/~hhaertel/PUB/voltage_IPN.pdf.
- Heald M. A. (1984). Electric fields and charges in elementary circuits. *American Journal of Physics*, 52, pp. 522–526.
- Hernandes, J. A. y Assis A.K.T. (2003). The potential, electric field and surface charges for a resistive long straight strip carrying a steady current. *American Journal of Physics*, 71, pp. 938–942.
- Herrmann, F. (2000). The Karlsruhe Physics Course. *European Journal of Physics*, 21, pp. 49–59.
- Hirvonen P. E. (2007). Surface charge based micro models – a solid foundation for learning about direct current circuits. *European Journal of Physics*, 28, pp. 581–592.
- Jackson J. D. (1996). Surface charges on circuit wires and resistors play three roles. *American Journal of Physics*, 64, pp. 855–870.
- Marcus A. (1941). The Electric Field Associated with a Steady Current in Long Cylindrical Conductor. *American Journal of Physics*, 9, pp. 225–226.
- Matar M. y Welti R. (2009). Las cargas superficiales y los campos de circuitos simples. *Latin American Journal of Physics Education*, 3, pp. 631–637.
- Matar M. y Welti R. (2010). Las cargas superficiales y los campos de circuitos simples. *Latin American Journal of Physics Education*, 4, pp. 730–740.
- Preyer N. W. (2000). Surface charges and fields of simple circuits. *American Journal of Physics*, 68, pp. 1002–1006.
- Resnick R., Halliday D. y Krane K. (2008). *Física*, Vol. 2, México: Grupo Editorial Patria.
- Sefton I. M. (2002). Understanding Electricity and Circuits: What the Text Books Don't Tell You. *Science Teachers' Workshop*.
http://www.sydney.edu.au/science/uniserve_science/school/curric/stage6/.../sefton.pdf
- Serway R. y Jewett J. (2007). *Física para ciencias e ingenierías*, Vol. 2, México: Thomson.
- Sherwood B. A. y Chabay R. W. (1999). A unified treatment of electrostatics and circuits.
<http://www.ncsu.edu/rwchabay/mi/circuit.pdf>
- Sommerfeld A. (1952). *Lectures on Theoretical Physics. Electrodynamics*, Vol. 3, New York: Academic Press.
- Welti R. (2002). Concepciones de estudiantes y profesores acerca de la energía de las ondas. *Enseñanza de las Ciencias*, 20, pp. 261–270.
- Welti R. (2005). Las cargas superficiales y el flujo de energía en un circuito simple. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 27, pp. 577–582.