

Efecto Doppler para pulsos y su representación en el plano (x, t)

(Doppler effect for pulses and their representation in the plane (x, t))

Analía Roatta y Reinaldo Welti¹

Laboratorio de Vibraciones y Ondas, Departamento de Física, Universidad Nacional de Rosario, Argentina

Recibido em 4/6/2008; Revisado em 29/9/2008; Aceito em 29/9/2008; Publicado em 30/4/2009

Los textos de física de nivel universitario generalmente discuten el efecto Doppler como un tema vinculado sólo a las ondas armónicas, sin embargo, en términos más amplios el efecto está vinculado a compresiones y expansiones, en el dominio del espacio y del tiempo, de pulsos de cualquier tipo. En este trabajo, se estudia analíticamente el efecto que introduce la fuente, o el observador, en movimiento sobre la extensión espacial y temporal del pulso. Se utiliza también diagramas en el plano (x, t) , para analizar las compresiones (o expansiones) tanto temporales como espaciales del pulso causado por el movimiento de la fuente, el detector y el reflector.

Palavras-chave: efecto Doppler, pulsos, extensión espacial, extensión temporal.

The physics textbooks at university level generally discuss the Doppler effect as an issue related only to harmonic waves, however, in broader terms the effect is linked to compressions and expansions in the domain of space and time for pulses of any kind. In this work, we perform an analytical study on the effect that introduces the movement of the source on the spatial and temporary extension of the pulse. We also use diagrams in the plane (x, t) to analyze the contraction (or expansion), both temporal and spatial, of the pulse caused by the movement of the source, the detector and the reflector.

Keywords: Doppler effect, pulses, spatial extension, temporal extension.

1. Introducción

El efecto Doppler es un fenómeno físico cuyas manifestaciones han permitido avances importantes en un número considerable de dominios. Citemos por ejemplo, la comprensión de la expansión del universo a través de lo que el uso científico ha consagrado bajo el término de “corrimiento al rojo”, la medición de excesos de velocidad por medio del “radar”, las ecografías médicas que miden la velocidad de los glóbulos rojos en el interior de una arteria o visualizam la estructura del corazón y en tantas otras situaciones donde la frecuencia de la señal recibida está afectada por el movimiento de la fuente y/o del receptor respecto del medio de propagación.

Las investigaciones didácticas [1] [2] sobre la enseñanza y aprendizaje muestran que en el caso de la propagación de ondas, su discusión basada exclusivamente en ondas armónicas, en el dominio del tiempo o en el dominio de las frecuencias, puede ocultar una de las propiedades más características de un fenómeno ondulatorio – su dependencia tanto del espacio como del tiempo. Por este motivo, desde hace algunos años, los textos de enseñanza han ido incorporando, en el estudio de la propagación de ondas, pulsos de extensión finita,

que se analizan tanto en el dominio del tiempo como del espacio [3] [4]. Casi todos los fenómenos básicos de la propagación de una onda, incluida la transmisión y reflexión, se estudian primero utilizando pulsos de formas arbitrarias y a continuación el caso particular de una onda armónica. Sin embargo, hasta ahora, el efecto Doppler, se mantiene inalterable, como un fenómeno exclusivo de las ondas armónicas. En efecto, en la mayoría de los textos, se lo presenta como un fenómeno relacionado con una señal periódica que es emitida por una fuente, con el período T_F , y recibida por un receptor con el período T_R . Este último período difiere de T_F si la velocidad relativa, de la fuente y/o el receptor, con respecto al medio (en caso de que haya uno) es distinta de cero, o, en el espacio vacío, si hay una velocidad relativa de la fuente con respecto al receptor. Expuesto de esta manera el efecto Doppler es un tema que vincula el período – o frecuencia – de una onda armónica con la velocidad de la fuente y/o del receptor. Sin embargo, en términos más amplios, este efecto está vinculado a compresiones y expansiones de un pulso cualquiera en el dominio del tiempo y del espacio [5] [6].

Si bien el análisis que se hace en este trabajo es aplicable a cualquier tipo de onda y medio de propa-

¹E-mail: weltireinaldo@arnet.com.ar.

gación, se eligieron las ondas transversales en una cuerda tensa porque éstas constituyen un paradigma para el movimiento ondulatorio en general. Este enfoque permitiría introducir el efecto Doppler en el inicio del estudio de las ondas mecánicas si se analiza con la ayuda de representaciones espaciales y temporales, la propagación de pulsos de forma arbitraria a lo largo de una cuerda. Estas gráficas en el plano (x, t) que permiten introducir de manera natural y simple los conceptos de extensión espacial y temporal del pulso (y la relación entre ambos), se pueden utilizar para determinar las dilataciones o contracciones espaciales y temporales del pulso causados por el movimiento de la fuente, el detector y el reflector. La conveniencia de utilizar estas gráficas para deducir las ecuaciones del efecto Doppler no relativista, para ondas armónicas, en los primeros cursos de física de nivel universitario y en el nivel medio ha sido propuesta por algunos autores. Uno de los primeros posiblemente ha sido Fleichmann [7] quien en su breve nota señala que desea llamar la atención sobre un método puramente gráfico para determinar el cambio de la frecuencia causado por el movimiento del generador, el detector y el reflector: “el método involucra solamente la aplicación de la definición de velocidad, como la tangente de una curva en un sistema de coordenadas rectangulares donde se representa distancia y tiempo, y usa el hecho de que cuando la velocidad es constante la tangente es constante”. Más recientemente Viennot [8] propone el uso de diagramas en el plano (x, t) para introducir el efecto Doppler en el nivel medio pues “permite la articulación de la física y la matemática dando sentido a las nociones de periodicidad, velocidad y rapidez, funciones lineales, cambios de variables, de pendiente y tangente, permitiendo además explicar una gran variedad de fenómenos aún restringiendo su estudio a una sola dimensión y al caso no relativista”. En uno de los ejemplos utiliza el diagrama en el plano (x, t) para relacionar el efecto Doppler con el método utilizado por Römer para determinar la velocidad de la luz. En [9] y [10] se puede encontrar una excelente descripción de la interpretación Doppler del método Römer. Existen también varios trabajos que utilizan el diagrama espacio tiempo para encontrar las fórmulas del efecto Doppler relativista para ondas armónicas, tanto acústicas [11] como electromagnéticas [12].

La presentación de los diagramas en el plano (x, t) que se hace en este trabajo, si bien son equivalentes a los realizados en [7] y [8], presume que el tema se inserta en un curso de física de nivel universitario en el que se realiza una introducción matemática a la teoría de ondas. Se utiliza, por lo tanto, la noción de cómo una perturbación inicial, en un cierto dominio del plano (x, t) , puede determinar la solución de la ecuación de ondas en otro dominio cualquiera del plano, esto es, en otras partes del medio en tiempos posteriores, mediante las curvas denominadas *curvas características* o

características simplemente [13].

2. Ondas progresivas generadas por fuentes en reposo y en movimiento

Se considera una cuerda continua homogénea y tensa que se extiende sobre el eje x desde $-\infty$ a $+\infty$. Esta cuerda está conectada en un punto de la misma a la extremidad de salida de un cierto sistema, que vamos a llamar “emisor” [14], capaz de agitar la cuerda e irradiar ondas progresivas a lo largo de la misma (en ambas direcciones). Esta onda puede representarse por la función $\Phi(x, t)$, donde Φ es el desplazamiento transversal del elemento de cuerda que está en la posición x , en el instante t .

Nuestro problema puede plantearse así: *si el movimiento de la extremidad de salida del emisor es $D = D(t)$, encontrar la onda progresiva en las regiones de la cuerda que están a la derecha y a la izquierda del emisor, suponiendo, (i) que el emisor está en reposo respecto de la cuerda, (ii) que el emisor se mueve con una velocidad constante V_e paralela al eje x en la dirección positiva.* En este último caso, para que el emisor se mueva sin mover a la cuerda, se supone que la extremidad de salida está conectada con la cuerda a través de un anillo como el que se muestra en la Fig. 1.

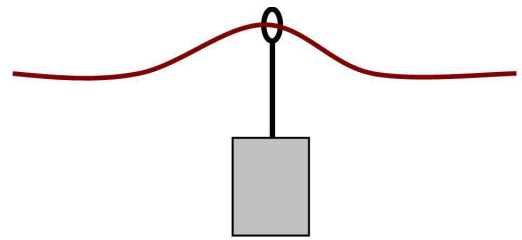


Figura 1 - Conexión entre el emisor y la cuerda.

Desde el punto de vista matemático [13] el problema que tenemos que resolver es el siguiente: encontrar la solución general de la ecuación de ondas transversales en una cuerda

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad \text{para} \quad -\infty < x < +\infty, t > 0,$$

con condiciones iniciales nulas, $\Phi(x, 0) = 0$, $\partial\Phi/\partial t(x, 0) = 0$ y con la condición de frontera móvil $\Phi[x = x_e(t), t] = D(t)$, $t > 0$, donde $x_e(t)$ es la posición del emisor en el instante t .

2.1. Emisor en reposo

Si suponemos que el emisor está conectado a la cuerda en $x = 0$, entonces $x_e = 0$ para todo t . Es evidente que en este caso el régimen de frontera generará ondas que se propagan hacia la derecha y hacia la izquierda, a lo largo de la cuerda, con la velocidad c .

La forma analítica de la solución en la región $x > 0$ viene dada por [14]

$$\Phi^+(x, t) = f(t - x/c). \quad (1)$$

El superíndice + es para indicar que es una onda que se propaga a lo largo de la dirección x positiva.

La función f puede determinarse fácilmente pues, como la cuerda está conectada directamente a la extremidad de salida del emisor, su desplazamiento en $x = 0$, $\Phi^+(0, t)$ es igual a $D(t)$, esto es,

$$\Phi^+(0, t) = f(t) \equiv D(t), \quad t > 0. \quad (2)$$

Esto significa que la función f es idéntica a la función D . Por lo tanto, la solución de nuestro problema en la región $x > 0$ y para $t > 0$ es

$$\Phi^+(x, t) = D(t - x/c) = \Phi^+(0, t - x/c). \quad (3)$$

De la misma manera se puede mostrar que el movimiento de la cuerda en cualquier punto de la región $x < 0$, para $t > 0$, viene dada por

$$\Phi^-(x, t) = D(t + x/c) = \Phi^-(0, t + x/c).$$

La ecuación (3) implica que el movimiento de cualquier punto x de la cuerda, en el instante t , es idéntico al movimiento de la extremidad de salida del emisor, en el instante anterior $t' = t - x/c$, donde t' difiere de t por el tiempo que tarda la perturbación en recorrer la distancia x a la velocidad c . Esto implica también que si $D(t)$ es un movimiento que se extiende en el intervalo $(0, \Delta t_0)$, como se muestra en la Fig. 2a, entonces, la extensión temporal del pulso, o sea, el tiempo que tarda el pulso en pasar por cualquier punto x ($x > 0$) es también Δt_0 (ver Fig. 2b) y que en un instante $t > \Delta t_0$ el pulso tiene una extensión espacial $\Delta x = c\Delta t_0$ (ver Fig. 2c).

2.2. Emisor en movimiento

Igual que en el problema anterior la solución general de la ecuación de ondas a la derecha del emisor viene dada por (1). Si el emisor se mueve con la velocidad constante V_e , y en $t = 0$ estaba en $x = 0$, entonces la posición del emisor en función del tiempo viene dado por $x_e = V_e t$.

El movimiento del elemento de cuerda que está en el aro de la extremidad de salida del emisor, cuya posición de equilibrio en el instante t es $x_e = V_e t$, coincide con el desplazamiento de la extremidad de salida para cualquier valor de t , esto es,

$$f\left(t - \frac{V_e t}{c}\right) = f(\alpha t) \equiv D(t), \quad (4)$$

donde $\alpha = 1 - V_e/c$.

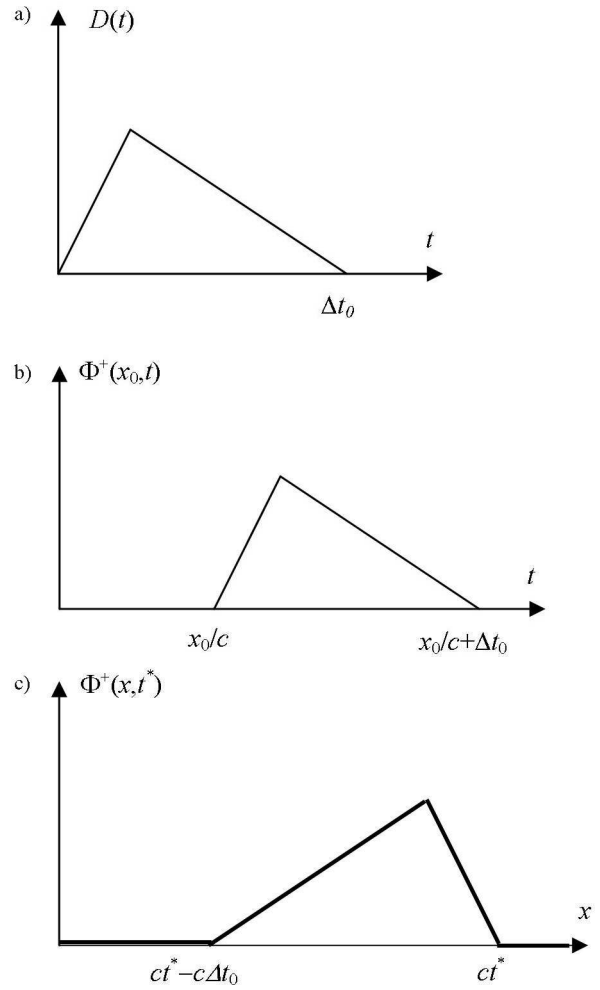


Figura 2 - a) Movimiento el emisor en $x = 0$. b) El punto x_0 de la cuerda se mueve de la misma manera que el emisor, en el intervalo de tiempo $(x_0/c, x_0/c + \Delta t_0)$. c) En el instante t^* el pulso se extiende en el intervalo $(ct^* - c\Delta t_0, ct^*)$ a lo largo de la cuerda.

De (4) se deduce que

$$f(t) \equiv D\left(\frac{t}{\alpha}\right).$$

El movimiento de cualquier elemento de cuerda, a la derecha del emisor, en un instante $t > 0$ viene dado, entonces, por

$$\Phi^+(x, t) = f(t - x/c) = D\left(\frac{t - x/c}{\alpha}\right). \quad (5)$$

Para estudiar las consecuencias de la ecuación (5) vamos a analizar dos ejemplos.

Ejemplo 1. El desplazamiento del emisor $D(t)$ es una señal gaussiana, con una extensión temporal Δt_0 (dispersión cuadrática media)

$$D(t) = Ae^{-t^2/2\Delta t_0^2}.$$

La extensión temporal Δt del pulso emitido por un emisor quieto coincide con Δt_0 , mientras que su extensión espacial es $\Delta x = c\Delta t_0$ como se vio en la sección

2.1. Sin embargo, si el emisor se mueve con una velocidad V_e , la dispersión cuadrática Δt o extensión temporal del pulso emitido es

$$\Delta t = \alpha \Delta t_0 = \left(1 - \frac{V_e}{c}\right) \Delta t_0,$$

y su extensión espacial es

$$\Delta x = \alpha c \Delta t_0 = \left(1 - \frac{V_e}{c}\right) \Delta x_0.$$

El pulso emitido por la fuente en movimiento se contrae temporal y espacialmente, en un factor α , también conocido como el *factor de escala Doppler*.

Ejemplo 2. El desplazamiento D del emisor es una oscilación armónica de frecuencia ω_0 ,

$$D(t) = A \cos(\omega_0 t).$$

Si el emisor está en reposo, la frecuencia de la onda que se propaga en la cuerda coincide con la frecuencia del emisor. Si el emisor se mueve con una velocidad V_e , cualquier elemento de cuerda a la derecha del emisor, oscila con una frecuencia ω que viene dada por

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{V_e}{c}}. \quad (6)$$

Esta ecuación expresa que la frecuencia ω medida por el observador en reposo con respecto a la cuerda es más alta que la frecuencia ω_0 que emite la fuente, que se acerca en línea recta, hacia el observador con una velocidad V_e . La ecuación (6) es la expresión matemática típica para formular al fenómeno conocido como *efecto Doppler*.

2.3. Reflexión de una onda por una pantalla en movimiento

Una pantalla, con un pequeño orificio, a través del cual puede pasar la cuerda se comporta como un reflector perfecto o un “espejo” para una onda transversal que se propaga a lo largo de la cuerda como se muestra en las Fig. 3. Pippard [15] señala que Larmor [16] utilizó un dispositivo similar para estudiar la presión de radiación de las ondas mecánicas y electromagnéticas. El carro que transporta la pantalla reflectora se desplaza hacia la izquierda con una velocidad V , por lo tanto la posición del reflector x_R en el instante t viene dado por $x_R = -Vt$, si se supone que en $t = 0$, $x_R = 0$.

Se considerará un pulso $\Phi^i(x, t) = f(t - x/c)$ creado por una fuente, en reposo respecto del medio, que se encuentra muy lejos a la izquierda de O . Este pulso después de incidir sobre R se refleja dando lugar al pulso reflejado, $\Phi^r(x, t) = g(t + x/c)$.

Como el desplazamiento transversal de la cuerda sobre la pantalla R tiene que ser cero, entonces

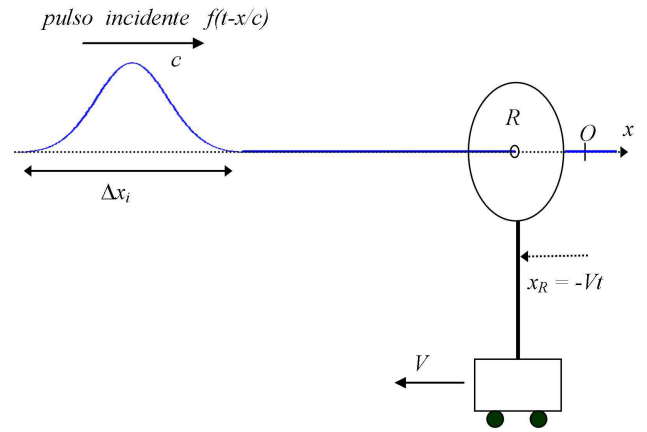


Figura 3 - El pulso de extensión espacial Δx_i incide sobre una pantalla en movimiento.

$$g\left(t + \frac{x}{c}\right) + f\left(t - \frac{x}{c}\right) \Big|_R = 0.$$

En el instante t el reflector se encuentra en $x_R = -Vt$, por lo tanto

$$g\left(t - \frac{Vt}{c}\right) = g\left[\left(1 - \frac{V}{c}\right)t\right] \equiv -f\left[\left(1 + \frac{V}{c}\right)t\right].$$

De esta última ecuación se deduce que

$$g(u) \equiv -f\left[\left(\frac{1 + V/c}{1 - V/c}\right)u\right] = -f\left(\frac{u}{\alpha}\right),$$

donde

$$\alpha = \frac{1 - V/c}{1 + V/c},$$

es el factor de escala Doppler.

Finalmente, si hacemos $u = t + x/c$, obtenemos para la onda reflejada

$$g\left(t + \frac{x}{c}\right) \equiv -f\left[\frac{1}{\alpha}\left(t + \frac{x}{c}\right)\right]. \quad (7)$$

Si el pulso incidente es gaussiano con una duración temporal Δt_0 (dispersión cuadrática media) y una extensión espacial $\Delta x_0 = c\Delta t_0$, el pulso reflejado tiene una duración temporal Δt que viene dada por

$$\Delta t = \alpha \Delta t_0 = \frac{1 - V/c}{1 + V/c} \Delta t_0,$$

y una extensión espacial $\Delta x = c\Delta t$.

Si la onda incidente es armónica, esto es, $f = A \cos \omega_i(t - x/c)$, la onda reflejada viene dada por

$$g = -A \cos \left[\left(\frac{1 + V/c}{1 - V/c} \right) \omega_i \left(t + \frac{x}{c} \right) \right].$$

La onda reflejada es también armónica pero su frecuencia ω_r viene dada por

$$\omega_r = \frac{(1 + V/c)}{(1 - V/c)} \omega_i. \quad (8)$$

La ecuación (8) es el fundamento de la ecografía Doppler, que es una técnica de investigación muy extendida para observar objetos en movimiento inaccesibles a la visión directa. Mediante esta técnica se mide, por ejemplo, la velocidad de los glóbulos rojos en una arteria [17].

3. La propagación de pulsos y el efecto Doppler en el plano (x, t)

En la sección 3.1 se estudia, utilizando un método gráfico, basado en las curvas características de una ecuación diferencial, la propagación de pulsos emitida por una fuente en reposo en el plano (x, t) . En las secciones 3.2 y 3.3 se extiende este método para determinar las expansiones y dilataciones del pulso, tanto en el dominio del espacio como del tiempo, causado por el movimiento de la fuente o por el movimiento de la pantalla en la que el pulso se refleja, respectivamente.

3.1. Pulso emitido por una fuente en reposo en el plano (x, t)

La función $\Phi^+(x, t)$ es una onda que se propaga de izquierda a derecha, con la velocidad c , sin deformarse. La función Φ^+ se mantiene constante a lo largo de la recta, $t - x/c = \text{const}$. En la teoría de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales esta recta se denomina *curva característica*. La característica $t - x/c = t'$ que cruza al eje t en $t = t'$, tiene una pendiente igual a $1/c$ y transporta el valor de $\Phi^+(0, t)$ a lo largo de la misma. Variando t' a lo largo del eje t podemos construir el conjunto de las características que determinan la solución.

Si el emisor situado en $x = 0$, emite un pulso en el intervalo de tiempo $[0, \Delta t_0]$, entonces la función $\Phi^+(0, t)$ es diferente de cero sólo en el segmento que se extiende entre los puntos $(0, 0)$ y $(0, \Delta t_0)$ del plano (x, t) . Si el emisor es similar al que se muestra en la Fig. 1, entonces $\Phi^+(0, t) = D(t)$.

Por lo tanto, la función $\Phi^+(x, t)$ es distinta de cero sólo en la región II, donde $0 < t - x/c < \Delta t_0$ (ver Fig. 4), y las rectas, $t - x/c = 0$, y $t - x/c = \Delta t_0$ representan los frentes delantero y trasero del pulso que se propaga hacia la derecha.

Para determinar el tiempo que tarda el pulso en pasar por un punto fijo cualquiera x , (su extensión temporal), se traza una recta vertical que pasa por el punto x . Se observa (ver Fig. 4) que el frente delantero llega a ese punto en el instante $t_1 = x/c$ y el frente trasero en el instante $t_2 = \Delta t_0 + x/c$. El tiempo que tarda el pulso en pasar por el punto x , $\Delta t = t_2 - t_1 = \Delta t_0$, coincide con el tiempo de duración de la señal en el punto $x = 0$.

Para determinar la extensión espacial del pulso en un instante cualquiera t , se traza una recta horizontal

que pasa por $t(> \Delta t_0)$. El frente delantero, en ese instante, se encuentra en $x_1 = ct$ y el frente trasero en $x_2 = c(t - \Delta t_0)$. La extensión espacial del pulso es, por lo tanto, $\Delta x = x_1 - x_2 = c\Delta t_0$.

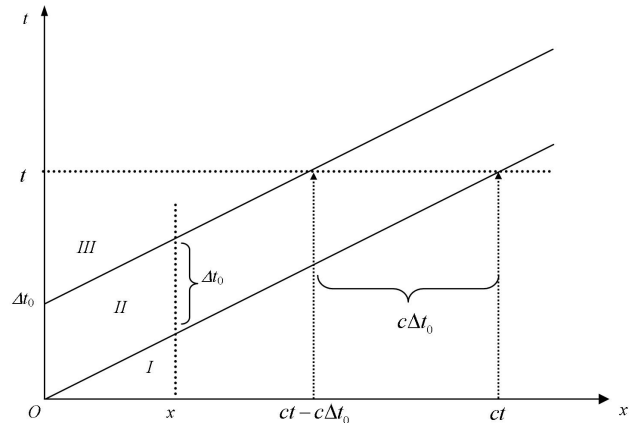


Figura 4 - Representación en el plano (x, t) de la propagación de un pulso de duración finita que se emite en el extremo $x = 0$ y que se propaga de izquierda a derecha a lo largo del eje x .

3.2. Pulso emitido por una fuente en movimiento en el plano (x, t)

Supongamos ahora que el emisor del ejemplo anterior, en el intervalo de tiempo Δt_0 , en el que emite el pulso, se mueve hacia la derecha con la velocidad V_e . El emisor, en ese intervalo de tiempo, pasa del punto $(0, 0)$ al punto $(V_e \Delta t_0, \Delta t_0)$. Se observa en la Fig. 5 que las rectas características que representan al frente trasero y al delantero se aproximan entre sí.

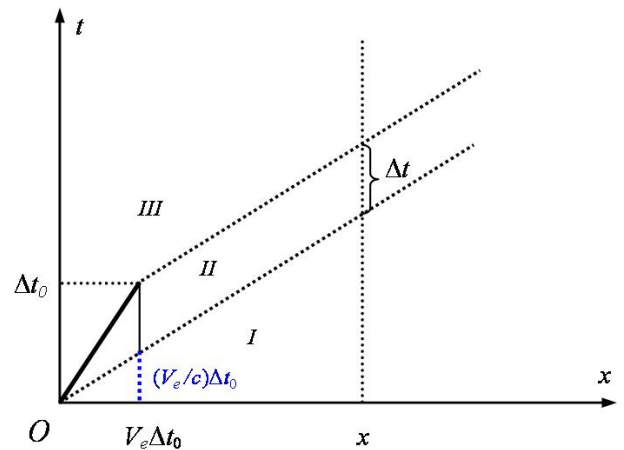


Figura 5 - Cálculo de la duración temporal Δt de un pulso emitido por una fuente que se mueve con una velocidad $V_e > 0$, en un punto x cualquiera, situado a la derecha del emisor. La fuente emite el pulso en el tiempo Δt_0 .

Para determinar el tiempo que tarda el pulso en pasar por un punto fijo cualquiera x (extensión temporal del pulso) se traza la recta vertical que pasa por el punto x (ver Fig. 5). A partir de esta gráfica, sin necesidad de hacer ninguna cuenta, se observa que el tiempo

Δt que tarda el pulso en pasar por x , es menor que el tiempo Δt_0 . La ordenada de la recta $t - x/c = 0$, en $x = V_e \Delta t_0$, toma el valor (es) $(V_e/c) \Delta t_0$, por lo tanto, a partir de la Fig. 5 se obtiene que, $\Delta t = \Delta t_0 - (V_e/c) \Delta t_0 = (1 - V_e/c) \Delta t_0$. Esto es, si la fuente se acerca al punto x , (el punto de observación), la duración temporal del pulso disminuye.

Para determinar la extensión espacial del pulso en el instante $t > \Delta t_0$, se traza una recta horizontal que pasa por $t(> \Delta t_0)$. La medida del segmento, entre las paralelas que representan los frentes traseros y delanteros del pulso, es la extensión espacial del pulso. Es simple probar que la medida de este segmento es $\Delta x = c \Delta t = (1 - V_e/c) c \Delta t_0$.

3.3. Onda reflejada por un objeto en movimiento en el plano (x, t)

Analizaremos aquí en el plano (x, t) la misma situación que se estudió analíticamente en la sección 2.3. Una fuente, en reposo respecto del medio, que se encuentra muy lejos a la izquierda de O emite un pulso que tiene una duración temporal Δt_i . El pulso viaja de izquierda a derecha con la velocidad c . Un objeto reflector que se encuentra en $x = 0$ en el instante $t = 0$ viaja con la velocidad $-V$, de modo que su posición en el instante t es $x_R = -Vt$. El pulso se refleja sobre el objeto y vuelve hacia la izquierda. En la Fig. 6 se muestran los frentes traseros y delanteros del pulso, antes y después de reflejarse en el objeto, y la línea horaria del objeto reflector. A través de la construcción geométrica se observa que el tiempo de duración del pulso reflejado es menor que Δt_i . Utilizando las propiedades geométricas de rectas que cortan oblicuamente a dos líneas paralelas es fácil mostrar que el tiempo en que el pulso está en contacto con el objeto reflector es $\Delta t_R = \Delta t_i / (1 + V/c)$, y que la duración temporal del pulso reflejado es

$$\Delta t_r = \frac{1 - V/c}{1 + V/c} \Delta t_i. \quad (9)$$

Si el pulso incidente es periódico lo podemos dividir en una sucesión de pulsos con una duración temporal $\Delta t_i = T_i$ donde T_i es el periodo de la onda. La ecuación (9) nos permite calcular el periodo de la onda reflejada. Como la frecuencia es la inversa del periodo, la relación entre la frecuencia de la onda reflejada f_r y la frecuencia de la onda incidente f_i viene dada por

$$f_r = \frac{1 + V/c}{1 - V/c} f_i.$$

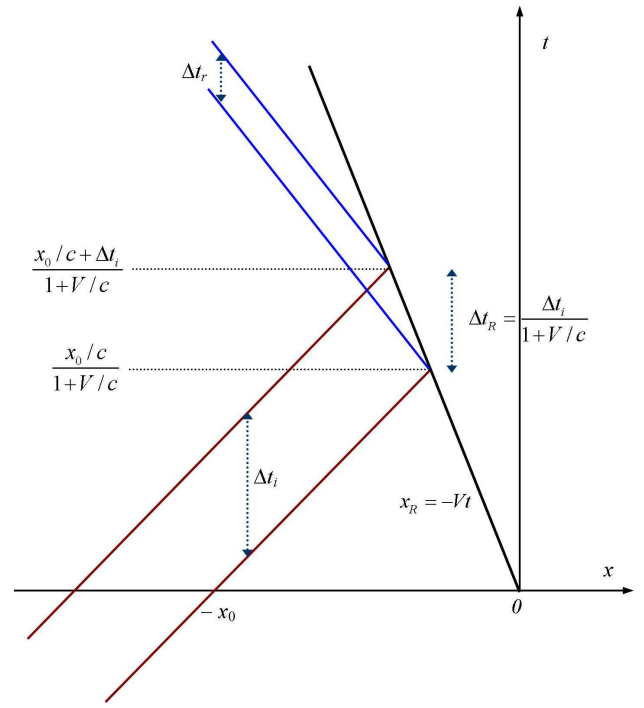


Figura 6 - Representación gráfica de la contracción temporal de un pulso que se refleja sobre una pantalla reflectora que se mueve con velocidad uniforme.

4. Conclusión

Aunque en la mayoría de los textos de física de nivel medio y universitario se analiza el efecto Doppler como un tema vinculado sólo a las ondas armónicas, en este trabajo, se muestra que en términos más amplios este efecto está vinculado a compresiones y expansiones, en el dominio del espacio y del tiempo, de pulsos de cualquier tipo.

Se estudia el efecto Doppler recurriendo a las ondas transversales en cuerdas, porque éstas son un prototipo para el movimiento ondulatorio en general. No tenemos conocimiento de un libro de texto que exponga al efecto Doppler utilizando una cuerda como medio de propagación, a pesar de que Larmor [16], en el año 1911, para explicar sus ideas sobre la presión de radiación recurre a una onda transversal, que se refleja en una cuenta de gran masa que se mueve con velocidad constante a lo largo de una cuerda.

Para introducir el efecto Doppler en el inicio de un curso de ondas mecánicas es conveniente analizar previamente, con la ayuda de diagramas en el plano (x, t) , la propagación de pulsos de formas arbitrarias a lo largo de una cuerda. Estas gráficas que se han utilizado en la sección 3.1 para encontrar la extensión espacial y temporal del pulso se extienden, en la sección 3.2 y 3.3 para determinar las dilataciones o contracciones espaciales y temporales del pulso causados por el movimiento de la fuente, el detector y el reflector.

Para explicar un fenómeno físico es conveniente uti-

lizar múltiples representaciones [18], por lo tanto, el diagrama en el plano (x, t) que se propone para analizar el efecto Doppler debe complementarse con las otras diferentes maneras de ilustrar el fenómeno [19, 20]. Para concluir señalemos que en los últimos años se ha insistido sobre la necesidad de establecer relaciones entre la historia y la didáctica de las ciencias de la naturaleza [21]. La concepción actual sobre la importancia de las ciencias se inició con las propuestas de T. Khun [22], a partir de las cuales se instauró el convencimiento de que no era posible una aproximación epistemológica acerca de como se han desarrollado y construido los conceptos de la ciencia de la naturaleza por fuera de una revisión histórica documentada. En el caso que nos ocupa, Doppler es casi un desconocido, sin embargo, en un reciente artículo [23], cuya lectura se recomienda, se discute cómo Doppler llegó a deducir el efecto que lleva su nombre, la recepción que obtuvo este descubrimiento en su época y en particular las críticas que recibió.

Agradecimientos

Deseamos agradecer a un árbitro (anónimo) por sus numerosas y atinadas sugerencias que nos permitieron mejorar la presentación de este trabajo.

Referencias

- [1] L. Maurines, *International Journal of Science Education* **14**, 279 (1992).
- [2] M.C. Wittmann, *International Journal of Science Education* **24**, 43, (2002).
- [3] R. Serway y J. Jewett, *Física para Ciencias e Ingeniería* (Editorial Thomson Paraninfo, Madrid, 2005).
- [4] E. Mazur, *Peer Instruction: A User Manual* (Prentice Hall Inc., Upper Saddle River, 1997).
- [5] D.W. Hawkins and P.T. Gough, in *Proc. IOA Conf., Sonar Signal Process.* (Loughborough, 2004), v. 26, n. 5, p. 100.
- [6] N.J. Mohamed, *IEEE Transactions on EMC* **33**, 42 (1991).
- [7] L. Fleischmann, *American Journal of Physics* **13**, 418 (1945).
- [8] L. Viennot and J.L. Leroy-Bury, *Physics Education* **39**, 273 (2004).
- [9] V.M. Babovic, D.M. Davidovic and B.A. Anicin, *American Journal of Physics* **59**, 515 (1991).
- [10] J.H. Shea, *American Journal of Physics* **66**, 561 (1998).
- [11] R.E. Reynolds, *American Journal of Physics* **58**, 390 (1990).
- [12] G. Cook and T. Lesoing, *American Journal of Physics* **59**, 218 (1991).
- [13] A.N. Tikhonov and A.A. Samarskii, *Equations of Mathematical Physics* (Dover, Nueva York, 1996).
- [14] F.S. Crawford, *Waves: Berkeley Physics Course* (McGraw-Hill College, Nueva York, 1968), v. 3.
- [15] A.B. Pippard, *European Journal of Physics* **13**, 82 (1992).
- [16] J. Larmor, *Encyclopedia Britannica* **22**, 787 (1911).
- [17] A. Bouyssy, M. Davier y B. Gatty, *Physique pour les Sciences de la Vie - tome 3 : Les Ondes* (Belin, Paris, 1988).
- [18] J.L. Lemke, *Talking Science: Language, Learning and Values* (Ablex Publishing Corporation, Norwood, 1990).
- [19] D.A. Russell, *The Doppler Effect and Sonic Boom*. Disponible en <http://www.kettering.edu/~drussell/Demos/doppler/doppler.html> (2001).
- [20] M.H. Giménez, A. Vidaurre, J. Riera and J.A. Monsoriu, *Latin American Journal of Physics Education* **2**, 37 (2008).
- [21] M.R. Matthews, *Enseñanza de las Ciencias* **12**, 255 (1994).
- [22] T.S. Kuhn, *La Estructura de las Revoluciones Científicas* (Fondo de Cultura Económica, Ciudad de México, 1972).
- [23] P.M. Schuster, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **29**, 465 (2007).