

# La música del viento

## The music of the wind

### A música do vento

Ismael Núñez

#### Resumen

Parte de la acústica física aplicada a los instrumentos de viento es el análisis de por qué una fuente de excitación constante (durante un cierto lapso) como el flujo de aire introducido por la boquilla, produce una vibración que genera sonido. No nos sumiremos en los detalles cuantitativos de los fenómenos de la mecánica de fluidos, que es donde radica su explicación rigurosa. No obstante, en el caso de las flautas, algunas ecuaciones aplicables al fenómeno son de origen empírico y mostraron relativos éxitos en este campo. Esto nos permitirá arribar directamente al tema que nos interesa.

**Palabras clave:** resonancias acústicas en tubos, regímenes laminar y turbulento en fluidos.

#### Abstract

Part of physical acoustics applied to wind instruments is the analysis of why a constant excitation source (for a certain period of time), such as the airflow introduced through the mouthpiece, produces a vibration that generates sound. We will not delve into the quantitative details of fluid mechanics phenomena, which is where their rigorous explanation lies. However, in the case of flutes, some equations applicable to the phenomenon are of empirical origin and have shown relative success in this field. This will allow us to arrive directly at the topic at hand.

**Keywords:** Acoustic resonances in tubes, laminar and turbulent flow regimes in fluids

#### Resumo

Parte da acústica física aplicada a instrumentos de sopro consiste na análise de por que uma fonte de excitação constante (por um determinado período de tempo), como o fluxo de ar introduzido pelo bocal, produz uma vibração que gera som. Não nos aprofundaremos nos detalhes quantitativos dos fenômenos da mecânica dos fluidos, que é onde reside sua explicação rigorosa. No entanto, no caso das flautas, algumas equações aplicáveis ao fenômeno são de origem empírica e têm demonstrado relativo sucesso neste campo. Isso nos permitirá chegar diretamente ao tópico em questão.

**Palavras-chave:** Ressonâncias acústicas em tubos, regimes laminares e turbulentos em fluidos.

## 1 INTRODUCCIÓN

La física (a través de la acústica) está inseparablemente ligada a la generación del sonido de los instrumentos musicales. Entre los instrumentos de viento (aerófonos) construidos de madera originalmente (hoy los hay de resinas, porcelana, marfil, etc.), tenemos la flauta, el oboe, el clarinete y otros utilizados en la orquesta sinfónica (figura 1). Además existen otros más ancestrales, originarios de los pueblos primitivos y aún utilizados no solamente por poblaciones indígenas actuales, sino también en grupos musicales modernos que han incorporado interesantes variaciones tonales utilizándolos. Tal es el caso de la ocarina, la flauta de pan o la quena, entre otros (figura 2).

Todos tienen en común que la fuente primera del sonido es el aire de la boca del ejecutante. No obstante, hay diferencias en los dispositivos a la entrada del instrumento, inmediatamente luego de los labios del ejecutante.



**Figura. 1:** Algunos aerófonos clásicos clasificados como "de madera"

En esta ocasión analizaremos solamente el origen del sonido en la flauta dulce. Es un instrumento de sencilla ejecución y relativamente fácil construcción en su versión más primitiva, conocida como "flauta

de caña". Se puede hacer con un trozo de caña de bambú o un tubo fino de madera u otro material relativamente rígido. Ambas versiones se muestran en la figura 3.



Figura 2. Algunos aerófonos ancestrales



Figura 3. Flautas con el mismo sistema de excitación acústica

## 2 LOS INSTRUMENTOS DE VIENTO-MADERA

En todo instrumento musical no eléctrico es importante diferenciar entre el sistema de excitación y el de producción del sonido. La excitación no es acústica, es mecánica o aerodinámica (mecánica de fluidos), ya sea el desplazamiento de una cuerda tensa (p.ej. en la guitarra), el golpe sobre una membrana (el tambor), un chorro de aire adecuadamente preparado

(flauta, órgano de tubos, etc.). Luego, el resto del sistema utiliza esa excitación para ponerse a vibrar en sus propias frecuencias naturales y amplificar el sonido producido por las vibraciones. Este es propiamente el mecanismo de producción del sonido. En este artículo nos dedicaremos principalmente a estudiar el sistema de excitación del sonido en la flauta dulce o la de caña. Un esquema de la flauta dulce se muestra en la figura 4. En particular, nos interesa la sección longitudinal de la embocadura,

representada en el esquema de la figura 5. El chorro de aire introducido por el ejecutante proviene desde la izquierda en la figura. Cuando sale del canal de aire

se encuentra de pronto con un borde biselado, llamado “labio”. Aquí comienza la aventura del origen del sonido de la flauta, como veremos luego.

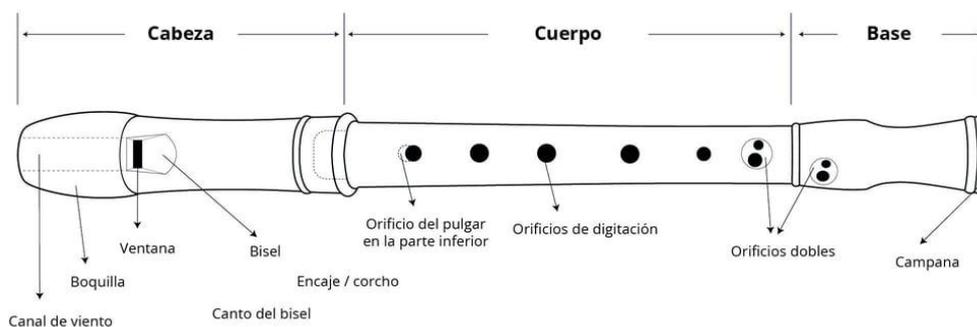


Figura 4. Partes de la flauta dulce

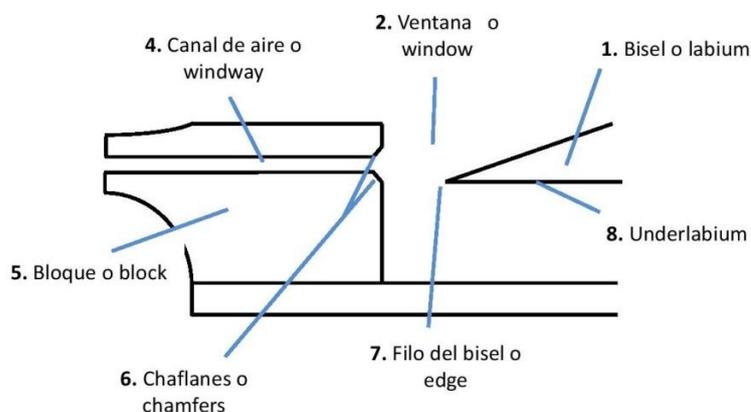


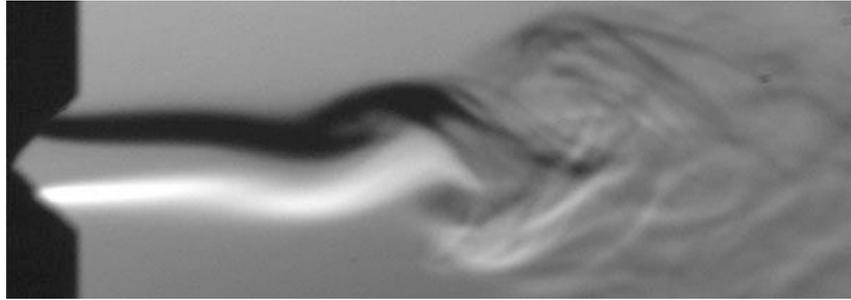
Figura 5. Corte longitudinal de la embocadura de la flauta dulce

### 3 GENERACIÓN DEL SONIDO EN LA FLAUTA

Según Fletcher[1] aún se discute el mecanismo aerodinámico detallado del sonido de la flauta. Está claro que no es posible separar la situación del flujo incidente al soplar con la perturbación producida sobre el mismo por las ondas reflejadas provenientes del tubo. Existe una realimentación del campo acústico retornado de la cámara de resonancia (el tubo de la flauta) sobre el flujo de aire. El flujo introducido por el canal de aire de la figura 5 es muy inestable y pequeñas perturbaciones lo agitan transversalmente antes de llegar al borde del bisel o labio de la flauta.

Trabajos experimentales y cálculos teóricos se han desarrollado para analizar el efecto de una onda acústica que perturba perpendicularmente a un chorro de aire [1],[3],[4]. La figura 6 muestra un

experimento en que un chorro de aire a 7.5 m/s sale por una rendija de 1 mm de espesor. Dos altavoces, uno encima y otro debajo en la figura, generan una onda sonora estacionaria de 658 Hz perpendicularmente al chorro. Se observa la modulación de éste en los primeros 22 mm, y luego se extingue el régimen laminar y se generan vórtices. Se produce en el chorro de aire una perturbación que viaja en la misma dirección que el chorro pero a menor velocidad, aproximadamente al 40% de la velocidad central de éste. La modulación tiene una estructura senoidal y oscila con la frecuencia del campo acústico que la excita. El chorro de aire se va ensanchando a medida que se propaga hasta que finalmente se disuelve en vórtices hacia un lado y el otro. Esto se debe a la fricción con el aire en reposo circundante y se observa claramente en la fotografía del experimento en la figura 6.



**Figura 6.** Chorro de aire dese una rendija de 1 mm viajando hacia la derecha a 7.5 m/s y perturbado por una onda acústica estacionaria de 658 Hz perpendicular al mismo (Imagen tomada de la referencia [4])

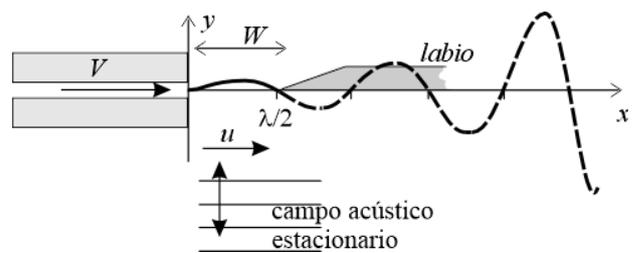
Un tratamiento de los más exhaustivos sobre el tema lo desarrolla Chaigne[4] en el capítulo 10. Por su parte, Fletcher[1] menciona que el tratamiento riguroso del análisis del chorro de aire perturbado por el campo acústico estacionario perpendicular es bastante complicado y, en todo caso, aún sujeto de discusión. Pero simplificando aceptablemente el modelo llega a una expresión sobre la propagación sinusoidal de la perturbación que, según afirma, se condice bien con los resultados experimentales. Nosotros estamos interesados solamente en las frecuencias producidas por este mecanismo en la flauta, no en las aproximaciones cuantitativas detalladas desarrolladas por Chaigne [4], Elder [7], Fletcher [1] [8] y otros. Esto nos permitirá saltar varias etapas importantes pero muy complejas del análisis, adoptando premisas más intuitivas que rigurosas. Obtenemos una argumentación aún más simplificada, cuya única fundamentación radica, finalmente, en que los resultados coinciden con los obtenidos experimentalmente.

Con referencia a la figura 6, tomamos un par de ejes coordenados  $x, y$  con el origen en el centro de la salida de la rendija, con el eje  $x$  horizontal (en la dirección del flujo) y el eje  $y$  vertical (sobre el plano de la rendija). Supongamos un campo acústico plano y estacionario que provoca vibraciones en la dirección del eje  $y$ , con una velocidad de las partículas de la forma  $v_y(t) = v \cos \omega t$ . Entonces, según Fletcher[1], la altura  $y(x, t)$  de la trayectoria central del haz está modulada de acuerdo a la expresión

$$y(x, t) = \frac{v}{\omega} [\sin \omega t - \cosh \mu x \sin(\omega t - kx)] \quad (1)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular de excitación introducida por el campo acústico externo,  $\mu$  es un coeficiente de ensanchamiento del haz, introducido por Lord Rayleigh [5] del orden de  $\mu \approx 800 \text{ m}^{-1}$ [1] y  $k = \omega/u$  es el número de onda ( $k = 2\pi/\lambda$ ) del campo acústico. Recordamos que  $u$  es la velocidad de propagación de la modulación dentro del chorro de aire que tienen la velocidad  $V$ , siendo  $u \approx 0.4V$ . Por tal razón, la longitud de onda  $\lambda$  a la cual nos

referimos no es la de la perturbación acústica en la dirección del eje  $y$ , sino que es la de la modulación del flujo de aire que se propaga en la dirección del eje  $x$ . Lo destacable es que la velocidad  $u$  de propagación de la onda de perturbación en el flujo de aire es directamente proporcional a la velocidad  $V$  de éste. Esto determina que la longitud de onda  $\lambda$  de esta perturbación dependa inversamente de la velocidad del flujo de aire, a su vez determinada por el ejecutante de la flauta. Obviamente que la validez de la ecuación (1) se limita a la región en que el chorro de aire no comienza su dispersión, lo cual es aceptable en el caso de la flauta porque el recorrido entre su salida de la rendija y su llegada al bisel es del orden de 1 cm (ancho  $W$  de la ventana). La ecuación (1) impone la natural condición de que, por razones de continuidad, el desplazamiento  $y(0, t)$  del flujo sobre la salida de la rendija debe de ser nulo. La figura 7 ilustra la trayectoria central de la modulación del flujo de aire en un instante dado (digamos, en  $t = 0$ ).



**Figura 7.** Modulación del chorro de aire debido a un campo acústico estacionario perpendicular.  $V$  es la velocidad del fluido,  $u \approx 2V/5$  es la velocidad con que avanza la modulación

Ahora bien, ¿cómo se produce en la flauta ese campo acústico estacionario que modula el flujo de aire con su misma frecuencia? Cuando el ejecutante comienza a soplar, parte del aire se introduce en el tubo formando un pulso que viaja, rebota en el extremo libre lejano del tubo (la campana en la figura 4) y regresa hacia la ventana de la flauta. Este pulso se puede representar como una suma de todas las ondas estacionarias con las frecuencias de los modos normales en un tubo con ambos extremos libres[3].

Considerando en principio que todos los orificios de la flauta están tapados, son extremos libres la ventana y la salida de la campana (ver figura 4). Si  $L$  es la longitud virtual de la flauta (esto es, agregando la corrección de extremos libres a su longitud real)[6], un pulso de desplazamiento acústico que viaja por el tubo con ambos extremos libres (en  $x = 0$  y en  $x = L$ ) se representa en general como

$$\xi(x, t) = \sum_1^\infty A_n \cos(K_n x) \sin(\omega_n t + \phi_n) \quad (2)$$

donde  $K_n = n\pi/L$ , con  $n$  entero, son los números de onda de los modos normales. Sus frecuencias angulares son  $\omega_n = cK_n$  donde  $c$  es la velocidad del sonido. Por lo tanto, las frecuencias de los modos normales son

$$v_n = n \frac{c}{2L} \quad (3)$$

Estas ondas estacionarias tienen sus máximos de desplazamiento en los extremos libres del tubo, uno de los cuales ( $x = 0$ ) es un poco más allá de la ventana de la flauta (figura 5), a causa de la corrección de extremo libre [6]. Sobre la superficie de la ventana de la flauta (de ancho  $W$ ) los desplazamientos  $\xi$  del campo acústico son en la dirección del eje  $y$  en la figura 7, como corresponde a la aproximación usual para toda abertura en un resonador.

Es necesario un aporte periódico de energía para el mantenimiento de una oscilación en el tubo, debido a las pérdidas por fricción y radiación acústica. Ello implica la introducción de una porción del flujo de aire por debajo del labio, en intervalos adecuados para alimentar uno de los modos normales de resonancia, como ilustra el instante representado en la figura 7. Entonces el evento fundamental ocurre a la entrada del flujo en  $x = W$ , donde de acuerdo con la ecuación (1) el desplazamiento vertical del flujo de aire es

$$y(W, t) = \frac{v}{\omega} [\sin \omega t - \cosh \mu W \sin(\omega t - kW)] \quad (4)$$

No obstante, como se insinúa en la fotografía de la figura 6 y se ilustra en la 7, el flujo de aire se dispersa poco más allá de su salida. La trayectoria punteada en la figura 7 indica un avance teórico de la perturbación según la ecuación (1). Pero más allá de media longitud de onda de la modulación el flujo se dispersa. Por ello es aceptable considerar solamente el menor modo estacionario ( $n = 1$ ), que provoque una modulación que albergue media longitud de onda en el ancho de la ventana [3](Cap. 11).

En este caso, sólo consideramos el modo  $n = 1$  en la ecuación (2). Omitiendo en este caso el subíndice

tenemos,

$$\xi(x, t) = A \cos(Kx) \sin(\omega t) \quad (5)$$

donde hemos elegido adecuadamente el origen temporal de forma que  $\phi = 0$ .

Separando en términos las dependencias de seno y coseno temporales en (4) podemos escribir

$$y(W, t) = \frac{v}{\omega} [1 - \cosh(\mu W) \cos(kW)] \sin(\omega t) + \frac{v}{\omega} \cosh(\mu W) \sin(kW) \cos(\omega t) \quad (6)$$

Para que el flujo de aire, o parte de él, entre por debajo del labio como se ilustra en la figura 7, es necesario que la vibración acústica en (5) tenga su desplazamiento hacia abajo simultáneamente con el flujo. Esto es, las expresiones (5) y (6) deben de estar en fase en  $x = W$ . Para ello, en la ecuación (6) el coeficiente de  $\cos(\omega t)$  debe de ser nulo. Esta restricción lleva necesariamente a la condición,

$$\sin(kW) = 0 \Rightarrow kW = \pi \quad (7)$$

dado que buscamos el modo más bajo (menor valor de  $k$ ).

Entonces para excitar el modo fundamental o modo 1 de vibración en la flauta dulce soprano (DO<sub>5</sub>, con todos los orificios tonales tapados), vemos que esto sucede cuando

$$W = \frac{\lambda}{2} \quad (8)$$

Recordando que  $k = \omega/u$ , donde  $\omega$  es la frecuencia angular del primer modo normal y  $u$  es la velocidad de propagación de la modulación en el flujo de aire (cuando se excita el modo  $n = 1$ ), podemos escribir la segunda igualdad de (7) como

$$\frac{\omega}{u} W = \pi \quad (9)$$

La velocidad  $u$  de propagación de la modulación en el flujo de aire tiene relación directa con la velocidad  $V$  del flujo,  $u \approx 2V/5$  como se dijo antes. La frecuencia angular es  $\omega = 2\pi\nu$ , donde  $\nu$  es la frecuencia lineal. Sustituyendo estos resultados en (9) tenemos que, para reproducir la frecuencia  $\nu$  del modo  $n = 1$  en el tubo de la flauta con una ventana de ancho  $W$ , debemos soplar el aire aproximadamente a la velocidad

$$V \approx 5W\nu \quad (10)$$

Naturalmente que el ejecutante sopla la flauta de modo continuo. Un soplido suave excitará el modo  $n = 1$  en el instrumento, pero en tanto la velocidad  $V$  del aire introducido se mantenga en el intervalo  $V_1 < V < V_2$  seguirá sonando esencialmente la frecuencia  $\nu = \nu_1$ . Saltará la frecuencia al modo siguiente, del modo 1 al 2 (una octava) de acuerdo con (3) cuando la velocidad del aire alcance la relación (10) para el siguiente modo. Esto es fácil de experimentar con una flauta y comprobar que salta una octava cuando se sopla con más intensidad, manteniendo los mismos orificios tapados.

#### 4 CONCLUSIONES

Parte del flujo de aire inicial introducido por la boquilla en la flauta excita ondas estacionarias en el tubo, que a su vez modulan el flujo con una perturbación armónica, que viaja con cierta velocidad  $u$  vinculada directamente con la velocidad  $V$  del flujo ( $u \approx 0.4V$ ). Pero para que exista una alimentación periódica de aire en el tubo y mantener el sonido, debe haber media longitud de onda en el ancho  $W$  de la ventana. Si el ejecutante sopla más fuerte aumenta la velocidad del flujo modulado en la ventana de la flauta. Para mantener la condición de media longitud de onda en la misma, la frecuencia del sonido que modula debe aumentar proporcionalmente. Pero estas frecuencias están determinadas por los modos normales de resonancia en el tubo. De esta forma, la frecuencia producida saltará al siguiente modo normal a partir del modo  $n = 1$  al  $n = 2$ , aumentando una octava la nota ejecutada [9].

#### REFERENCIAS

- [1] Neville H. Fletcher, Thomas D. Rossing, *The Physics of Musical Instruments*, 2nd. Edition, Springer, 2010
- [2] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Music/edge.html#c1>
- [3] John Backus, *The Acoustical Foundations of Music*, 2nd. Edition, W.W. Norton & Company, New York, 1977
- [4] Antoine Chaigne, Jean Kergomard, *Acoustics of Musical Instruments*, 2nd. Edition, ASA Papers, Springer-Verlag, New York, 2016
- [5] J.W.S. Rayleigh, *The Theory of Sound*, Vol II, 2nd. Edition, Dover Publications, New York, 1945
- [6] L.E. Kinsler, A.R. Frey, A.B. Coppens, J.V. Sanders, *Fundamentals of Acoustics*, 4th. Edition, John Wiley & Sons, Inc., 1976
- [7] Samuel A. Elder, On the mechanism of sound production in organ pipes, *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 54, Nr. 6, pp. 1554-1564, 1973
- [8] N.H. Fletcher, Sound production by organ flue pipes, *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 60, Nr. 4, pp. 181-186, 1976
- [9] John W. Coltman, Jet drive mechanisms in edge tones and organ pipes, *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 60, Nr. 3, pp. 725-733, Sept. 1976.