

REGISTRO MAGNÉTICO

Federico Miyara

1. Introducción

Si bien en la actualidad (año 2003) el registro de audio analógico en soporte magnético tiende a declinar en favor de los sistemas digitales, la realidad es que tanto en los segmentos de la electrónica de consumo masivo como en algunos sectores del audio de alta fidelidad la grabación analógica en cinta goza de la preferencia de gran cantidad de usuarios, ya sea por su bajo costo, por su profunda inserción en el mercado o por la ponderación de algunas virtudes de lo análogo frente a lo digital.

Por otra parte, la inspección en detalle de los métodos desarrollados para vencer las numerosas trabas que impone un medio inherentemente adverso, como es la cinta magnética, ilustrará una serie de principios generales que mantienen su vigencia.

2. Conceptos básicos de magnetismo y electromagnetismo

Se dice que en una región del espacio (ocupada o no por materia) existe un *campo magnético* cuando al hacer circular una corriente eléctrica por un conductor inmerso en dicho campo se ejerce una fuerza sobre el mismo (figura 1a). El campo magnético, caracterizado por la *inducción magnética*, B , tiene una orientación en el espacio, por lo que queda descrito por un vector. Si al conductor le asignamos una dirección, entonces la fuerza es perpendicular al campo magnético y a la dirección del conductor y está dada por

$$\mathbf{F} = i \mathbf{l} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

donde \times denota el producto vectorial y las variables en negrita son magnitudes vectoriales. La inducción magnética se expresa en *weber* por metro cuadrado (Wb/m^2).

Una forma útil para visualizar un campo magnético son las llamadas *líneas de campo* o *líneas de flujo*, o también *líneas de fuerza*. Son siempre curvas cerradas, y en las zonas donde el campo magnético es más intenso tienden a estar más próximas unas de otras. Esto permite, de un simple golpe de vista, tener idea de cómo está distribuido el campo, como se puede ver en el ejemplo de la Figura 2a. En algunos casos es posible poner de manifiesto experimentalmente las líneas de campo. El ejemplo más conocido consiste en colocar un imán debajo de una cartulina y espolvorear limaduras de hierro sobre la cartulina. Las limaduras se acomodan creando un diseño muy similar a las líneas de campo (figura 2b).

Los campos magnéticos son creados por el movimiento de cargas como el que tiene lugar en la circulación de una corriente eléctrica. Un largo conductor en el vacío por el que circula una corriente i crea a una distancia r un campo magnético cuya magnitud es

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi r} i, \quad (2)$$

donde μ_0 es la *permeabilidad magnética del vacío*, que vale $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$.

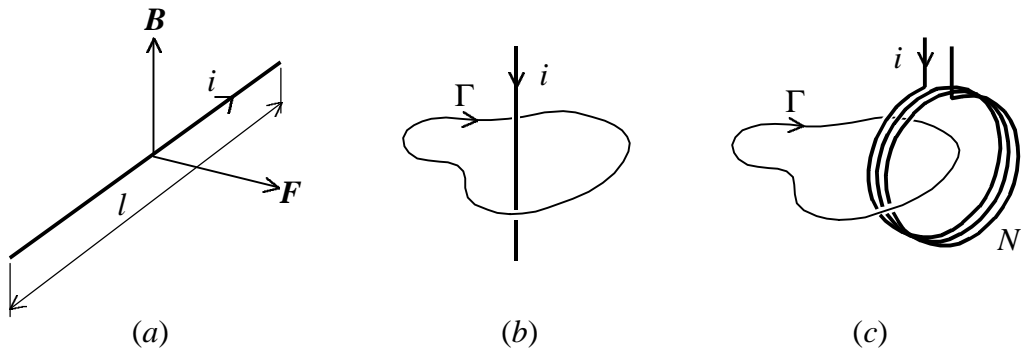


Figura 1. (a) Fuerza ejercida sobre un conductor por el que circula una corriente en presencia de un campo magnético. (b), (c) Camino de integración para las ecuaciones (3) y (4).

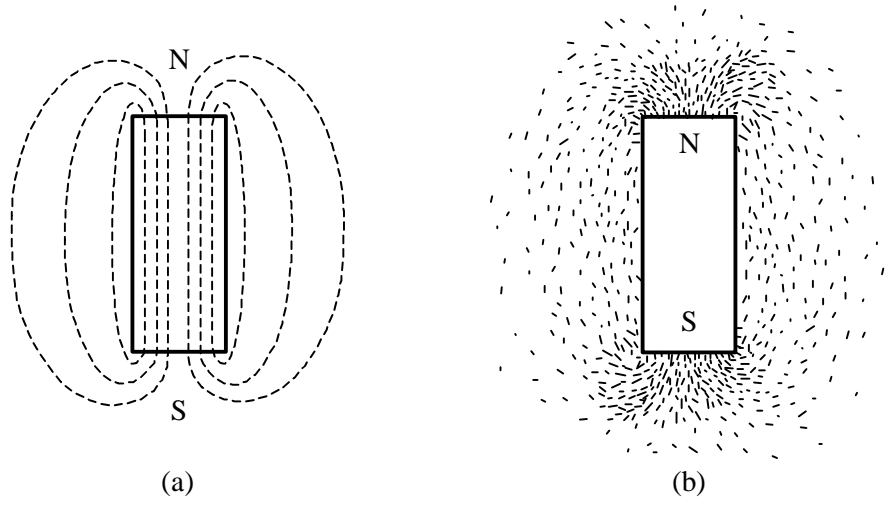


Figura 2. (a) Líneas de campo trazadas gráficamente en el caso de un imán. (b) Las líneas de campo puestas en evidencia experimentalmente mediante limaduras de hierro.

En forma más general, si Γ es un camino cerrado atravesado por una corriente i (figura 1b),

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_{\Gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = i, \tag{3}$$

donde \cdot es el producto escalar. Si la corriente i circula por N espiras (figura 1c),

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_{\Gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = Ni. \tag{4}$$

Denominando *intensidad magnética* o *fuerza magnetizante* a

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}, \tag{5}$$

la ecuación (4) puede escribirse como

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = Ni. \quad (6)$$

Si bien la ecuación (6) fue obtenida para el vacío, podemos extenderla a cualquier otro medio si en (5) reemplazamos μ_0 por μ , definida como la *permeabilidad* del medio. Entonces se cumple:

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}. \quad (7)$$

Lamentablemente, para los medios *ferromagnéticos*, que son de gran importancia en la mayoría de las aplicaciones tecnológicas del magnetismo (incluido desde luego registro magnético), la permeabilidad no es constante sino que es una compleja función de la *historia magnética* del material. Una de las razones para utilizar materiales ferromagnéticos es que los valores de permeabilidad son miles de veces más elevados que el correspondiente al vacío, es decir, $\mu \gg \mu_0$.

Para describir el comportamiento magnético de los materiales es habitual la utilización de diagramas en un plano H - B , como se muestra en la figura 3. En ella se muestra la relación entre H y B cuando la fuerza magnetizante va creciendo desde 0 hasta un valor relativamente alto y luego retorna a 0. La curva es ilustrativa de dos fenómenos que caracterizan a los materiales ferromagnéticos. El primero es la *saturation magnética*, es decir, la existencia de un valor límite para B cuando H crece mucho. El segundo fenómeno es la *histéresis*, por la cual la relación entre H y B depende no sólo del valor de H sino del sentido de su variación (crecimiento o decrecimiento). Vemos que después de aumentar H hasta un valor máximo y luego reducirlo a 0 subsiste en el material un valor no nulo de inducción magnética denominado *magnetismo remanente*, B_r . Es este magnetismo remanente el que hace posible el registro magnético.

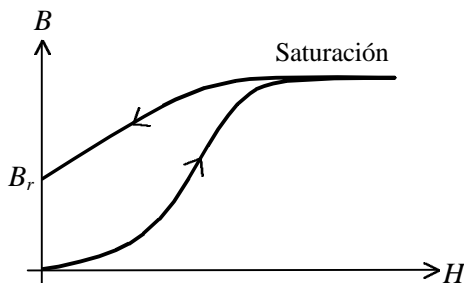


Figura 3. Relación entre la fuerza magnetizante H y la inducción magnética B . El descenso por un camino diferente del ascenso se conoce como *histéresis*.

En la figura 4a se muestran las curvas de histéresis de retorno cuando se alcanzan diversos valores máximos de fuerza magnetizante, y en 4b se reúnen en una única gráfica, denominada *curva de transferencia*, los pares $(H_{máx}, B_r)$. Como veremos, esta gráfica constituye (aunque con algunas modificaciones) el principio básico del registro magnético.

Si en la figura 3 continuamos aplicando valores negativos de H hasta llegar a un mínimo simétrico con respecto al máximo anterior¹ y repetimos el proceso periódicamente, obtenemos una curva característica denominada *ciclo de histéresis*, que se muestra en la figura 5a. Vemos ahora que para obtener un valor nulo de B es preciso

¹ En realidad \mathbf{H} es una magnitud vectorial, pero como en este caso suponemos que la geometría de la distribución de las corrientes no cambia, la dirección del vector no varía y sólo estamos cambiando su módulo y, eventualmente, su sentido. Este último caso se da cuando se cambia el sentido de las corrientes

aplicar una fuerza magnetizante diferente de 0, llamada *fuerza coercitiva*, H_c . Ahora bien, si deseamos reducir a 0 la inducción magnética con una fuerza magnetizante 0, se requiere realizar un proceso de desmagnetización por medio de ciclos de histéresis cada vez menores, como se muestra en la figura 5b.

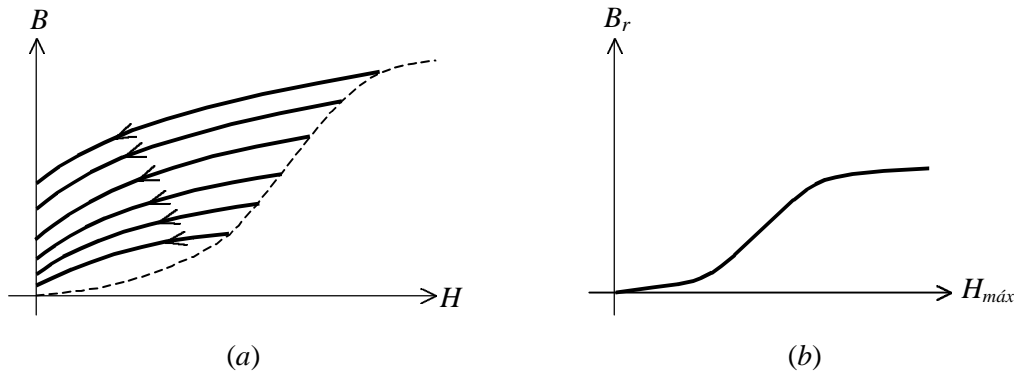


Figura 4. (a) Curvas de histéresis mostrando cómo para diferentes valores máximos de la fuerza magnetizante H se obtienen, al volver a $H = 0$, diferentes valores de magnetismo remanente. (b) Curva de transferencia entre la fuerza magnetizante máxima y el magnetismo remanente.

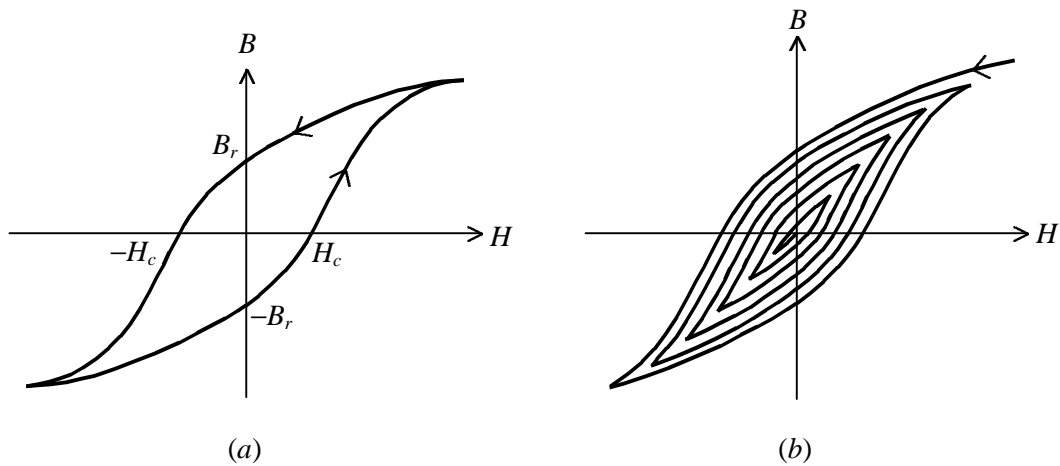


Figura 5. (a) Ciclo o lazo de histéresis, formado al aplicar al material ferromagnético una fuerza magnetizante que oscila periódicamente entre valores máximos positivo y negativo. H_c es la *fuerza coercitiva*, y B_r , el *magnetismo remanente*. (b) Proceso de *desmagnetización* de un material ferromagnético por medio de lazos de histéresis decrecientes e incompletos.

En la discusión anterior vimos cómo una corriente eléctrica podía inducir un campo magnético en una región vecina, y cómo la presencia de un material ferromagnético podía incrementar el campo magnético obtenible con una misma excitación (dada por la fuerza magnetizante H). No menos importante para el registro magnético es otro fenómeno en cierta medida inverso al anterior. Si en una región del espacio hay un campo magnético variable, entonces en cualquier circuito cerrado atravesado por dicho campo (figura 6) se genera una fuerza electromotriz inducida. Para precisar este concepto de-

bemos introducir el *flujo magnético* a través de una superficie, ϕ , definido como la integral de superficie de la inducción magnética \mathbf{B} extendida a una superficie A :

$$\phi = \int_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (8)$$

Aquí la integración se realiza considerando la componente de \mathbf{B} normal a la superficie, lo cual se logra con el producto escalar entre \mathbf{B} y el vector unitario normal a la superficie, implícitamente considerado al dar carácter vectorial a $d\mathbf{A}$. Debido a la ecuación (8) a \mathbf{B} se lo denomina también *densidad de flujo magnético*.

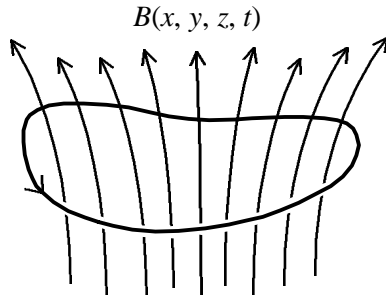


Figura 6. Campo magnético enlazado por un circuito cerrado.

El fenómeno de inducción de una fuerza electromotriz $v(t)$ queda entonces descrito por la *ley de Faraday*, que establece que

$$v(t) = - \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (9)$$

El signo ($-$) responde a la *ley de Lenz*, según la cual la fuerza electromotriz inducida es tal que tiende a hacer circular una corriente cuyo campo magnético inducido se oponga a la variación del campo $B(t)$.

3. Circuitos magnéticos

Al igual que en el caso de muchos sistemas físicos, los sistemas magnéticos pueden modelizarse adecuadamente como circuitos. Para ello consideremos primero un sistema sencillo formado por un núcleo ferromagnético toroidal de sección transversal A y longitud l , como el indicado en la figura 7, con un arrollamiento de N espiras por el que circula una corriente i .

Si definimos la *fuerza magnetomotriz*, F , como

$$F = Ni, \quad (10)$$

entonces, de (6),

$$F = \int_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}. \quad (11)$$

donde Γ es el *nervio* central del toroide. Si la orientación de \mathbf{H} es paralela a dicho nervio y, además, su módulo es constante, entonces vale

$$F = Hl, \quad (12)$$

o bien, expresando H en términos de B ,

$$F = \frac{B}{\mu} l. \quad (13)$$

Si la distribución de B sobre la sección A del toroide es constante (o si interpretamos a B como el valor medio sobre la sección), entonces, de (8),

$$\phi = BA. \quad (14)$$

Despejando B y reemplazando en (13), resulta

$$F = \phi \frac{l}{\mu A} = \phi R \quad (15)$$

El parámetro

$$R = \frac{l}{\mu A} \quad (16)$$

se denomina *reluctancia magnética* del elemento analizado. La ecuación (15) es análoga a la ley de Ohm de los circuitos eléctricos, en la cual se ha reemplazado la tensión por la fuerza magnetomotriz, la corriente por el flujo magnético, y la resistencia por la reluctancia magnética.

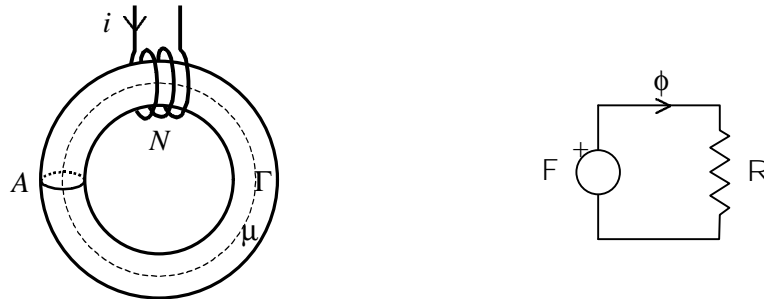


Figura 7. Ejemplo de un sistema magnético sencillo y su modelo circuital.

El caso anterior fue obtenido para un único componente. Los circuitos magnéticos contienen, a menudo, diversos componentes.

Un primer ejemplo es el de un núcleo de hierro con el agregado de un *entrehierro*, como se muestra en la figura 8. Este circuito magnético es una versión simplificada de un cabezal de grabación, que se completará luego con el material de la cinta. Podemos escribir:

$$F = \phi(R_N + R_e) = \phi R_N + \phi R_e. \quad (17)$$

Los dos términos del último miembro son asimilables a las caídas de tensión de los circuitos eléctricos. En este caso se denominan *diferencias de potencial magnético* o *caídas*

das de potencial magnético. Si la longitud del entrehierro no es demasiado pequeña, dado que su permeabilidad es varios órdenes menor que la del hierro, resulta $R_N \ll R_e$, por lo que la caída de potencial magnético en el entrehierro será prácticamente igual a la fuerza magnetomotriz aplicada.

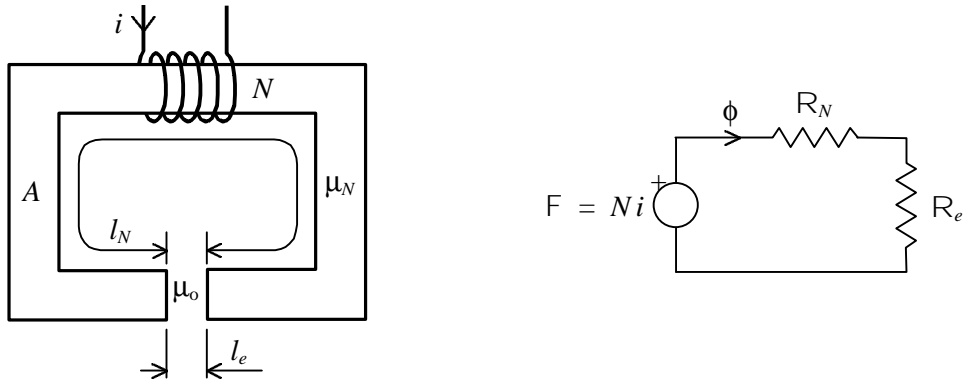


Figura 8. Ejemplo de un sistema magnético formado por un núcleo y un entrehierro y su modelo circuital.

Otro ejemplo interesante es el de un imán permanente. En este caso no existe una fuerza magnetomotriz externa inducida por una corriente, sino un flujo remanente proveniente de una magnetización anterior. En la figura 9 se muestra esquemáticamente un imán cilíndrico y la distribución del flujo magnético, junto con su modelo circuital equivalente en las versiones de Norton y de Thévenin.

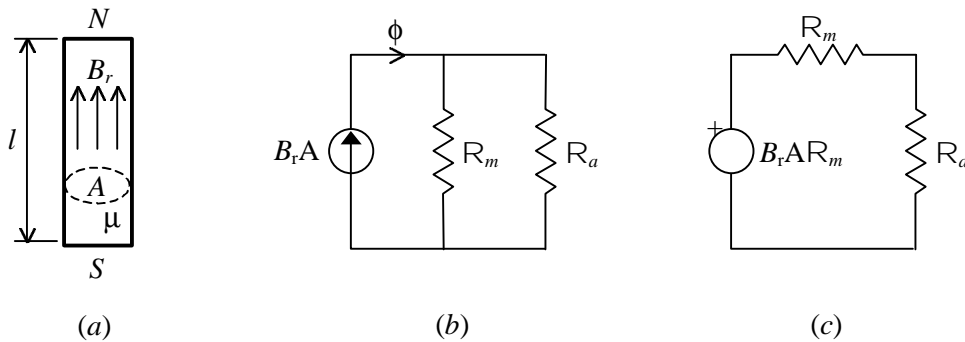


Figura 9. (a) Imán permanente. (b) Circuito equivalente de Norton en el que la fuente de flujo ϕ es el producto del magnetismo remanente por el área de la sección transversal y la reluctancia $R_m = l/\mu A$. (c) Circuito equivalente de Thévenin. En ambos casos se ha supuesto el imán cargado por la reluctancia del aire, R_a .

4. Principios básicos del registro magnético

Para llevar a cabo el registro magnético se utiliza un cabezal con una estructura similar a la de la figura 8 frente a cuyo entrehierro pasa la superficie ferromagnética de una cinta que se mueve a una velocidad idealmente constante, u_c , como se ilustra en la figura 10. A la derecha muestra un detalle de la distribución del campo magnético en las

proximidades del entrehierro. Como se observa, una parte del flujo magnético proveniente del núcleo atraviesa el entrehierro y otra parte, la cinta, lo cual da origen al circuito equivalente de la figura 11.

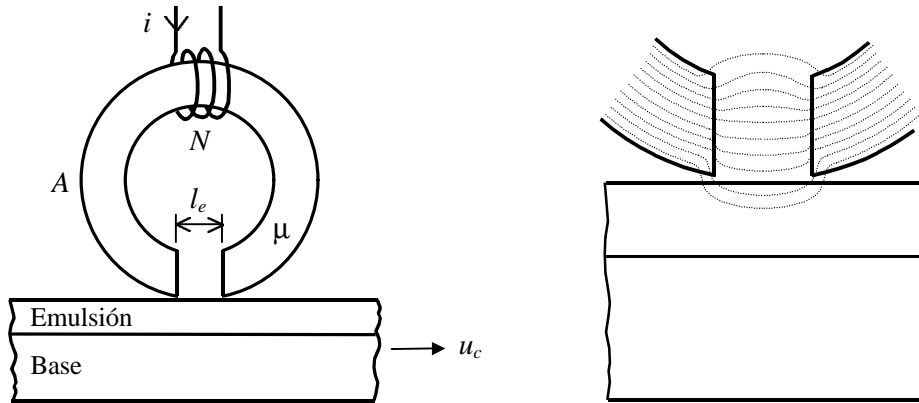


Figura 10. A la izquierda, esquema básico del proceso de registro en una cinta magnética. A la derecha, detalle de la distribución del campo magnético en el entrehierro y en la cinta.

Supongamos primero que el valor de la corriente es constante. Cuando una porción de la cinta está pasando frente al entrehierro, está excitada magnéticamente de un modo equivalente a si se le aplicara en forma directa una fuerza magnetomotriz por medio de un arrollamiento por el que circula corriente. Esta excitación corresponde a la caída de potencial magnético U , que se calcula como

$$U = Ni \frac{R_e // R_c}{R_N + R_e // R_c}. \quad (18)$$

Dividiendo esta caída de potencial magnético por la longitud l_e del entrehierro se obtiene la fuerza magnetizante equivalente que actúa sobre la cinta:

$$H_c = \frac{U}{l_e}. \quad (19)$$

Al abandonar el entrehierro la excitación recibida por la porción de cinta se reduce gradualmente a 0, con lo cual queda impreso en el material magnético un magnetismo remanente cuyo valor depende de la corriente aplicada según la curva de transferencia de la figura 4b (prolongada simétricamente hacia valores negativos para contemplar excitaciones de corriente alterna).

Supongamos ahora que la corriente varía lentamente en el tiempo según una función $i(t)$. Podemos obtener la magnitud del campo remanente efectuando la composición

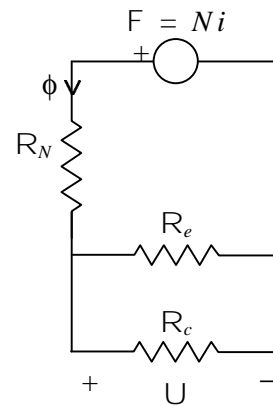


Figura 11. Circuito equivalente en el que R_N , R_e , R_c son las reluctancias del núcleo, el entrehierro y la cinta respectivamente.

de la gráfica de la variación temporal de la excitación con la curva de transferencia, como se muestra en la figura 12.

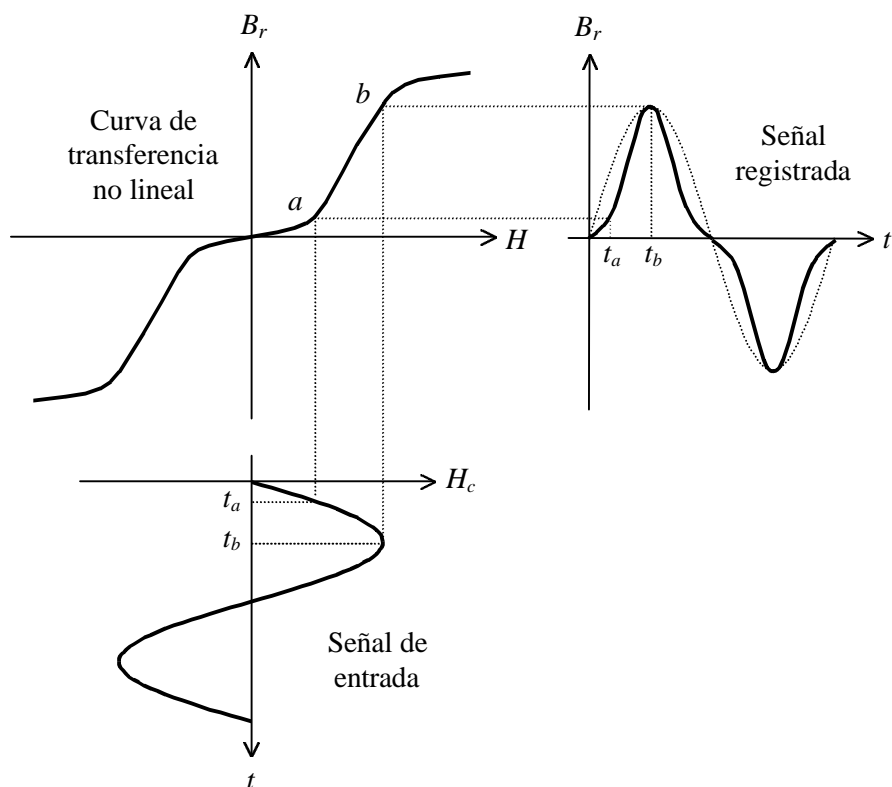


Figura 12. Distorsión producida sobre una onda senoidal por la curva de transferencia no lineal entre la fuerza magnetizante y el campo magnético remanente. Para referencia se ha incluido en línea de puntos la onda que se obtendría si no hubiera distorsión.

Dado que en los sistemas de registro magnético la corriente es proporcional a la señal a registrar, es evidente que la respuesta es extremadamente alineal, lo cual atenta contra su utilización para el registro de sonido analógico. Una primera manera de resolver este inconveniente consiste en agregar una polarización de corriente continua que lleve la señal a la zona más lineal de la gráfica, comprendida entre los puntos a y b de la figura 12. Si bien esta solución, ilustrada en la figura 13, consigue en efecto mejorar la linealidad, lo hace a costa de una reducción considerable de la señal, ya que el rango de excursión lineal es sólo una fracción del intervalo disponible. Vemos, por ejemplo, que se desaprovecha por completo el tramo negativo de la curva.²

Esta reducción de la señal registrada implica una reducción de la relación señal/ruido, ya que el ruido de la cinta está determinado por la granularidad de las partículas magnéticas que integran la emulsión y no es afectado por la polarización. En la práctica, la máxima relación señal/ruido que se logra con el uso de polarización de co-

² Esto obliga, además, a hacer funcionar el cabezal en forma permanente con una polarización unidireccional, que tiende a magnetizarlo. Si bien el material ferromagnético del cabezal se elige de tal manera que tenga bajos valores de magnetismo remanente y fuerza coercitiva, una fuerza magnetizante unidireccional es capaz de magnetizarlo ligeramente. Durante la reproducción, dicho magnetismo remanente producirá un borrado gradual de la cinta, que perjudica principalmente las altas frecuencias.

riente continua es del orden de 30 dB, valor muy inferior al deseable para cualquier sistema de procesamiento o registro de señales de audio.

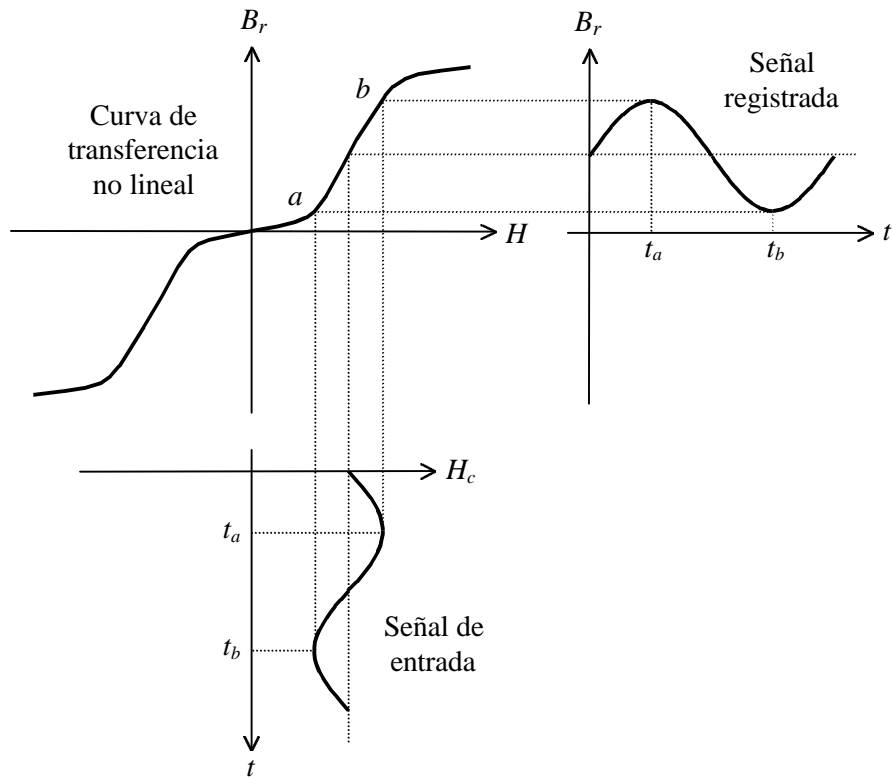


Figura 13. Efecto de linealización de una polarización de corriente continua.

La dificultad anterior puede resolverse por medio de una técnica propuesta por Carlson y Carpenter, todavía en los albores de la grabación (1927). El método, denominado *polarización por corriente alterna*, mejora notablemente las posibilidades de la grabación en cinta magnética. Esta polarización consiste en superponer a la señal una senoide de alta frecuencia (típicamente mayor de 70 kHz, llegando en algunos grabadores inclusive a más de 250 kHz) cuya amplitud es entre 5 y 25 veces mayor que el nivel máximo de grabación (figura 14).

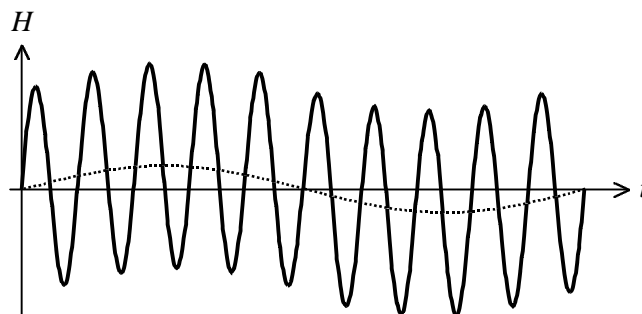


Figura 14. Forma de onda de una polarización con corriente alterna. En línea de puntos, la señal. En línea llena, la señal más la polarización (en este ejemplo de frecuencia 10 veces mayor que la señal).

Aunque las razones por las cuales este tipo de polarización funciona no son tan sencillas de explicar como en el caso de la polarización con corriente continua, la idea es la siguiente. Supongamos primeramente que la señal es constante (o que varía mucho más lentamente que la polarización de corriente alterna superpuesta a ella). Debido a que un determinado punto de la cinta (por ejemplo, aquél ubicado a una distancia x del comienzo de la misma) se acerca al entrehierro, pasa frente a él y luego se aleja, la excitación magnética, dada por la fuerza magnetizante efectiva que recibe, tiene forma senoidal con una envolvente que crece desde cero hasta un valor máximo (alcanzado en el instante en que el punto pasa frente al entrehierro) y vuelve a disminuir a cero (figura 13a). La envolvente es asimétrica debido a que la señal desplaza a la polarización alterna.

La magnitud de polarización aplicada es tan grande que el material ferromagnético de la cinta es obligado, mientras la cinta está pasando frente al entrehierro, a variar una y otra vez entre la saturación en un sentido y la saturación en el otro sentido. Esto hace que se describa un ciclo de histéresis completo una y otra vez, como el que se indicaba en la figura 4. Cuando la cinta está abandonando el entrehierro, la fuerza magnetizante efectiva que recibe se va haciendo cada vez menor, y entonces el ciclo de histéresis se reemplaza por una *espiral de histéresis* que tiende a un valor límite de magnetismo remanente (figuras 15b y 16). Resulta que ese valor límite *está relacionado mucho más linealmente* con la señal que en los casos anteriores, con la ventaja con respecto a la polarización con corriente continua de que se aprovecha casi todo el rango magnético del material de la cinta. (figura 17)

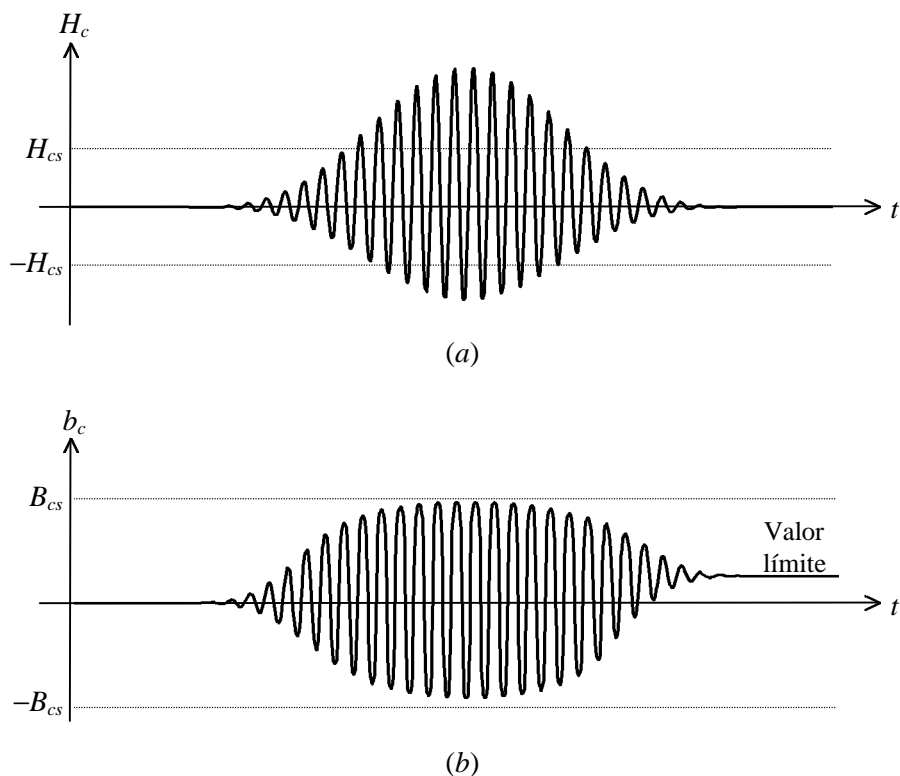


Figura 15. (a) Fuerza magnetizante efectiva que recibe un punto de la cinta conforme se acerca al entrehierro, pasa frente a él, y se aleja. Nótese la asimetría, originada en que a la polarización se le suma la señal. (b) Inducción magnética resultante.

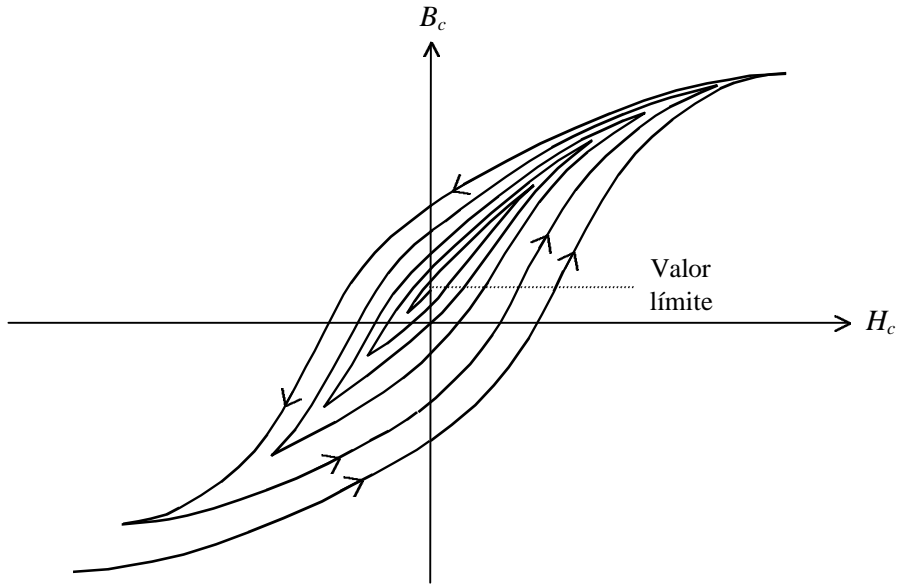


Figura 16. Proceso de grabación con polarización de corriente alterna de alta frecuencia, visto en el plano H - B . Se ha supuesto un valor positivo de señal. Cuando la cinta va abandonando el entrehierro del cabezal, se produce una *espiral de histéresis* que conduce a un valor límite de magnetización remanente.

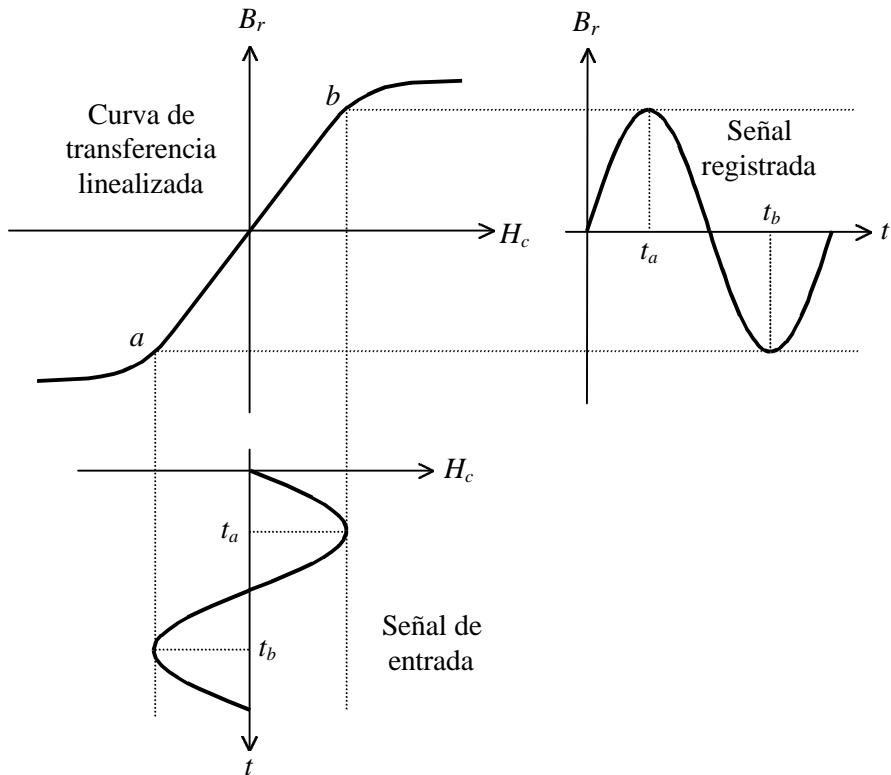


Figura 17. Efecto de linealización de una polarización de corriente alterna de alta frecuencia.

De lo anterior se concluye que el valor de inducción magnética que queda en forma de campo remanente es proporcional a la fuerza magnetizante a través de una constante μ_c que podríamos denominar *permeabilidad efectiva* de la cinta:

$$B_r = \mu_c H_c. \quad (20)$$

El valor de esta constante y el rango de linealidad dependen del nivel de la polarización relativo a la señal y de la composición de la cinta, lo cual exige un ajuste cuidadoso de la componente de alta frecuencia agregada. En la figura 18 se muestra el resultado de variar dicha polarización. Un exceso de polarización vuelve a reducir el rango dinámico.

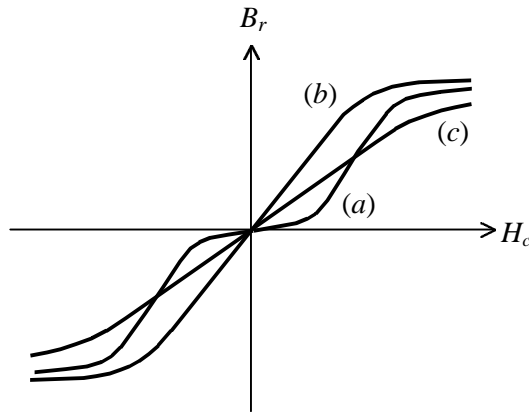


Figura 18. Curvas de transferencia de la cinta para diferentes polarizaciones. (a) Sin polarización. (b) Con polarización de alta frecuencia óptima. (c) Con polarización demasiado elevada.

Combinando las ecuaciones (18), (19) y (20) podemos escribir:

$$B_r(t) = \frac{\mu_c N}{l_e} \frac{R_e // R_c}{R_N + R_e // R_c} i(t) = K_1 i(t). \quad (21)$$

4.1. Aspectos geométricos y cinemáticos del registro magnético

En el proceso de grabación en cinta existen dos analogías. La primera, ya discutida, es la analogía entre la señal a registrar y el campo remanente. La segunda, la analogía entre el tiempo real y la posición x de un determinado punto de la cinta con respecto al comienzo del registro (figura 19). Esta última analogía se establece a través de la velocidad de la cinta u_c :

$$x = u_c t. \quad (22)$$

Si llamamos $B_r^*(x)$ al campo remanente en la posición x de la cinta,³ resulta

$$B_r^*(x) = B_r(x/u_c) = K_1 i(x/u_c). \quad (23)$$

³ Es necesario distinguir el campo remanente como función del tiempo del campo remanente como función de la posición, de allí el asterisco.

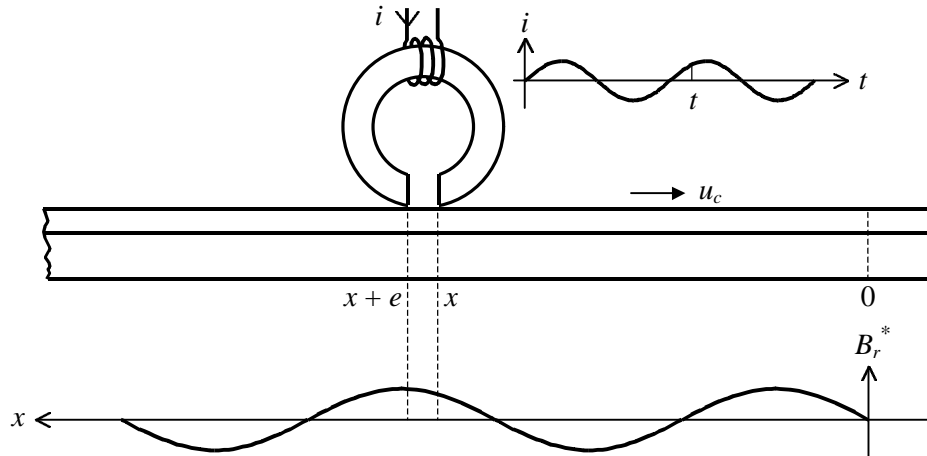


Figura 19. Referencias para la analogía entre tiempo y posición en la cinta magnética.

En otras palabras, existe una relación lineal entre la señal de corriente aplicada al arrollamiento del cabezal en el instante t y el campo magnético remanente impreso en la cinta en la posición x correspondiente a ese instante.

Debido a la analogía entre el tiempo y la posición en la cinta, una señal periódica en el tiempo exhibirá un comportamiento periódico a lo largo de la cinta. Se denomina *longitud de onda*, λ , a la extensión de un periodo a lo largo de la cinta. Si la frecuencia es f , la longitud de onda puede calcularse como

$$\lambda = u_c / f. \quad (24)$$

4.2. Modelo de la cinta como sucesión de imanes permanentes

La cinta grabada puede ser considerada como una sucesión de pequeños imanes permanentes yuxtapuestos, lo cual corresponde a la estructura física real, constituida por partículas ferromagnéticas aciculares (en forma de aguja) orientadas longitudinalmente (figura 20, arriba). El modelo circuital equivalente de un imán permanente de la figura 9c incluía una reluctancia debida al aire. En este caso, dado que los imanes están yuxtapuestos, el flujo encuentra menor reluctancia en el imán siguiente que en el aire que lo rodea, por lo que el flujo entre imanes sucesivos es prácticamente constante. Podemos entonces plantear un modelo serie como el indicado en la parte inferior de la figura 20. En este modelo, la reluctancia de cada imán individual será

$$\Delta R = \frac{\Delta x}{\mu A}. \quad (25)$$

donde A es la sección transversal de la emulsión magnética y μ su permeabilidad. Asimismo, la fuerza magnetomotriz asociada a cada imán estará dada por:

$$\Delta F = B_r^* A \Delta R = \frac{B_r^* \Delta x}{\mu}. \quad (26)$$

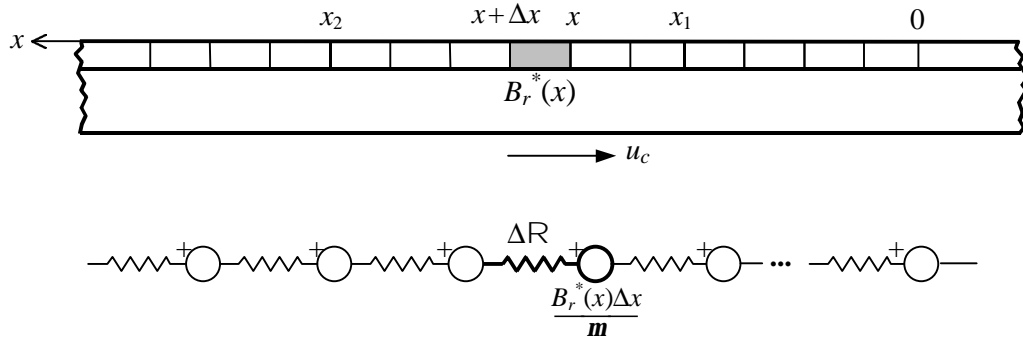


Figura 20. Arriba, estructura de una cinta grabada constituida por pequeños imanes permanentes yuxtapuestos. Abajo, modelo circuital en serie.

A los efectos del análisis de lo que sucede en el entrehierro del cabezal de reproducción será conveniente reemplazar la cadena de imanes entre dos puntos x_1 y x_2 por un modelo formado por una única fuerza magnetomotriz y una única reluctancia. Por ser la conexión en serie, bastará sumar las reluctancias por un lado y las fuerzas magnetomotrices por el otro. Debido al pequeño tamaño de los imanes elementales conviene sustituir la suma por una integral. El resultado es

$$R = \frac{1}{\mu A} \int_{x_1}^{x_2} dx = \frac{x_2 - x_1}{\mu A}, \quad (27)$$

$$F = \frac{1}{\mu} \int_{x_1}^{x_2} B_r^*(x) dx. \quad (28)$$

Esto permite, como buscábamos, representar el tramo de cinta ubicado frente al entrehierro con un modelo de Thévenin formado por una fuerza magnetomotriz F y una reluctancia R en serie. Dividiendo F por la reluctancia se obtiene el flujo ϕ_c correspondiente a un modelo de Norton:

$$\phi_c = \frac{A}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} B_r^*(x) dx. \quad (29)$$

5. Principios básicos de la reproducción de un registro magnético

Durante el proceso de grabación la corriente que circulaba por la bobina del cabezal inducía un campo magnético cuyo flujo era canalizado por el núcleo hacia el entrehierro. Parte de dicho flujo se cerraba a través de la cinta, magnetizándola en forma permanente. Durante el proceso de reproducción, será el magnetismo remanente en cada porción de cinta el que inducirá un flujo en el circuito magnético, y parte del mismo será enlazado por el núcleo de la bobina. En la figura 21 se muestra el correspondiente circuito magnético. Las variaciones en el tiempo de este flujo enlazado inducirán en el circuito de la bobina una fuerza electromotriz de acuerdo con la ley de Faraday (ecuación 9).

Nos proponemos obtener la relación entre la corriente $i(t)$ aplicada a la bobina en el momento de la grabación y la tensión $v(t)$ que aparece en la bobina durante la reproducción. La velocidad de reproducción u_c' no necesariamente coincide con la velocidad de grabación. Esto obedece a varias razones. En primer lugar, el servomecanismo que controla la velocidad tiene un error residual, pequeño pero no nulo. Este error es aleatorio y fluctuante en el tiempo, por lo que los errores correspondientes a la grabación y a la reproducción no necesariamente coinciden. En segundo lugar, en muchos casos la grabación y la reproducción se realizan en máquinas distintas, cuyas referencias de velocidad difieren ligeramente.

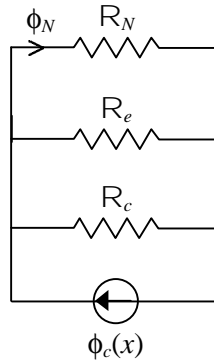


Figura 21. Circuito equivalente en el que R_N , R_e , R_c son las reluctancias del núcleo, el entrehierro y la cinta respectivamente.

Con referencia a la figura 21, el flujo $\phi_N^*(x)$ por el núcleo de la bobina puede calcularse aplicando el divisor de flujo al flujo en la cinta:

$$\phi_N^*(x) = \frac{R_e // R_c}{R_e // R_c + R_N} \frac{A}{l_e} \int_x^{x+l_e} B_r^*(x) dx = K_2' \int_x^{x+l_e} B_r^*(x) dx. \quad (30)$$

donde A es la sección transversal de la emulsión y l_e la longitud del entrehierro. Sustituyendo $x = u_c' t$ en los extremos de integración, el flujo enlazado por el núcleo quedará expresado en términos de t :

$$\phi_N(t) = K_2' \int_{u_c' t}^{u_c' t + l_e} B_r^*(x) dx. \quad (31)$$

Podemos ahora aplicar la ley de Faraday para obtener la tensión en la bobina:

$$v(t) = -N \frac{d\phi_N}{dt} = -K_2 \left[B_r^*(u_c' t + l_e) - B_r^*(u_c' t) \right]. \quad (32)$$

De la ecuación (23) resulta

$$v(t) = -K_2 K_1 \left[i \left(\frac{u_c'}{u_c} t + \frac{l_e}{u_c} \right) - i \left(\frac{u_c'}{u_c} t \right) \right]. \quad (33)$$

En primera aproximación podría reemplazarse este incremento por la derivada de la corriente multiplicada por l_e/u_c :

$$v(t) \cong -K_2 K_1 \frac{l_e}{u_c} \frac{di}{dt} \left(\frac{u_c'}{u_c} t \right). \quad (34)$$

Esta aproximación vale siempre que sea posible aproximar linealmente la señal registrada en la extensión del entrehierro. A medida que la frecuencia aumenta, la longitud de onda λ va reduciéndose de acuerdo con la ecuación 24. En algún momento λ se hace comparable a la longitud l_e del entrehierro y, entonces, la aproximación (34) ya no es válida.

Si suponemos que la señal es senoidal, es decir, que

$$i(t) = I \text{ sen } \omega t, \quad (35)$$

podemos explorar más de cerca la naturaleza de la respuesta en frecuencia del proceso de reproducción. Aplicando (33),

$$v(t) = -K_2 K_1 I \left[\text{sen} \left(\frac{u_c'}{u_c} \omega t + \frac{\omega l_e}{u_c} \right) - \text{sen} \left(\frac{u_c'}{u_c} \omega t \right) \right]. \quad (36)$$

Teniendo en cuenta la relación trigonométrica

$$\text{sen}(a+b) - \text{sen } a = 2 \text{ sen}(b/2) \cos(a+b/2), \quad (37)$$

resulta,

$$v(t) = -2K_2 K_1 I \text{ sen} \left(\frac{\omega l_e}{2u_c} \right) \cos \left(\frac{u_c'}{u_c} \omega t + \frac{\omega l_e}{2u_c} \right). \quad (38)$$

Debido a la aproximación $\text{sen } x \cong x$ para valores pequeños de x , en baja frecuencia esta ecuación se reduce a la aproximación (34).

Explicitando las constantes podemos escribir

$$\left| \frac{V}{I} \right| = \frac{\mu_c A N^2}{l_e u_c} \left(\frac{R_e // R_c}{R_N + R_e // R_c} \right)^2 \frac{\text{sen} \frac{\pi f l_e}{u_c}}{\frac{\pi f l_e}{u_c}} \omega. \quad (39)$$

El factor ω corresponde a la derivación. La fórmula anterior corresponde al caso en que se utiliza un mismo cabezal para el registro y la reproducción. En el caso en que los cabezales sean diferentes,

$$\left| \frac{V}{I} \right| = \frac{\mu_c A' N' N'}{l_e u_c'} \frac{R_e // R_c}{R_N + R_e // R_c} \frac{R_e' // R_c'}{R_N' + R_e' // R_c'} \frac{\text{sen} \frac{\pi f l_e'}{u_c'}}{\frac{\pi f l_e'}{u_c'}} \omega, \quad (40)$$

donde las magnitudes primadas se refieren al cabezal de lectura y las restantes al de registro. En la figura 22 se muestra la respuesta en frecuencia obtenida con respecto al valor máximo.

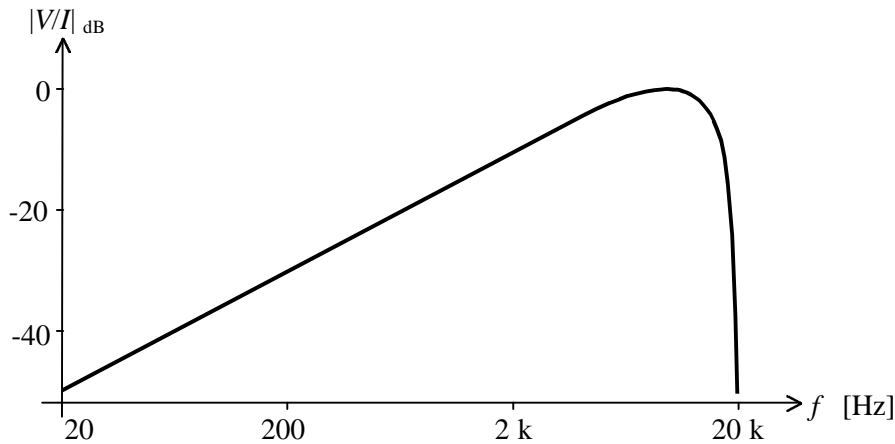


Figura 22. Respuesta en frecuencia del sistema reproductor de cinta en dB referidos al valor máximo.

6. Borrado

Para el borrado de la cinta se utiliza un principio similar al de la grabación, sólo que en este caso se “graba” una señal nula, pero con una polarización de corriente alterna de nivel mucho más alto. En general se utiliza el mismo oscilador de la polarización del cabezal de grabación, pero más amplificado. La idea es que la cinta experimente una serie de ciclos de histéresis como los de la figura 16 pero que la lleven a un valor nulo (como en la figura 5b). Este proceso se conoce como *desmagnetización* de la cinta.

Una razón por la cual hace falta una polarización de mayor nivel reside en que se parte de un valor original pregrabado, y en el fenómeno de histéresis el valor inicial tiene influencia aún muchos ciclos después. Con una mayor señal se logra entrar repetidamente en una saturación más profunda, lo cual ayuda a que el material “olvide” su magnetización previa. Otra razón estriba en que cuanto mayor sea el número de ciclos del proceso de desmagnetización, más perfecta será ésta, razón por la cual conviene que el entrehierro sea más bien ancho, por ejemplo 100 μm (es decir, 0,1 mm), lo cual atenúa el campo considerablemente, a menos que se eleve la fuerza magnetizante.

En la figura 5a se introducía el concepto de fuerza coercitiva, H_c , que corresponde al valor de fuerza magnetizante opuesta a una magnetización dada para llevar el campo magnético a 0. Si bien esto no es equivalente a borrar la cinta (dado que al eliminar la fuerza magnetizante externa el magnetismo vuelve a aumentar), el valor de la fuerza coercitiva influye en la facilidad o dificultad de borrado. Así, un material con pequeña fuerza coercitiva se desmagnetizará fácilmente, en tanto que uno con alta fuerza coercitiva lo hará con dificultad.

Referencias y bibliografía

- Busby, E. Stanley. "Chapter 6.1 Principles of Magnetic Recording". Disponible en Internet. Department of Electrical Engineering, MIT. "Magnetic Circuits and Transformers". John Wiley & Sons. New York, USA, 1952.
- Endo, H.; Hayano, S.; Saito, Y.; Fujikura, M.; Kaido, C. "Magnetization Curve Plotting from the Magnetic Domain Images. IEEE Transactions on magnetics, vol. 37, no. 4, July 2001 pp. 2727-2730
- Giles, Martin (compilador). "Audio - Radio Handbook". National Semiconductor. Santa Clara, CA, USA, 1980.
- King, Gretchen. "Magnetic Wire Recordings: A Manual Including Historical Background, Approaches to Transfer and Storage, and Solutions to Common Problems". Disponible en internet en la dirección <http://depts.washington.edu/ethmusic/wire1.html>.
- Kuhn Kelin J. "Magnetic Recording - an introduction". Disponible en Internet en la dirección <http://www.ee.washington.edu/conselec/CE/kuhn/magtape/95x1.htm>
- Longoria, R. G. "Magnetic Circuits and Device Modeling". Notas de ME 383Q: Modeling of Physical Systems. Department of Mechanical Engineering. The University of Texas at Austin. Disponible en internet.
- Pender, Harold; McIlwain, Knox (compiladores). "Electrical Engineers' Handbook". John Wiley & Sons. New York, USA, 1950.
- Phi Magnetronics. "Magnetic Recording Head Theory" Disponible en Internet en la dirección <http://www.phi-magnetronics.co.uk/tech2.html>
- Schoenherr, Steven E. "History of Magnetic Recording". ". Disponible en internet en la dirección <http://history.acusd.edu/gen/recording/begun1.html>
- Skilling, Hugh Hildreth. "Los fundamentos de las ondas eléctricas". Ediciones Librería del Colegio. Buenos Aires, 1960.
- Sorin, Saul. "Grabadores al alcance de todos". Ediciones Dalsa. Buenos Aires, 1968
- Tuthill, C. A. "Service de Brabadores". Editorial GLEM. Buenos Aires, 1968.
- . "Magnetic Circuits (Ch 5)". Disponible en internet: <http://www.ece.umn.edu/groups/electricdrives>