Consideraciones ambas que nos deciden á empezar la ejecución de la parte de nuestro programa de trabajos sobre radioactividad relativa á la busca de substancias radioactivas en España, ofreciendo al público, que de modo tan eficaz puede colaborar en ello, las siguientes facilidades:

1.º Desde el 15 de Septiembre inmediato pueden dirigirse á nuestro Laboratorio de Mecánica Química y Química Inorgánica en la Facultad de Ciencias de Madrid (calle de Amaniel, 2) muestras de rocas, minerales y substancias inorgánicas en general, en cantidad de 50 á 100 gramos, al efecto de *su reconocimiento gratuito desde el punto de vista de la radioactividad.* Las personas que, por correo ó mediante entrega, presenten muestras, las acompañarán de carta ó escrito con los detalles que cada cual crea oportuno. El Laboratorio no recogerá las muestras cuando el hacerlo implique gastos de portes ú otros.

2.º Igual reconocimiento gratuito se practicará con los residuos y productos de metalurgias é industrias químico-inorgánicas que sean presentados por los interesados respectivos.

3.º Los Médicos directores de baños ó los propietarios de los manantiales pueden dirigirse también al Laboratorio al efecto del reconocimiento gratuito de la radioactividad de las aguas.

Madrid y Junio 27 de 1904.—*José Muñoz del Castillo.*»

La Sociedad acordó que la precedente Comunicación se inserte en el número de Junio de los ANALES, y que un extracto de la misma aparezca en las cubiertas de los números de Septiembre, Octubre, Noviembre y Diciembre para conocimiento del público.

Terminada la sesión científica, el Sr. Presidente anunció que quedaban suspendidas las tareas de la Sociedad durante los meses de Julio y Agosto, y que la próxima sesión será el último lunes de Septiembre.

SOBRE LA EXISTENCIA DEL MAGNETISMO VERDADERO, *por* **D. B. Cabrera Felipe.**

El estupor y admiración de los físicos y matemáticos de los siglos XVIII y XIX ante la sencillez y fecundidad de la ley de Newton, les vedó comprender el verdadero sentido dado por el sabio inglés á su enunciado, borrando parte de él y atribuyéndole un carácter afirmativo que nunca tuvo para su autor. «*Todo ocurre*, decía Newton, *como si* LOS CUERPOS CELESTES SE ATRAJERAN SEGÚN LA RECTA QUE UNE SUS CENTROS EN RAZÓN DIRECTA DE SUS MASAS É INVERSA DEL CUADRADO DE LAS DISTANCIAS», y en este enunciado encerraba una hipótesis que nunca perdió á sus ojos el carácter de tal, pero que luego pasó como hecho inconcuso durante más de un siglo: la existencia de las acciones á distancia, cuyo agente ú origen estaba medido por la masa.

Guiados por estas ideas, Coulomb de una parte, para las acciones electrostáticas y magnéticas, y Laplace y Ampère de otra, para las electromagnéticas y electrodinámicas, admitieron también estas fuerzas á distancia, llegando por la interpretación más ó menos directa de sus experiencias ó las de sus contemporáneos, á enunciar leyes análogas, si no idénticas, á la de Newton; hecho que bastaba para llamar la atención sobre la legitimidad de aquella hipótesis fundamental, y que, sin embargo, permaneció oculta durante muy cerca de un siglo.

Faraday, el primero, más físico que matemático, en contra de lo que ocurría con casi todos los anteriores maestros de la ciencia francesa, negó rotundamente la existencia de estas acciones á distancia, afirmando la necesidad de un medio que las trasmita á través del espacio mediante modificaciones en su constitución, medidas en cada punto por la intensidad del campo; modificaciones cuyo origen debe encontrarse en una perturbación de dicho medio, producida en la región donde la ley de Newton supone concentrada la masa. Esta manera de ver fué lentamente abriéndose camino, y, como consecuencia de ella, el papel de magnitud principal, que en un principio llenaran las masas eléctricas y magnéticas y la intensidad de la corriente, pasó á ser ocupado con Hertz por el vector que representa la intensidad del campo eléctrico ó magnético, única magnitud, por otra parte, asequible directamente á la experiencia.

Con posterioridad Helmholtz, en su notable Memoria sobre el movimiento en vórtice de los líquidos, demostró que todo vector puede considerarse como la superposición de otros dos: uno laminar, esto es, cuyas componentes son las derivadas de una función escalar, que es el potencial escalar del mismo, y otro solenoidal, que es el *vort* ó *curl* de otro vector, denominado *potencial vector* perteneciente al mismo.

Así, si **F** es el vector, empleando la notación de Heaviside

$$F_1 = -\frac{dP}{dx} + \frac{dA_3}{dy} - \frac{dA_2}{dz}$$

$$F_2 = -\frac{dP}{dy} + \frac{dA_1}{dz} - \frac{dA_3}{dx}$$

$$F_3 = -\frac{dP}{dz} + \frac{dA_2}{dx} - \frac{dA_1}{dy}$$

donde P es el potencial escalar y **A** el potencial vector de **F**.

Se puede, además, demostrar que la parte laminar de **F** tiene el mismo valor en cada punto que la acción newtoniana de un fluído extendido por todo el campo y cuya densidad está definida por la ecuación

$$\rho = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{dF_1}{dx} + \frac{dF_2}{dy} + \frac{dF_3}{dz}\right) = \frac{1}{4\pi}\ \text{div.}\mathbf{F};$$

luego todo vector laminar, esto es, todo vector que satisface á la ecuación $F_1\,dx + F_2\,dy + F_3\,dz = -dP$, ó dicho de otra manera, que admite un potencial escalar, puede considerarse como engendrado por una distribución de masas ficticias atrayéndose según la ley de Newton, y he aquí explicada la generalidad de esta ley, que nada dice sobre la comunidad ni analogía entre la naturaleza íntima de los fenómenos.

¿Quiere esto decir que carezcan de significación física las leyes de Coulomb sobre las acciones eléctricas y magnéticas? En forma alguna; estas leyes vienen á señalarnos el lugar en que se producen las perturbaciones que deforman el éter, puesto que la densidad no es otra cosa, por definición, que la discontinuidad del campo en el punto á que se refiere, y por consiguiente señala la presencia de un punto singular en la constitución del medio (1).

Pero esta deformación no es función únicamente de ρ y de la distancia, sino también del estado medio dependiente de otras

(1) Estas consideraciones, aplicadas al campo gravitatorio, podrían parecer, en un análisis somero, como una negación de la realidad de la materia; pero á poco que se medite sobre ellas se comprenderá que, no sólo no niegan su existencia, sino que aclaran el concepto que de la misma nos formamos. Nuestro concepto del mundo externo no es otra cosa que el resultado de las impresiones que en nosotros produce, y en tanto afirmamos la existencia de un objeto en cuanto percibimos un con-

múltiples causas. Consideremos, para aclarar los conceptos, una esfera C absolutamente aislada en el vacío y cargada con una cierta masa eléctrica; esta esfera engendrará un campo, y para medirle en cada punto A coloquemos en él un pequeño cuerpo de prueba c (un péndulo de médula de saúco); en virtud de la ley de Coulomb, la intensidad de este campo será $\mathbf{F} = \frac{M}{r^2}$, donde $M = \int_C \rho dv$. Sustituyamos C por otra esfera C' con carga diferente; el campo en A sería ahora $\mathbf{F} = \frac{M'}{r2^2}$ con $M' = \int_{C'} \rho' dv'$. Repitamos estas dos experiencias llenando el espacio con medios homogéneos de naturalezas diferentes, como, por ejemplo, petróleo, bencina, etc. Aunque las cargas y la colocación de las esferas C, C'... permanezcan las mismas, el campo en A, y por consiguiente la masa M definida por la ley de Coulomb, variará tomando las dos series de valores correspondientes:

$$C \begin{cases} \mathbf{F} & \mathbf{F}_1 & \mathbf{F}_2 \ldots\ldots \\ M & M_1 & M_2 \ldots\ldots \end{cases}$$

$$C' \begin{cases} \mathbf{F}' & \mathbf{F}'_1 & \mathbf{F}'_2 \ldots\ldots \\ M' & M'_1 & M'_2 \ldots\ldots \end{cases}$$

Ahora bien, la experiencia demuestra que los nuevos valores de M están ligados á los primitivos por las relaciones

$$\frac{M}{M_1} = \frac{M'}{M'_1} = K_1 \; ; \; \frac{M}{M_2} = \frac{M'}{M'_2} = K_2; \ldots\ldots$$

donde K_1, K_2 ... son constantes que dependen exclusivamente del medio. Estas constantes, características para cada medio, reciben el nombre de poder inductor específico del mismo.

Tracemos una superficie cualquiera que envuelva la esfera C.

---

junto de impresiones simultáneas y convenientemente ordenadas, que la experiencia nos ha hecho relacionar entre sí; de la realidad de estas impresiones nosotros no podemos en sana lógica dudar y, por consecuencia, tampoco de la causa que las determina, pero sin que podamos afirmar nada de su constitución íntima: por esto la materia es tan real siendo algo diferente del éter, como siendo un mero estado de perturbación de este medio universal.

En virtud del segundo lema de Gauss podemos escribir para cada una de las expresiones anteriores

$$\int_S F_n ds = 4\pi M \,; \quad \int_S F_{1n} ds = 4\pi M_1 \,; \quad \int_S F_{2n} ds = 4\pi\, M_2; \quad \ldots.$$

ó expresando M_1, M_2, ... en función de M

$$\int_S F_{in}\, ds = 4\pi \frac{M}{K_i}\,.$$

Si, por consiguiente, definimos la carga como la fracción $\frac{1}{4\pi}$ del flujo de fuerza eléctrica, esta carga varía con la naturaleza del medio y por consecuencia mide una masa aparente.

Por el contrario, si multiplicamos ambos términos por K_i, el flujo del vector $K_i\,\mathbf{F}_i = \mathbf{D}$

$$\int_S K_i\, F_{in}\, ds = \int_S D_n\, ds = 4\pi M,$$

es independiente de la naturaleza del medio que rodea á la esfera, conservando siempre el valor que tiene en el vacío.

Este nuevo vector **D**, cuyo flujo mide la carga verdadera en el interior de la superficie S, se denomina *inducción eléctrica* y es *esencialmente diferente* de la fuerza **F** aunque numéricamente se confunde con ella en el vacío (1).

---

(1) En efecto, esta comunidad de valor numérico depende de haber supuesto que para el vacío $K = 1$, convención completamente arbitraria y que, por tanto, no puede afectar á la naturaleza del vector en cuestión: K no es, en efecto, una constante numérica, sino una constante física completamente irreductible, como todas las magnitudes eléctricas, á las magnitudes mecánicas. Decir que **D** y **F** son la misma cosa para el vacío equivale á hacer igual afirmación para la masa y el volumen del agua por haber supuesto que para este líquido la densidad es la unidad.

Pero si las magnitudes eléctricas son irreductibles á las mecánicas, entre sí pueden siempre ligarse mediante estas últimas, y de aquí que en las ecuaciones de dimensiones deba figurar junto á las unidades mecánicas fundamentales una cuarta unidad eléctrica; el haber prescindido de ella ha acarreado no pocas confusiones en esta ciencia. Por otra parte, dichas ecuaciones pierden también con esa cuarta unidad una de sus significaciones más importantes: la ecuación de las dimensiones no sólo sirve para pasar de un sistema de unidades á otro, sino que define la naturaleza misma de la magnitud á que se refiere, pues las dimensiones permanecen

La distinción entre la masa eléctrica aparente y la verdadera fué señalada primeramente por Hertz, que apellidó á aquélla *electricidad libre* y á ésta *electricidad verdadera*. La ecuación que sirve para definir esta última tiene lugar cualquiera que sea el valor de K, ó lo que es lo mismo, sea cual fuere la naturaleza del medio homogéneo en que se produce la perturbación que constituye la electricidad verdadera, y como su segundo miembro no varía, es lógico suponer que se verifica igualmente cuando el medio es heterogéneo y por ende K cambia de un punto á otro. Esta hipótesis, por otra parte, no conduce á ninguna contradicción.

De todo lo dicho se desprenden inmediatamente las ecuaciones de definición de las densidades de electricidad libre ρ y verdadera δ:

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div}.\mathbf{F}, \qquad \delta = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div}.\mathbf{D}.$$

Razonando de una manera análoga respecto á las acciones magnéticas, habríamos llegado á definir las densidades correspondientes

$$\rho' = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div}.\mathbf{H}, \qquad \delta' = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div}.\mathbf{B},$$

que Hertz llama *magnetismo libre* y *magnetismo verdadero*. Discutir la existencia de uno ú otro equivale, por tanto, á dis-

---

invariables sea cual fuere el sistema elegido. Así, las dimensiones de la energía son siempre L^2MT^{-2} aunque la forma de esta expresión cambie al sustituir alguna de estas unidades por otra; por ejemplo: poniendo $F\ (= LMT^{-2})$ en lugar de M, aquella ecuación se convierte en esta otra, FL, que le es equivalente. Ahora bien, en las ecuaciones de dimensiones eléctricas usuales este principio no se cumple, y á una misma magnitud corresponden dos ecuaciones muy diferentes en el sistema electrostático y en el electromagnético, diferencias que desaparecen en cuanto se toma en cuenta la unidad fundamental eléctrica. Consideremos, por ejemplo, la resistencia eléctrica: sus dimensiones en el sistema electrostático son $L^{-1}T$, en el electromagnético LT^{-1}; pero tomando para unidad fundamental eléctrica el poder inductor específico, la primera se convierte en $R = L^{-1}TK^{-1}$, y si sustituímos K por μ, puesto que $K = L^{-2}T^2\mu^{-1}$ $R = LT^{-1}\mu$, que para $\mu = 1$ se confunde con la segunda arriba escrita. Estas consideraciones no han podido permanecer ocultas por más tiempo, y hoy, aunque no con la rapidez deseable, estas ecuaciones comienzan á corregirse de defecto tan fundamental.

cutir la continuidad ó discontinuidad de los flujos de fuerza ó inducción. Así, la realidad del primero no ofrece duda alguna, porque la experiencia confirma de una manera incontrovertible que en un medio heterogéneo div.$\mathbf{H} \neq 0$, mientras que para el segundo las apreciaciones son contradictorias.

Pero antes de abordar este problema, verdadero objeto del presente trabajo, volvamos á considerar la descomposición de un vector cualquiera en sus partes laminar y solenoidal. Hemos visto que la primera puede considerarse como producida por un fluído ficticio distribuído en el campo del vector, de tal suerte que su densidad en cada punto sea igual á la divergencia del mismo; análoga representación tiene la parte solenoidal del mismo vector. Determinando, en efecto, las componentes de vort $\mathbf{F}$, que designaremos por $\mathbf{u}$, se obtiene

$$u_1 = \frac{dF_3}{dy} - \frac{dF_2}{dz} - \frac{d^2A_2}{dydx} + \frac{d^2A_3}{dxdz} - \left(\frac{d^2A_1}{dy^2} + \frac{d^2A_1}{dz_2}\right) =$$

$$= \frac{d \text{ div. } \mathbf{A}}{dx} - \Delta A_1$$

y puesto que, por definición, div.$\mathbf{A} = 0$

$$u_1 = -\Delta A_1 \quad , \quad u_2 = -\Delta A_2 \quad , \quad u_3 = -\Delta A_3$$

de donde inmediatamente se deducen los valores de las componentes de $\mathbf{A}$,

$$A_1 = + \int \frac{u_1}{r} d\tau \quad , \quad A_2 = + \int \frac{u_2}{r} d\tau \quad , \quad A_3 = + \int \frac{u_3}{r} d\tau \quad ;$$

esto es, las componentes del vector $\mathbf{A}$ son los potenciales escalares de tres distribuciones, cuyas densidades cúbicas son los vort del vector en cuestión, y de aquí el origen del nombre de *potencial vector* con que se designa el $\mathbf{A}$. Resulta, pues, que la parte solenoidal de $\mathbf{F}$ tiene por componentes

$$\frac{dA_3}{dy} - \frac{dA_2}{dz} = \int \frac{u_2 \frac{dr}{dz} - u_3 \frac{dr}{dy}}{r^2} d\tau$$

y por consiguiente

$$\mathbf{F}_s = \int \frac{\mathbf{u} \sin \theta}{r^2} d\tau$$

cuya forma es idéntica á la de la ley de Laplace.

Todo vector, por consecuencia, puede suponerse que representa una fuerza producida por la superposición de dos distribuciones; una de un fluído cuya densidad en cada punto es $\rho = \frac{1}{4\pi}$ div.F y que produce un campo inversamente proporcional al cuadrado de la distancia; otro de un fluído dotado de una propiedad definida por un vector, ligado á **F** mediante la ecuación **u** = vort **F**, y cuyo campo en un punto es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia y proporcional al seno del ángulo que forman las rectas r y u. Así en el caso del campo magnético ρ es la densidad del magnetismo libre en los cuerpos magnéticos y u la densidad de corriente en los conductores.

Una interesante consecuencia de cuanto llevamos dicho es la posibilidad de imitar los fenómenos eléctricos y magnéticos por las acciones hidrodinámicas, cual lo ha efectuado C. A. Bjerknes.

***

Expuesto lo que antecede por vía de introducción, vamos á abordar el problema de la existencia del magnetismo verdadero, problema cuyo planteamiento es, á nuestro juicio, una consecuencia lógica de la forma clásica de exposición de la Electrología.

La identidad del campo magnético producido por los imanes ó las corrientes no pudo pasar desapercibido desde que las leyes del electromagnetismo y la electrodinámica quedaron establecidas, y la hipótesis de Ampère acerca de la constitución de los imanes es la expresión más acabada de esta identificación. Con ella el magnetismo quedó virtualmente reducido á un nombre que no responde á ninguna realidad física distinta de los fenómenos eléctricos.

Natural corolario de aquella hipótesis hubiese sido el borrar toda línea divisoria entre el magnetismo, el electromagnetismo y la electrodinámica, reduciendo la primera á un mero estudio de las modificaciones que los diversos medios materiales imprimen al campo magnético. Ningún argumento de verdadero valor podrá oponerse á ello: las leyes fundamentales de las acciones de electrodinámica han sido, en efecto, determinadas experimentalmente, con una aproximación por lo menos igual á las correspondientes del magnetismo, y además su interpretación y aplicación es mucho más clara y sencilla que la de éstas últimas.

Sin embargo, por uno de esos fenómenos de inercia intelectual que con tanta frecuencia constituyen una rémora al avance de nuestros conocimientos, el orden histórico ha prevalecido durante mucho tiempo, y probablemente es la única excepción á esta regla el *Cours de Electricité* de Mr. Pellat, siquiera, en nuestro sentir, no haya roto completamente con la tradición.

Véase á grandes rasgos uno de los muchos caminos que pueden seguirse en la exposición de esta rama de la electrología, á la cual quizá deba llamarse electromagnetismo, y que nos conducirá á la negación del magnetismo verdadero, confirmando, al contrario, la existencia del magnetismo libre.

Dos circuitos eléctricos planos que puedan moverse libremente sobre sus centros de gravedad se colocan paralelamente, de forma que un observador que mire en la dirección definida por aquellos puntos ve marchar la corriente en ambos en el mismo sentido. Esta experiencia no ha sido nunca realizada con la generalidad con que aquí la exponemos; pero, aparte de ser perfectamente realizable, está confirmada en las experiencias elementales de electrodinámica, donde se imponen á los circuitos ciertas ligaduras. De aquí se deduce inmediatamente que toda corriente eléctrica engendra un campo de fuerza que denominaremos campo magnético.

Para determinar las leyes de este campo, en lugar de un circuito único, consideremos un solenoide, ó sea un conjunto de circuitos iguales y paralelos, cuyos centros de gravedad están sobre una misma curva. Una experiencia sencilla demuestra que el campo de un solenoide depende exclusivamente de la situación de sus extremidades ó *polos* y las clásicas de Weber establecen para expresión de la acción entre dos polos la fórmula

$$f = \pm \frac{1}{22} \cdot \frac{si}{\varepsilon}, \frac{s'i'}{\varepsilon'} \cdot \mu$$

donde r es la distancia; s, s' las secciones; $\frac{1}{\varepsilon}$, $\frac{1}{\varepsilon'}$ los números de circuitos por unidad de longitud; i, i' las intensidades de las corriente, y μ un factor dependiente de la naturaleza del medio y que se denomina *permeabilidad magnética.* De aquí se deduce inmediatamente para dimensiones de μ

$$\mu = \frac{FL^4}{L^4 I^2} = \frac{F}{I^2} = \frac{LMT^{-2}}{L^3 MT^{-4} K} = L^{-2} T^2 K^{-1}$$

Además en la expresión anterior de f pueden distinguirse tres clases de factores: el primero dependiente solamente de la distancia; el segundo y tercero que caracterizan á cada uno de los polos entre los cuales se efectúa la acción, y el cuarto que es la permeabilidad. Si, pues, colocamos en cada uno de los polos dos fluídos ficticios, *fluídos magnéticos*, cuyas masas sean respectivamente $m = \frac{si}{\varepsilon}$, $m' = \frac{s'i'}{\varepsilon'}$, la fórmula anterior puede sustituirse por

$$f = \pm \mu \frac{m\, m'}{r^2}$$

La sola forma de este valor de f nos permite afirmar que el campo magnético admite un potencial escalar *siempre que la línea á que se extienda la integración no enlace ningún circuito*, puesto que todas las experiencias que nos han conducido á ella cumplen con esta condición. Luego el magnetismo libre existe.

Por otra parte, es posible demostrar por razonamientos sencillos, y que no requieren otros principios que los que acabamos de establecer, que la función potencial escalar de un circuito en un punto es el producto de la intensidad de la corriente por el ángulo sólido, según el cual se le ve desde dicho punto, y por tanto, la expresada función sólo es conocida con una constante de aproximación igual á un número entero de veces $4\pi i$; número que, según nos enseña la Geometría, representa el de enlaces con el contorno del camino seguido hasta llegar al punto en cuestión y que permanece indeterminado mientras no se fije éste. Así, pues, considerando una trayectoria cerrada enlazando n veces el contorno, la línea integral del campo según ella será $4\pi n i$; de donde el vort del campo es igual á la densidad de la corriente.

Luego para un contorno cerrado cualquiera trazado en un campo magnético, suponiendo que el medio es homogéneo, la parte laminar del vector que representa su intensidad mide la acción de los circuitos no enlazados, y la parte solenoidal la de aquellos que envuelven dicho contorno. Por tanto, según lo dicho más arriba el potencial *vector* del campo magnético estará definido por las ecuaciones

$$G_1 = \int \frac{u_1}{r}\, d\tau \qquad G_2 = \int \frac{u_2}{r}\, d\tau \qquad G_3 = \int \frac{u_3}{r}\, d\tau$$

sea cual fuere la naturaleza del medio y su homogeneidad.

Volvamos ahora á considerar un circuito único en un campo cualquiera. Puesto que este circuito se mueve cuando ninguna fuerza se opone á ello, debe poseer una cierta energía proporcionál á la intensidad de la corriente, porque en todo caso las fuerzas electromagnéticas que sobre él actúan son proporcionales á dicha magnitud.

Es evidente que para un mismo campo y corriente dicha energía es función exclusivamente de la forma del circuito, y, por consiguiente, podremos siempre expresarla por una integral lineal extendida al mismo

$$W = i \int_C (F_1\, dx + F_2\, dy + F_2\, dz)$$

donde i es la intensidad de la corriente y **F** un vector dependiente del campo.

En virtud del teorema de Stokes, esta integral puede sustituirse por la siguiente·

$$W = i \int_S \left[l \left(\frac{dF_3}{dy} - \frac{dF_2}{dx} \right) + m \left(\frac{dF_1}{dz} - \frac{dF_3}{dx} \right) + n \left(\frac{dF_2}{dx} - \frac{dF_1}{dx} \right) \right] ds = i \int_S \text{vort.}\mathbf{F}\, ds$$

donde S es una superficie cualquiera limitada por la curva C, y de aquí, poniendo $\mathbf{B} = \text{vort.}\mathbf{F}$, se deduce la ecuación de condición

$$\frac{dB_1}{dx} + \frac{dB_2}{dy} + \frac{dB_3}{dz} = 0.$$

Ahora bien, más arriba hemos dicho que **F**, y por tanto **B**, es una función del campo y nada se opondrá á que sustituyamos **B** por $M\mathbf{H}$, donde M es una función escalar de las coordenadas, puesto que el análisis nos demuestra que existe siempre una función de este género que satisface á la ecuación

$$\frac{d(MH_1)}{dx} + \frac{d(MH_2)}{dy} + \frac{d(MH_3)}{dz} = 0$$

convirtiendo en solenoidal un vector **H**, que, como hemos visto más arriba, no lo es, puesto que $\text{div.}\mathbf{H} \neq 0$.

Para fijar la naturaleza de M determinemos sus dimensiones tomando para ecuación de definición la de la energía de un circuito infinitamente pequeño

$$d W = i \, M B_{\mathrm{n}} \, ds = i M H_{\mathrm{n}} \, ds$$

de donde

$$L^2 M T^{-2} = [M] \left(L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2} K^{\frac{1}{2}} \right) \left(L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2} K^{\frac{1}{2}} \right) L^{-2} =$$

$$= [M] \, L^4 M T^{-4} K$$

y

$$[M] = L^{-2} T^2 K^{-1}.$$

Las dimensiones de M son, por consiguiente, las mismas que las de la permeabilidad magnética definida más arriba y M no podrá diferir de μ sino por un factor numérico que puede suprimirse, puesto que no influye en la ecuación de condición escrita más arriba.

El vector **B** es, pues, la *inducción magnética* y por tanto *el magnetismo verdadero no puede existir*.

Las componentes del potencial vector de la inducción **B** estarán dadas, como es sabido, por las ecuaciones

$$F_1 = \int \frac{\frac{dB_3}{dy} - \frac{dB_2}{dz}}{r} d\tau \qquad F_2 = \int \frac{\frac{dB_1}{dz} - \frac{dB_3}{dx}}{r} d\tau$$

$$F_3 = \int \frac{\frac{dB_2}{dx} - \frac{dB_1}{dz}}{r} d\tau$$

y si suponemos el medio homogéneo

$$F_1 = \mu \int \frac{u_1}{z} d\tau = \mu G_1 \;, \quad F_2 = \mu G_2 \quad , \quad F_3 = \mu G_3 \quad :$$

de suerte que *numéricamente* el potencial vector de la inducción es igual al del campo cuando $\mu = 1$, por lo cual se ha llamado á **F** simplemente *potencial vector*. Lo dicho basta para comprender la inconveniencia de esta denominacion, que se presta á confusiones lamentables, pues los dos vectores **F** y **G** son esencialmente diferentes. Por otra parte Maxwell da también á este vector el nombre de *momento electromagnético*, por ser sus componentes las derivadas de la energía electrocinética con relación á las componentes de la densidad de corriente, ó velocidades de los parámetros eléctricos del sistema.

Establecida la continuidad del flujo de inducción es fácil reemplazar un medio heterogéneo cualquiera por otro homogéneo de permeabilidad dada, mediante una distribución conveniente de los fluídos magnéticos ficticios, sin que el campo cambie; esta sustitución, que permite el estudio de aquellos medios por procedimientos sencillos, da margen á la teoría del Magnetismo.

De otra parte podemos también ejecutar igual sustitución conservando los mismos valores del momento electromagnético F por medio de una distribución de corrientes ficticias, que será además equivalente á la del flúido magnético de que antes nos ocupábamos. La hipótesis de Ampère sobre la constitución de los imanes es una consecuencia de esta operación.

La inducción magnética corresponde á una cierta deformación del éter. Se comprende que este medio puede encontrarse alguna vez en un estado tal que sus deformaciones presenten un retardo sobre las causas que las determinan, y entonces aparecen los fenómenos de histeresis. Estos fenómenos, por su carácter mismo, oponen dificultades insuperables cuando se quiere dar su teoría, pues los parámetros que definen las deformaciones y las causas que puedan influir sobre ellas, dependientes de la constitución íntima de la materia, nos son completamente desconocidos. De aquí que un estudio no puede actualmente rebasar los límites de la experiencia. En el desarrollo de éste podrá convenir en algún caso considerar fuerzas que faciliten la exposición ó nos permitan agrupar los hechos adquiridos, pero es necesario no perder de vista que carecen de toda realidad física.

Tal ocurre, por ejemplo, con el campo desmagnetizante: la pérdida de imantación con el tiempo, que la experiencia demuestra, puede represen'arse admitiendo que en el interior de su masa el campo es opuesto á la inducción; pero nótese que, mientras el campo magnético es un vector acequible á la experiencia directa y de cuya existencia no podemos dudar, el desmagnetizante no puede perder nunca su carácter hipotético á causa de la imposibilidad de intentar toda medida directa. De aquí que deba considerársele como un mero símbolo de la falta de rigidez magnética absoluta de las sustancias ferromagnéticas.