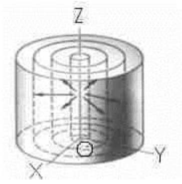
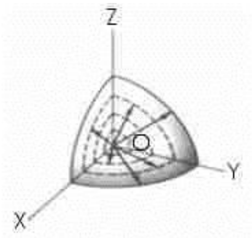
a) Una onda es la propagación de una perturbación en un medio. Hay que notar que el medio mismo no se mueve en su conjunto al progresar en él la perturbación (es decir, la onda); las partículas materiales del medio tan sólo oscilan en trayectoria limitadas, de modo que el movimiento ondulatorio no implica la traslación de materia. Lo único que se traslada o transmite es el movimiento (aunque mejor sería decir la energía).

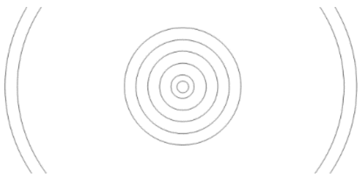
Se denomina frente de ondas al lugar geométrico determinado por los puntos del medio que son alcanzados simultáneamente por la perturbación y que, en consecuencia, en cualquier instante dado están en el mismo estado o fase de la perturbación.



b) Los frentes de onda pueden tener formas muy diversas. Si imaginamos un conjunto infinito de fuentes puntuales uniformemente distribuidas sobre una línea recta o eje, todas ellas oscilando en fase, el resultado será una onda cilíndrica. Los frentes de onda serán superficies cilíndricas concéntricas a dicho eje y la onda se propagará en todas las direcciones perpendiculares al mismo eje. La onda cilíndrica es bidimensional. Una buena aproximación de esta situación la tenemos en las proximidades de una antena radiante.



En el caso de las ondas esféricas, la perturbación se propaga con la misma velocidad en todas las direcciones del espacio, alejándose radialmente del punto que constituye el foco de las ondas. Como ejemplo, podemos imaginar una esfera de pequeñas dimensiones cuyo radio fluctúa periódicamente (esfera pulsante). En estas condiciones, los frentes de ondas están constituidos por superficies esféricas centradas en el foco y los rayos coinciden con las direcciones radiales. Estas ondas son tridimensionales y se generan, por ejemplo, cuando se produce repentinamente un cambio de presión en un punto de un fluido extenso.

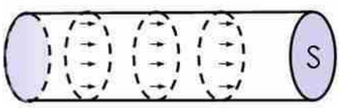


Si las ondas se propagan en una sola dirección, los frentes de onda estarán constituidos por planos paralelos (ondas planas). En un instante dado, las condiciones son idénticas en todos los puntos de un plano cualquiera perpendicular a la dirección de propagación. Se pueden considerar como ondas planas cualquier tipo de ondas (esférica, cilíndrica, etc.) cuando ésta se observa muy lejos de la(s) fuente(s), pues en ese caso los frentes de onda se pueden ya considerar planos paralelos entre sí.

c) Empecemos por ver qué ocurre si el medio no es absorbente. La intensidad de un movimiento ondulatorio es el flujo o potencia media transmitida a través de la unidad de área normal a la dirección de propagación de la onda; designándola por I:

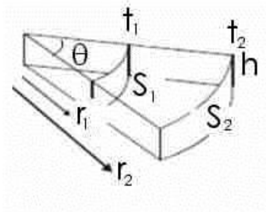
$$I=\frac{\langle P\rangle}{S}$$

Si tenemos un medio no disipativo, es decir, que no absorbe energía, la potencia media sería constante, pero no necesariamente la intensidad, ya que ésta depende de cómo se expande la onda. Así, podemos tener varias situaciones.



Si los frentes de ondas son planos la sección S es constante, de modo que en este caso la intensidad de la onda sí se mantiene constante:

$$I=\frac{\langle P\rangle}{S}=\text{cte}$$

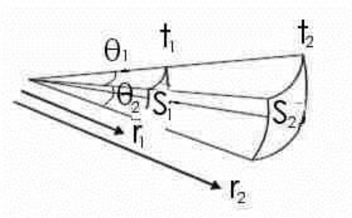


Si el frente de ondas es cilíndrico, tomamos una porción de onda en dos instantes sucesivos t_1 y t_2. Las secciones correspondientes pueden verse en la figura, y serán:

$S_1=r_1\theta h \Rightarrow S_2=r_2\theta h \Rightarrow \langle P\rangle=cte$

La energía que atraviesa la sección S_1 es la misma que atraviesa la sección S_2 un instante después, de modo que tendremos:

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{\frac{\langle P\rangle}{S_1}}{\frac{\langle P\rangle}{S_2}}=\frac{S_2}{S_1}=\frac{r_2\theta h}{r_1\theta h}=\frac{r_2}{r_1}\Rightarrow I_1r_1=I_2r_2\Rightarrow Ir=cte\Rightarrow I_{cil}\propto\frac{1}{S}\propto\frac{1}{r}$$



Por último, si el frente de ondas es esférico tendremos que esas dos secciones son:

$S_1=r_1\theta_1r_1\theta_2 \Rightarrow S_2=r_2\theta_1r_2\theta_2 \Rightarrow \langle P\rangle=cte$

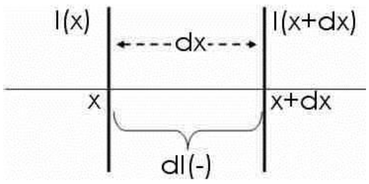
Operando del mismo modo que antes:

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{\frac{\langle P\rangle}{S_1}}{\frac{\langle P\rangle}{S_2}}=\frac{S_2}{S_1}=\frac{r_2\theta_1r_2\theta_2}{r_1\theta_1r_1\theta_2}=\frac{r_2^2}{r_1^2}$$

$$I_1r_1^2=I_2r_2^2\Rightarrow Ir^2=cte\Rightarrow I_{esf}\propto\frac{1}{S}\propto\frac{1}{r^2}$$

Vemos que, aun no habiendo absorción, sólo las ondas planas mantienen la intensidad constante. En el caso de las ondas cilíndricas la intensidad disminuye con el inverso de la distancia y en el caso de las ondas esféricas la intensidad disminuye con el inverso de la distancia al cuadrado.

Si además el medio que es recorrido por la onda absorbe parte o toda la energía transportada por aquélla la intensidad disminuye a mayores y los dos efectos se superponen.



Si nos limitamos al caso más sencillo, tendremos una onda plana que se propaga en la dirección del eje X. Experimentalmente se observa que la disminución en la intensidad del movimiento ondulatorio por unidad de recorrido es proporcional a la intensidad I, de modo que podemos escribir:

$$-\frac{dI}{dx}=\beta I\Rightarrow\frac{dI}{I}=-\beta dx$$

donde β es una constante de proporcionalidad que depende de la naturaleza del medio y la frecuencia de la onda principalmente. Esta constante recibe el nombre de coeficiente de absorción. Integrando la expresión anterior tenemos:

$$\frac{dI}{I}=-\beta dx\Rightarrow\int_{I_0}^{I}\frac{dI}{I}=-\beta\int_0^x dx\Rightarrow \ln I\big|_{I_0}^{I}=-\beta x\big|_0^x\Rightarrow \ln I-\ln I_0=-\beta x$$

$$\ln\frac{I}{I_0}=-\beta x\Rightarrow\frac{I}{I_0}=e^{-\beta x}\Rightarrow I=I_0e^{-\beta x}$$

de modo que, como consecuencia de la absorción, la intensidad del movimiento ondulatorio se atenúa exponencialmente con el espacio recorrido. Esta es la ley de Lambert-Beer.

Notemos pues que, en una situación real, aún tratándose de ondas planas, la intensidad no es constante sino que decae debido a la absorción. En el caso de ondas cilíndricas y esféricas (y en general de ondas no planas) se superponen las disminuciones de la intensidad del movimiento ondulatorio como consecuencia de la absorción y del alejamiento de los frentes de onda al foco emisor. Así, en el caso de la propagación de ondas esféricas en un medio absorbente homogéneo e isótropo será $I \propto \frac{e^{-\beta r}}{r^2}$ donde r es la distancia del frente de ondas al foco emisor.