

Capítulo 2

RESONANCIAS ACÚSTICAS EN LÁMPARAS DE DESCARGA: DESCRIPCIÓN, DETECCIÓN Y MÉTODOS EXISTENTES PARA MINIMIZAR EL RIESGO DE APARICIÓN

En el presente capítulo se describirá detalladamente el fenómeno de resonancias acústicas en lámparas de descarga. Este fenómeno es el mayor inconveniente que se tiene al alimentar lámparas de descarga mediante balastos electrónicos de alta frecuencia (condición que lograría un rendimiento óptimo del sistema balasto-lámpara). Mediante referencias a la literatura técnica relacionada con temas de iluminación electrónica y física de la descarga, se procederá a realizar un repaso al estado del arte. Se pretende así situar la tesis en un contexto técnico adecuado que justifique la labor realizada durante la misma. En el presente capítulo se presenta la situación actual de la ingeniería en cuanto a resonancias acústicas en la iluminación electrónica, prestando especial atención a la descripción física y matemática del fenómeno, los métodos de detección y medida y, finalmente, los principales métodos de alimentación de lámparas que han sido propuestos para minimizar el riesgo de aparición de este tipo de inestabilidades.

Índice del Capítulo

2.1	INTRODUCCIÓN	2-4
2.1.1	DESCRIPCIÓN DEL FENÓMENO DE RESONANCIAS ACÚSTICAS	2-6
2.1.2	EFFECTOS QUE INFLUYEN EN APARICIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS.....	2-7
2.1.3	PREDICCIÓN TEÓRICA DE FRECUENCIAS PROPIAS	2-7
2.1.4	EXCITACIÓN Y AMORTIGUAMIENTO DE LAS RESONANCIAS ACÚSTICAS	2-11
2.1.5	CONCLUSIONES.....	2-13
2.2	RELACIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS CON LA GEOMETRÍA DEL TUBO DE DESCARGA.....	2-15
2.2.1	GEOMETRÍA DE LOS EXTREMOS DEL TUBO	2-15
2.3	MÉTODOS DE DETECCIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS EN LÁMPARAS DE ALTA INTENSIDAD DE DESCARGA	2-18
2.3.1	MÉTODOS DE DETECCIÓN ÓPTICOS	2-18
2.3.2	MÉTODOS DE DETECCIÓN POR PARÁMETROS ELÉCTRICOS.....	2-19
2.4	IMPLEMENTACIÓN DE MÉTODOS DE DETECCIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS EN LÁMPARAS HID	2-22
2.4.1	MEDIDA DE LOS PARÁMETROS POR LA LÁMPARA.	2-22
2.4.2	RESULTADOS OBTENIDOS.....	2-24
2.5	MÉTODOS DE ALIMENTACIÓN DE LÁMPARAS DE ALTA INTENSIDAD DE DESCARGA QUE MINIMICEN LA APARICIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS	2-27
2.5.1	FUNCIONAMIENTO A FRECUENCIAS DISTANTES DEL MARGEN DE APARICIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS	2-28
2.5.2	FUNCIONAMIENTO BAJO ESPECTRO DE POTENCIAS DISTRIBUIDO.....	2-29
2.5.3	FUNCIONAMIENTO CON MODULACIÓN DE LAS FORMAS DE ONDA DE ALIMENTACIÓN	2-30

2.5.4	BALASTO DE ONDA CUADRADA.	2-37
2.5.5	FUNCIONAMIENTO A FRECUENCIA DETERMINADA POR UN SISTEMA DE SEGUIMIENTO EN TIEMPO REAL.	2-38
2.5.6	DETECCIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS Y SELECCIÓN DE OTRA FRECUENCIA DIFERENTE	2-39
2.5.7	REALIMENTACIÓN CON LA PROPIA SEÑAL DE VARIACIÓN DE PARÁMETROS DEBIDA A RESONANCIAS ACÚSTICAS.....	2-39
2.5.8	CUADRO COMPARATIVO	2-40
2.6	DESARROLLOS FUTUROS.....	2-41
2.7	REFERENCIAS:	2-43

2.1 INTRODUCCIÓN

En el capítulo 1 se han presentado las principales características de las lámparas de descarga. Estas lámparas son las más utilizadas en iluminación industrial y de exteriores. Las más utilizadas son las de vapor de sodio a alta presión (por su rendimiento, duración y precio), cuando prima el coste del sistema de iluminación, y las de halogenuros metálicos (por su reproducción cromática), cuando lo más importante es la calidad de la luz emitida.

Hasta ahora el balasto más utilizado alimenta las lámparas a frecuencia de red mediante balasto electromagnético. Este balasto está muy extendido y estandarizado, por lo que resulta relativamente barato (producción en serie) y muy fiable. Se trata de un balasto inductivo que consiste en una bobina con un valor de inductancia relativamente elevado. Sin embargo, este tipo de sistema presenta una serie de inconvenientes como son su peso y tamaño (ambos considerables), las pérdidas (el balasto inductivo es a fin de cuentas un devanado de baja frecuencia que tiene pérdidas apreciables), la nula capacidad de control de potencia, la necesidad de un sistema auxiliar en casi todos los tipos de lámparas para obtener el arranque de la lámpara (en algunos casos, se requiere inicialmente un pulso del orden de kilovoltios entre electrodos de la lámpara para obtener el cebado de la misma, cuando la tensión en régimen oscila en torno a los 80-150 V_{RMS}). Además, por características físicas de la lámpara se tiene un parpadeo a una frecuencia doble de la de red (debido a que en cada ciclo de red se tienen dos periodos de oscuridad cuando la corriente se aproxima a cero) que puede ser peligroso en determinadas aplicaciones (efecto estroboscópico); por otra parte, por causas termodinámicas del comportamiento de los gases de relleno de las lámparas es muy difícil lograr el reencendido en caliente (en estas condiciones, una vez apagada la lámpara, si se tiene el gas caliente, pueden requerirse valores del orden de decenas de kilovoltios para lograr el reencendido), por lo que muchas veces es necesario esperar minutos para poder reencender la lámpara.

El balasto electrónico es un sistema de alimentación que toma energía de la red o de baterías, y que transforma esta energía mediante componentes electrónicos, de manera que sea adecuada para alimentar lámparas de alta intensidad de descarga. El tipo de energía eléctrica entregada a la lámpara (forma de onda, frecuencia, modulación, etc.) condiciona el comportamiento del sistema balasto-lámpara. Así, para la misma lámpara pueden tenerse comportamientos distintos en función del tipo de alimentación suministrada por el balasto (fuente de corriente, fuente de tensión, etc.).

Las ventajas de alimentar este tipo de lámparas a alta frecuencia son análogas a las obtenidas en tubos fluorescentes. La eficacia luminosa de las lámparas de alta

intensidad de descarga es mayor que a frecuencia de red. Los equipos de alimentación obtenidos resultan más pequeños y ligeros [4], [7]. Además, puede realizarse un control del funcionamiento de la lámpara más preciso, puesto que la característica de la lámpara varía a lo largo de la vida de la misma, y las tolerancias en el funcionamiento del balasto pueden llevar a variaciones en el color de la luz emitida. Finalmente, cabe destacar que la vida de la lámpara también aumenta, principalmente porque los picos de tensión de reencendido de la lámpara a frecuencia de red, típicos en lámparas de descarga, no se dan a alta frecuencia, lo que provoca menos esfuerzos en la lámpara [6]. Las consecuencias de alimentación a alta frecuencia son factor de potencia unitario de la lámpara, mejor eficiencia en la descarga, y descenso de la tensión de reencendido.

A pesar de que al alimentar lámparas de alta intensidad de descarga con un balasto electrónico de alta frecuencia se obtienen bastantes ventajas con respecto al balasto convencional, hay pocos balastos electrónicos de alta frecuencia comerciales en el mercado.

El principal obstáculo a la hora de tener en cuenta balastos de alta frecuencia para lámparas de alta intensidad de descarga es el comportamiento de las propias lámparas a frecuencias altas. A determinadas frecuencias de alimentación (que corresponden al margen de frecuencias idóneo de alimentación electrónica), se producen unas fluctuaciones en el arco de descarga que hacen variar la luz y la potencia entregada por la lámpara (ver figura 2.1) [2], [4], [7], [8], [10], [18], [22].

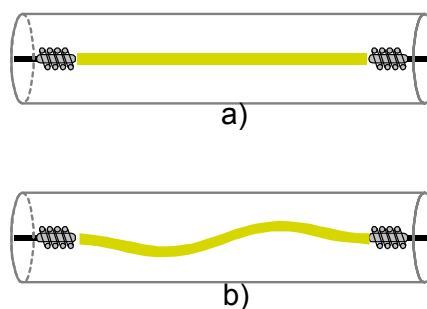


Figura 2.1 a) Descarga estable (sin resonancias acústicas) b) Descarga inestable (con aparición de resonancias acústicas).

Las frecuencias a las que se tienen distorsiones en el arco de descarga pueden relacionarse con las frecuencias de resonancia de ondas de presión estáticas. En el tubo de descarga, estas oscilaciones de presión, superpuestas a la presión media del gas, son debidas a modulaciones en la potencia de entrada. Esto provoca ondas de presión que se desplazan por el tubo de descarga y que, al rebotar en las paredes a ciertas frecuencias, puede dar lugar a un fenómeno de interferencia, que genera ondas

estáticas de presión. Ello lleva finalmente a distorsiones en el arco que llegan a ser visibles pudiendo ser destructivas.

Aparte de los factores dependientes de la propia lámpara (geometría del tubo de descarga, composición y presión del gas, etc.), que quedan fuera del ámbito del diseño del balasto, las técnicas de alimentación a alta frecuencia hacen uso de bandas libres de resonancia y del hecho de que la constante de tiempos del crecimiento de la inestabilidad es varios ordenes de magnitud superior a la del periodo de conmutación, lo que puede traducirse en que se trata de un fenómeno relativamente lento [8], [18], [21].

2.1.1 Descripción del Fenómeno de Resonancias Acústicas

La explicación principal de la aparición de resonancias acústicas en lámparas de descarga alimentadas a alta frecuencia, se basa en que el gas del tubo de descarga puede considerarse como un sistema mecánico que presenta unas frecuencias naturales de resonancia.

Al alimentar una lámpara con una forma de onda a alta frecuencia, en realidad lo que está variando periódicamente es la potencia eléctrica de entrada, debido a la propia forma de onda de la corriente en la descarga. La potencia está relacionada con la temperatura en la descarga. Así, estas fluctuaciones en la temperatura provocan a su vez fluctuaciones de presión en el gas del tubo de descarga. Si la frecuencia de la potencia es igual o muy próxima a una frecuencia de resonancia mecánica de la propia lámpara, aparecen ondas de presión que viajan por el tubo de descarga. Las ondas atraviesan el tubo y rebotan en los extremos, resultando en unas ondas estáticas de presión de amplitud muy grande, por interferencia de las anteriores. Las consecuentes variaciones en la densidad del gas, que son de una magnitud importante, pueden distorsionar el camino de la descarga, que a su vez distorsiona la distribución térmica que provoca la aparición de ondas de presión. Por lo tanto, estas frecuencias de resonancia mecánica de la lámpara dependen de la geometría del tubo de descarga, del tipo de gas de relleno y de sus variables de estado termodinámicas. Además, puesto que el estado termodinámico de los gases de la descarga varía al envejecer la lámpara, las bandas de frecuencias de resonancia se mueven a lo largo de la vida de la misma.

2.1.2 Efectos que Influyen en Aparición de Resonancias Acústicas

2.1.2.1 Potencia Nominal de la Lámpara

El fenómeno de aparición de resonancias acústicas conlleva el paso de potencia eléctrica a potencia acústica. Los iones acelerados por el campo eléctrico chocan con átomos neutros, entregándoles energía cinética, causando fluctuaciones de presión. Por tanto, las resonancias acústicas son más fáciles de obtener bajo campos fuertes y con densidades mayores.

Normalmente las lámparas son diseñadas para presentar una tensión constante, independientemente de las variaciones de potencia obtenidas. Por ello, la potencia de una lámpara se consigue ajustando la distancia entre electrodos. De este modo, la lámpara contiene menor densidad atómica y menor campo eléctrico al aumentar la potencia. Se asume, por tanto, que el riesgo de aparición de resonancias acústicas aumenta al disminuir la potencia de las lámparas.

2.1.2.2 Tipo de Lámpara

De entre la familia de lámparas de alta intensidad de descarga (principalmente mercurio, sodio y halogenuros metálicos), aquellas de tubos de descarga esféricos o cilíndricos de pequeño tamaño (lámparas de baja potencia de halogenuros metálicos), son las más difíciles de estabilizar [2]. La causa es la enorme cantidad de frecuencias dispersas a lo largo del espectro dentro del margen práctico de frecuencias de funcionamiento.

2.1.3 Predicción Teórica de Frecuencias Propias

Asumiendo que se trata de un fluido perfecto, isotrópico y compresible, las oscilaciones de presión en gases viene dada por la siguiente ecuación de onda acústica simplificada, en el dominio del tiempo:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \text{ec. (2.1)}$$

donde C es la velocidad del sonido, p la presión del gas y t la variable temporal.

La condición de contorno se obtiene del requerimiento de que la velocidad de las partículas perpendiculares a la pared interior del tubo de descarga (v_n) debe ser cero en esa posición, es decir,

$$v_n = \text{grad}_n p = 0. \quad \text{ec. (2.2)}$$

Para un gas ideal, la velocidad del sonido viene dada por:

$$C = \sqrt{\frac{c_p R_g T}{c_v M_g}} \quad \text{ec. (2.3)}$$

donde c_p y c_v son los calores específicos para un gas monoatómico a presión y volumen constantes, respectivamente, R_g es la constante universal de los gases, M_g es la masa molar del gas y T es la temperatura. La velocidad del sonido es proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura. Ésta, para un determinado punto del tubo de descarga, depende de la posición de ese punto.

Para casos en que el diámetro del tubo sea de un orden de la longitud del mismo, se puede utilizar el concepto de “temperatura efectiva”, que representa la temperatura media en el volumen del tubo de descarga. Así, la velocidad del sonido se considera independiente de las coordenadas del punto en el tubo. La ecuación de onda es lineal y puede resolverse analíticamente.

2.1.3.1 Solución a la Ecuación de Onda Acústica

Si se toma como ejemplo una lámpara con tubo de descarga cilíndrico, la solución más adecuada es la expresada en coordenadas cilíndricas. Así, en éste caso se tiene como parámetros geométricos del tubo y como coordenadas las correspondientes a r , φ y z (ver figura 2.2)

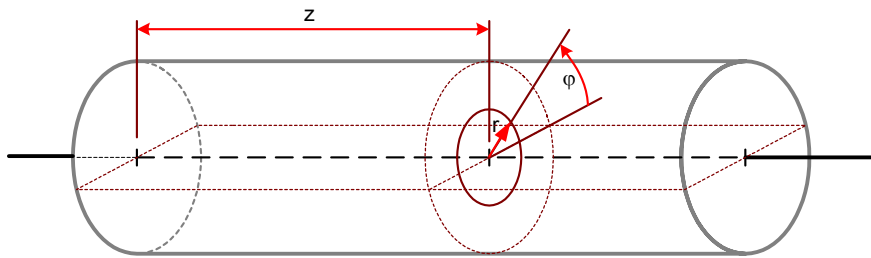


Figura 2.2 Sistema de coordenadas cilíndricas en un tubo de descarga de una lámpara HID.

La solución de la ecuación de onda es entonces:

$$p \cong \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\omega_z z}{C}\right) J_m\left(\frac{\omega_r r}{C}\right) e^{-2\pi i f t} \quad \text{ec. (2.4)}$$

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_z^2 + \omega_r^2} \quad \text{ec. (2.5)}$$

donde m es el número de diámetros nodales (número entero), J_m es la función de Bessel de orden m , ω_z es la frecuencia angular longitudinal, ω_r es la frecuencia angular transversal y f es la frecuencia propia.

2.1.3.2 Condiciones de Contorno

Las paredes del tubo cilíndrico se encuentran a coordenadas

$$z=0, z=L \text{ y } r=R. \quad \text{ec. (2.6)}$$

Aplicando la condición de contorno, es preciso obtener en primer lugar la derivada de p con respecto a z para $z=0$ y $z=L$, e igualarla a cero en ambos puntos. La derivada es nula a $z=0$, porque se trata de la función coseno. Para que se cumpla que es nula en $z=L$, debe ser

$$\frac{\omega_z L}{C} = n_z \pi \quad \text{ec. (2.7)}$$

donde $n_z=0, 1, 2, 3...$

Para tener la velocidad radial de la partícula igual a cero en las paredes del cilindro, la ecuación que debe cumplirse es

$$\frac{dJ_m}{dr} = 0 \text{ para } r=R. \quad \text{ec. (2.8)}$$

Para que esto sea cierto, entonces

$$\frac{\omega_r R}{C} = \alpha_{mn} \quad \text{ec. (2.9)}$$

siendo α_{mn} la n -ésima solución de la ecuación

$$\frac{dJ_m(\pi \cdot \alpha)}{d\alpha} = 0 \quad \text{ec. (2.10)}$$

donde J_m es la función de Bessel de orden m .

$$J_m(\sigma) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \cdot (k+m)!} \left(\frac{\sigma}{2} \right)^{m+2k} \quad \text{ec. (2.11)}$$

Estas soluciones pueden calcularse numéricamente, y se encuentran en la tabla 2.1.

Función Ceros	J'_0	J'_1	J'_2	J'_3
1°	0	1.8412	0	0
2°	3.8317	5.3314	3.0542	4.2012
3°	7.0156	8.5363	6.7061	8.0152
4°	10.174	11.706	9.9695	11.346

Tabla 2.1

2.1.3.3 Frecuencias Características del Sistema

Los valores característicos que corresponden a la ecuación son los siguientes:

□ *Frecuencias angulares longitudinales:*

$$\omega_z = \left(\frac{\pi \cdot n_z C}{L} \right) \quad \text{ec. (2.12)}$$

donde $n_z=0, 1, 2, 3, \dots$

□ *Frecuencias angulares transversales:*

$$\omega_r = \left(\frac{\alpha_{mn} C}{R} \right) \quad \text{ec. (2.13)}$$

Combinando ambas ecuaciones se obtienen las frecuencias de resonancia acústica para un tubo cilíndrico:

$$f_{mn n_z} = \frac{C}{2} \sqrt{\left(\frac{n_z}{L} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_{mn}}{\pi R} \right)^2} \quad \text{ec. (2.14)}$$

donde $f = \frac{\omega}{2\pi}$;

$m=0, 1, 2, \dots$ = número de diámetros nodales;

$n=0, 1, 2, \dots$ = número de círculos nodales,

$n_z=0, 1, 2, \dots$ = orden de la resonancia.

Al aumentar los valores de α_{mn} , la separación entre los sucesivos valores de α_{mn} disminuye. Esto implica que al incrementarse la frecuencia, el espectro de frecuencias de resonancia se aproxima a uno continuo, mientras que a frecuencias bajas las frecuencias de resonancia están espaciadas más ampliamente. También se tiene que no hay límite superior para los valores de α_{mn} . Así, si no hubiese procesos de amortiguamiento y se tuviera suficiente energía de excitación a muy alta frecuencia, las resonancias acústicas se tendrían a cualquier frecuencia en la región de muy altas frecuencias.

Puede verse en la ecuación (2.14) cómo frecuencias de resonancia vienen determinadas por las dimensiones internas del tubo de descarga y por la velocidad del sonido. La velocidad del sonido depende fuertemente de la masa molecular media del gas. Esta masa molecular depende de las presiones parciales de los diferentes elementos que componen la mezcla que rellena el tubo de descarga. En algunos casos puede simplificarse por la masa molecular de uno solo de los elementos (puesto que se tiene mucho más de este elemento que de los demás). Sin embargo, no suele ser operativo

De esta manera, puede obtenerse la situación teórica aproximada de las frecuencias de resonancia acústica de la lámpara en el espectro de potencias (ver figura 2.3). Para ello es preciso conocer la longitud del tubo de descarga así como la velocidad del sonido efectiva de los gases del tubo de descarga cuando la lámpara se encuentra encendida.

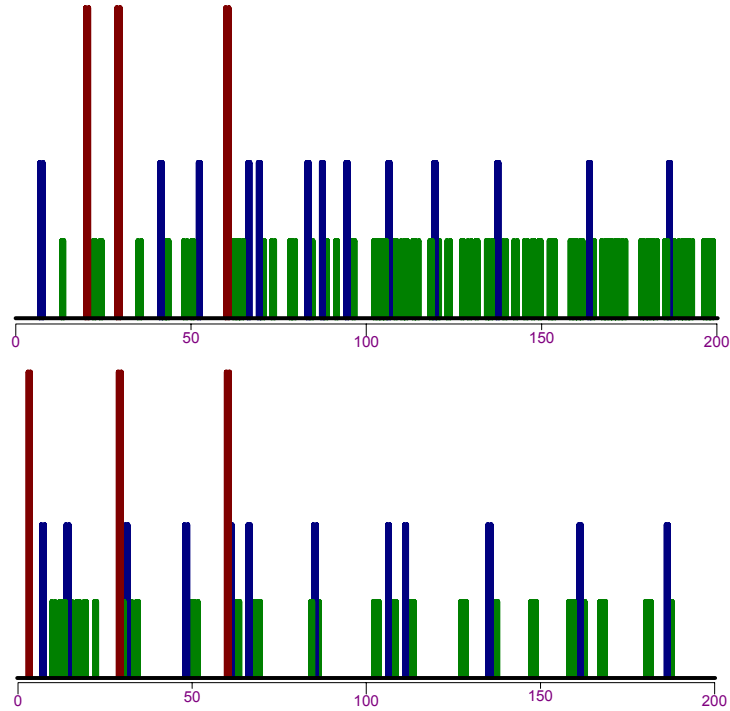


Figura 2.3. Distribuciones frecuencias propias para distintos tubos de descarga. Arriba: tubo cilíndrico de longitud $L=12$ mm y radio $R=5$ mm. Abajo: tubo cilíndrico de longitud $L=70$ mm y radio $R=5$ mm.

En rojo: resonancias básicas, modos $(1,0,0)$, $(0,1,0)$ y $(0,0,1)$;

En azul: resonancias principales ($m+n+n_z < 3$);

En verde: resto de frecuencias propias.

2.1.4 Excitación y Amortiguamiento de las Resonancias Acústicas

Comparando las frecuencias de resonancia de diferentes lámparas de las mismas características, puede concluirse que el número de modos de resonancia para lámparas geoméricamente iguales pero con distintos gases de relleno, aumenta con la presión. Esto puede explicarse si se generaliza la ecuación de onda para oscilaciones libres incorporando los coeficientes de excitación y de amortiguamiento [2], [7].

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial p}{\partial t} - c^2 \nabla^2 p = \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \frac{\partial N}{\partial t} \quad \text{ec. (2.15)}$$

donde Γ es el coeficiente de amortiguamiento, y N la potencia de entrada por unidad de volumen del gas responsable de la propagación de ondas acústicas (la potencia de entrada se toma como la diferencia entre la potencia eléctrica de entrada y las pérdidas por radiación y conducción).

2.1.4.1 Excitación de Resonancias Acústicas

La generación de ondas acústicas de presión sólo sucede si la fuerza que genera las ondas de presión es suficientemente alta en las frecuencias determinadas. Se tienen distorsiones visibles del arco si la potencia de entrada, con una frecuencia próxima a la de resonancia, se encuentra por encima de un cierto valor umbral. Este valor umbral puede determinarse alimentando la lámpara con una fuente de tensión de continua a la que se superpone una fuente de corriente alterna de una frecuencia determinada.

En la figura 2.4 puede verse el valor umbral expresado en términos de la mínima amplitud de la modulación de la potencia de entrada en función de la frecuencia de la corriente (en este caso la frecuencia de la corriente coincide con la de la potencia) para una lámpara de vapor de alta intensidad de descarga. Si la modulación de potencia es, en amplitud, menor del 5-10 % [2], no se aprecian resonancias acústicas. De todas maneras, la presencia de resonancias acústicas puede medirse por debajo del valor umbral utilizando técnicas especiales de detección óptica.

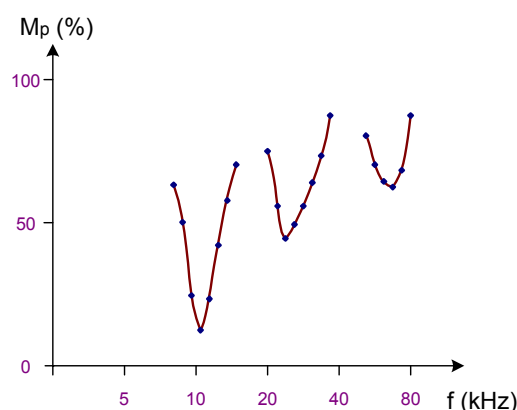


Figura 2.4 Representación de la mínima amplitud de la modulación de potencia de entrada que causa distorsiones visibles del arco en lámparas de descarga.

Obviamente, debido a la aparición de armónicos superiores, la forma de onda de la corriente a altas frecuencias puede ser un factor importante en la excitación de resonancias acústicas.

2.1.4.2 Amortiguamiento de Resonancias Acústicas

El amortiguamiento de ondas acústicas se debe a efectos volumétricos o de pared. En ambos casos el coeficiente de amortiguamiento aumenta con la viscosidad y disminuye con el aumento de presión. De este modo la variación del coeficiente de amortiguamiento explica la diferencia en el número de modos de resonancia observados en tubos de descarga geoméricamente iguales pero con distintos gases

de relleno o distintas presiones de relleno. Además, se tiene que, para tubos geométricamente iguales, la frecuencia de resonancia más alta que puede detectarse se da para la presión de relleno superior. Sin embargo, la presión del gas no tiene influencia en la frecuencia a la que se tiene la resonancia acústica, sino sólo en el término de amortiguamiento. Por tanto, únicamente hay variaciones en las frecuencias de resonancia para cada modo durante el calentamiento del gas de relleno, puesto que cambia la temperatura y la composición del gas por el que circula la descarga.

2.1.5 Conclusiones

A la vista de la ecuación (2.14) se observa la dependencia de las frecuencias propias con las dimensiones del tubo y con la velocidad del sonido en el propio tubo de descarga. Para ver de qué manera influyen cada uno de los parámetros (dimensiones o velocidad del sonido), se procede a representar los valores de las frecuencias propias en un espectro de frecuencias. Se obtiene así la figura 2.3, donde puede observarse cómo para tubos más pequeños las resonancias acústicas se tienen mucho más cerca unas de otras, habiendo menos zonas libres de resonancias.

Por otro lado, la velocidad del sonido no varía excesivamente de unos tipos de lámparas a otros. Puede estimarse ([23]) que la velocidad efectiva del sonido en lámparas de halogenuros de poca potencia ronda los 500 m/s. Si se observa la variación del espectro en frecuencias de resonancias acústicas al variar la velocidad del sonido introducida en (2.14) de 500 m/s a 300 m/s, puede verse la figura 2.5. Cuando la velocidad del sonido disminuye, la separación entre frecuencias propias también disminuye, con lo que es más difícil encontrar zonas libres de resonancias.

Sin embargo, aunque a una determinada frecuencia se tenga una frecuencia propia del sistema, puede ocurrir que no haya resonancia acústica a esa frecuencia. Debe producirse lo que se denomina excitación de estas frecuencias propias.

En conclusión, puede decirse que la aparición de resonancias acústicas con distorsiones visibles del arco de descarga pueden describirse bastante bien de manera teórica. Existe una influencia determinante en factores como las dimensiones del tubo de descarga, la presión de relleno, la temperatura de funcionamiento, la composición del gas, etc. Como norma general puede decirse que al aumentar la presión de relleno, aumenta el número de bandas de resonancia susceptibles de ser excitadas dando lugar a resonancias acústicas.

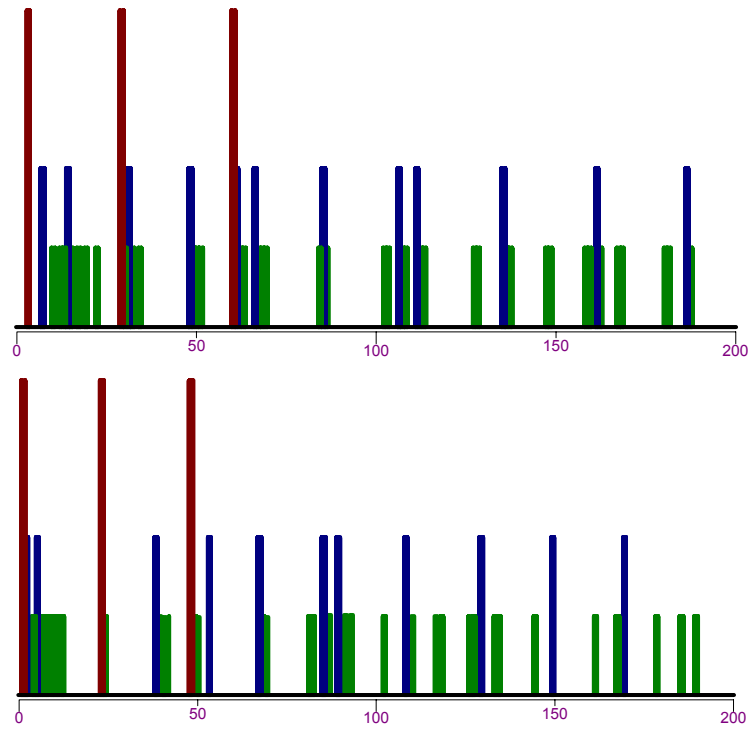


Figura 2.5 Distribuciones frecuencias propias para distintos tipos de descarga. Arriba: tubo cilíndrico de longitud $L=70$ mm y radio $R=5$ mm, para $C=500$ m/s. Abajo: tubo cilíndrico de las mismas dimensiones para $C=300$ m/s

En rojo: resonancias básicas, modos $(1,0,0)$, $(0,1,0)$ y $(0,0,1)$;

En azul: resonancias principales ($m+n+n_z < 3$);

En verde: resto de frecuencias propias.

2.2 RELACIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS CON LA GEOMETRÍA DEL TUBO DE DESCARGA

Se ha llevado a cabo por diversos investigadores estudios de los valores propios del campo acústico por el método de elementos finitos, en función de diferentes geometrías del tubo [2], [21], [22]. Con estos estudios se puede llegar a considerar qué geometría del tubo es más adecuada para evitar el fenómeno de aparición de resonancias acústicas. La frecuencia natural, la forma y el perfil axial de presiones se calcula para varias formas del tubo de descarga, así como distribuciones radiales de temperatura y en el propio arco.

Deben fijarse asimismo dimensiones en la geometría del tubo. Tomando como referencia estudios en lámparas con tubos de descarga cilíndricos de longitud relativamente mayor que el diámetro ($L > 4 \cdot D$), en los márgenes habituales de alimentación de lámparas de descarga a alta frecuencia (30-100 kHz) las resonancias acústicas azimutales y radiales son las dominantes, puesto que la resonancia acústica longitudinal aparece para modos de 8º orden o superior, atenuándose de manera muy importante. La observación de la distribución axial de las presiones debidas a resonancias azimutales y radiales, muestra lo siguiente:

- ❑ La presión aumenta en la parte de diámetro mayor del tubo de descarga
- ❑ La presión aumenta en la zona de menor temperatura.
- ❑ La distribución de presiones depende de la forma de los extremos del tubo de descarga.

Los mismos cálculos se han llevado a cabo para distintas geometrías del tubo (diámetro, longitud, forma de los extremos, etc.), revelando que la longitud del tubo de descarga, a partir de un mínimo en relación con el diámetro, así como su sección transversal (circular, cuadrada, etc.) tienen un efecto despreciable en la distribución axial de presiones. Estos hallazgos han sido importantes a la hora de realizar los experimentos subsiguientes.

2.2.1 Geometría de los Extremos del Tubo

2.2.1.1 Onda Senoidal de Frecuencia Constante

Se trata de ver si el margen de frecuencias de funcionamiento puede aumentarse en función de la forma del tubo de descarga. En la literatura existen referencias en las que se muestran resultados en tubos de descarga con distintas

formas [21]. Tras realizar los ensayos, no se logró la obtención de ningún margen lo suficientemente elevado de frecuencias libres de resonancia como para alimentar lámparas de manera fiable a alta frecuencia con forma de onda senoidal pura. Esto implica que las resonancias acústicas no pueden ser eliminadas variando la forma del tubo de descarga si el control produce formas de onda senoidales de frecuencia constante.

2.2.1.2 Funcionamiento con Onda Senoidal de Frecuencia Modulada

Las resonancias acústicas se disparan cuando una energía eléctrica de entrada periódica provoca una fluctuación en la presión dentro del tubo de descarga. Cuando la frecuencia de la fluctuación de la presión se acerca a la frecuencia natural del tubo (determinada por su forma, temperatura y composición del gas), se forman ondas de presión estática en el propio tubo, produciendo resonancias acústicas. La constante de tiempos de crecimiento de la inestabilidad del arco es de entre $10^{-2} \div 1$ s, mucho mayor que el ciclo de entrada de la alta frecuencia ($10^{-4} \div 10^{-5}$ s). Por tanto, incluso cuando se dan las condiciones de formación de resonancias acústicas y se generan las ondas de presión estáticas, *el arco puede permanecer estable*, haciendo que las condiciones desaparezcan antes de que crezca la inestabilidad.

Los resultados muestran que:

- Las resonancias acústicas no pueden ser eliminadas simplemente alimentando a una frecuencia modulada senoidal
- Las resonancias ocurren mucho más fácilmente en tubos con extremos esféricos que en extremos planos (en estos últimos raramente).

Los parámetros considerados son, por tanto, forma del extremo del tubo, tamaño del electrodo, posición del electrodo y diámetro del tubo. Para minimizar la influencia de otros efectos en la aparición de resonancias acústicas, se toma como principal parámetro la forma del extremo del tubo. Para facilitar la fabricación de lámparas, se utilizaron tubos con secciones centrales cilíndricas.

Se parte de tres tipos de tubos de descarga, ilustrados en la figura 2.7. Se trata de tubos con extremos esféricos, cónicos y en forma de trompeta. Cada uno de ellos tiene diferentes longitudes de final de tubo (L_r). El diámetro del tubo permanece constante, así como la longitud del tubo y la distancia entre electrodos. Estas lámparas se han realizado para la misma potencia nominal. La alimentación de las lámparas es a alta frecuencia con ondas senoidales moduladas en frecuencia.

Los resultados se muestran en la figura 2.6, con la longitud del extremo del arco en el eje horizontal y la relación de inestabilidades de arco en el eje vertical. De esta figura 2.6 se deduce lo siguiente:

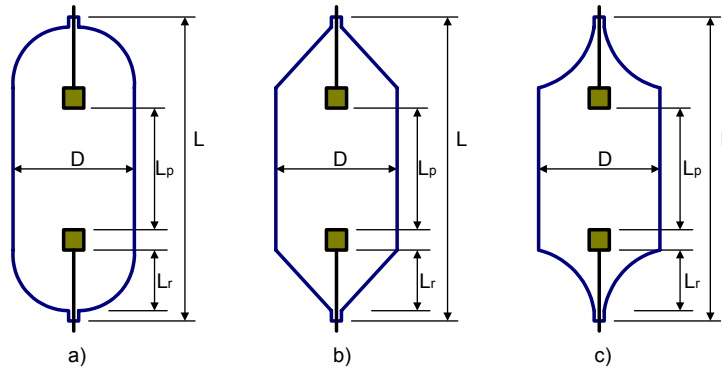


Figura 2.7. Configuración de los tubos de descarga ensayados en [21]. a) extremos esféricos: b) extremos cónicos: c) extremos en forma de trompeta.

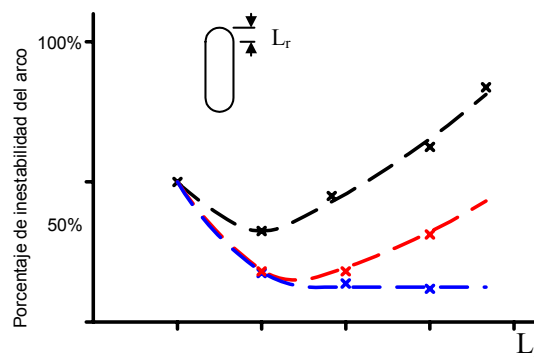


Figura 2.6 Relación entre extremo del tubo y porcentaje de inestabilidad del arco: Negro: Extremos esféricos. Rojo: Extremos cónicos; Azul: Extremos en forma de trompeta

Tomando como parámetro la longitud del tubo, la relación de inestabilidad aparece como una curva en función de la longitud del extremo del tubo.

Existe un óptimo en la longitud del extremo del tubo en cuanto a la reducción efectiva de apariciones de resonancias acústicas, una para cada geometría de final de tubo determinada.

Si se fija una geometría determinada, la región de inestabilidad decrece desde final de tubo esférico, cónico y en forma de trompeta.

Se suponen tres principios físicos en este resultado:

- ❑ Convección del gas de relleno en el extremo del tubo.
- ❑ Dirección de la onda de sonido reflejada en el extremo del tubo
- ❑ Amortiguamiento de la onda sonora al chocar en el extremo del tubo

Estos datos indican que la reducción de resonancias acústicas utilizando lámparas con extremos de tubos en forma cónica alimentadas con alta frecuencia y modulación en frecuencia puede llevarse a cabo efectivamente para potencias superiores a 250 W.

2.3 MÉTODOS DE DETECCIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS EN LÁMPARAS DE ALTA INTENSIDAD DE DESCARGA

En la literatura técnica sobre el tema, pueden encontrarse varios métodos de detección de la aparición de resonancias acústicas en lámparas de descarga [13], [14], [15]. Estos métodos pueden dividirse en dos grandes grupos.

En primer lugar se tienen los métodos que utilizan las variaciones en la luz emitida por la lámpara, ya sea directamente al ojo humano o mediante sistemas ópticos de detección.

Por otra parte, existen métodos de detección que se basan en la medición de variaciones en parámetros eléctricos de la lámpara, ya sea parámetros que puedan medirse directamente (como serían variaciones en la corriente o la tensión), ya sea mediante transformaciones matemáticas de medidas directas (caso de resistencia equivalente o potencia).

2.3.1 Métodos de Detección Ópticos

Las resonancias acústicas se producen por distorsión del camino de descarga de la lámpara. Ello provoca fluctuaciones en la luz emitida por la lámpara, tanto de intensidad como del tipo de espectro emitido. Estas fluctuaciones pueden detectarse mediante la variación en los propios parámetros ópticos.

Este procedimiento es útil sobre todo para experimentos de laboratorio que caractericen las resonancias acústicas y que las sitúen en el espectro de frecuencias, resultando poco prácticos a la hora de realizar un balasto electrónico.

Una manera de detectar resonancias acústicas es la simple observación de la luz emitida. El inconveniente es que sólo se puede discriminar entre aparición o ausencia de resonancias acústicas. Este sistema es útil para realizar espectros de resonancias acústicas de una manera aproximada. Para obtener datos más seguros es necesario utilizar dispositivos ópticos de detección.

Pueden emplearse dispositivos fotónicos como elementos sensores de la variación de la luz experimentada en la descarga. Un sistema que ha sido utilizado en experimentos de laboratorio ([13], [14]), consta de un fotodiodo de banda ancha, colocado a una distancia de en torno a medio metro de la lámpara, cuya salida se conecta a un analizador vectorial de señales. Puede entonces obtenerse el espectro de la respuesta en frecuencia de la lámpara, como cociente entre la señal del fotodiodo y la señal de entrada al balasto.

También, para trabajos de caracterización de resonancias acústicas, se fotografía o se graba (mediante cámaras de alta velocidad) la propia forma del arco en la descarga. Ello da una idea física de los diferentes modos de resonancia matemáticos que se obtienen, así como cuál de ellos puede resultar más peligroso.

2.3.2 Métodos de Detección por Parámetros Eléctricos

Las resonancias acústicas causan perturbaciones en el arco dentro de la lámpara, lo que lleva a un incremento brusco de la tensión por la lámpara (puesto que la corriente permanece relativamente constante) y de la resistencia equivalente de la misma.

La medición de parámetros directos, como tensión en bornes de la lámpara o corriente por la misma, puede realizarse de modo sencillo, y su procesado no implica complicaciones. Sin embargo, una variación en estos parámetros producida por otras causas puede confundirse con resonancias acústicas [15].

Una de las características principales de las lámparas de alta intensidad de descarga es su impedancia. Varía desde infinito (lámpara apagada), hasta un valor pequeño (menor de 200 Ω , lámpara encendida). Sin embargo, a algunas frecuencias, la impedancia de la lámpara presenta una fuerte variación debido a la aparición de frecuencias de resonancia acústica.

Puede realizarse un análisis teórico de la sensibilidad de los parámetros eléctricos para deducir cuál de ellos da mejor información sobre la aparición de resonancias acústicas.

Dado el circuito resonante de la figura 2.8, suponiendo que R representa la resistencia de la lámpara, pueden deducirse las siguiente ecuaciones:

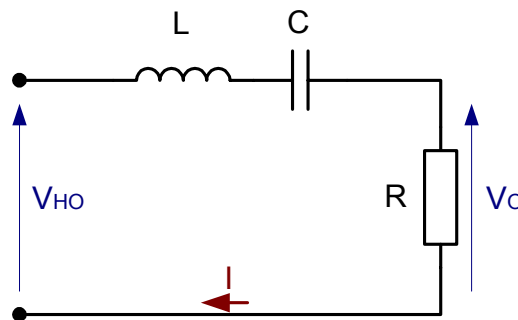


Figura 2.8 Circuito resonante sobre el que se realiza un análisis de sensibilidad de parámetros

$$\frac{V_O}{V_{HO}} = \frac{R}{R + j \cdot X} \quad \text{ec. (2.16)}$$

$$\frac{I}{V_{HO}} = \frac{1}{R + j \cdot X} \quad \text{ec. (2.17)}$$

$$\left| \frac{V_O}{V_{HO}} \right| = \frac{R}{\sqrt{R^2 + X^2}} \quad \text{ec. (2.18)}$$

$$\left| \frac{I}{V_{HO}} \right| = \frac{1}{\sqrt{R^2 + X^2}} \quad \text{ec. (2.19)}$$

con

$$X = \omega \cdot L \cdot \frac{1}{\omega \cdot C} \quad \text{ec. (2.20)}$$

La frecuencia de funcionamiento, ω , y la tensión de entrada, V_{HO} , se consideran constantes para un punto de funcionamiento dado. Debido a las resonancias acústicas, varía la resistencia equivalente de la lámpara, R . Por ello, tanto la tensión, V_O , como la corriente, I , por la lámpara, también varían. Debido a esta variación de la carga, ΔR , y a partir de las ecuaciones (2.16) y (2.19), las variaciones de tensión, ΔV_O y de corriente, ΔI , se obtienen como:

$$\Delta V_O = \frac{X^2}{R^2 + X^2} \cdot \frac{V_{HO}}{\sqrt{R^2 + X^2}} \cdot \Delta R \quad \text{ec. (2.21)}$$

$$\Delta I = \frac{R}{R^2 + X^2} \cdot \frac{V_{HO}}{\sqrt{R^2 + X^2}} \cdot \Delta R \quad \text{ec. (2.22)}$$

de donde

$$\left| \frac{\Delta V_O}{V_O} \right| = \frac{X^2}{R^2 + X^2} \cdot \left| \frac{\Delta R}{R} \right| \quad \text{ec. (2.23)}$$

$$\left| \frac{\Delta I}{I} \right| = \frac{R^2}{R^2 + X^2} \cdot \left| \frac{\Delta R}{R} \right| \quad \text{ec. (2.24)}$$

Puesto que

$$\frac{X^2}{R^2 + X^2} < 1 \quad \text{y} \quad \frac{R^2}{R^2 + X^2} < 1 \quad \text{ec. (2.25)}$$

entonces la variación de $\frac{\Delta R}{R}$ es mayor que la variación en $\left| \frac{\Delta V_O}{V_O} \right|$ y en $\left| \frac{\Delta I}{I} \right|$.

Por tanto, la variación por unidad de la resistencia equivalente que presenta la lámpara, $\frac{\Delta R}{R}$, puede tomarse como un parámetro en tiempo real de la aparición de fenómenos de resonancia acústica. Además, el uso de la impedancia de la lámpara hace que sea obligatorio medir tanto la corriente como la tensión. Esto implica que es

mucho más difícil confundir variaciones de tensión o de corriente debidas a otros efectos.

La relación señal-ruido de las variaciones $\frac{\Delta R}{R}$ es siempre mayor que en los parámetros de tensión y corriente por unidad. Al medir ambas simultáneamente para obtener el parámetro impedancia, las contribuciones debidas a ruidos como variaciones en la línea, etc., son canceladas virtualmente. Si la tensión o la corriente se utilizan solas, estas señales procedentes de distintos ruidos permanecen en la información obtenida. Estas ventajas permiten detectar variaciones muy pequeñas en el arco de la descarga, que a veces no son identificables por el ojo humano. Además, la variación de la impedancia es independiente de la topología del circuito así como del control del sistema, mientras que las variaciones de la corriente o de la tensión dependen de dicho control.

2.3.2.1 Utilización de Potencia Instantánea en la Detección de Resonancias Acústicas

También puede detectarse las resonancias acústicas por medio de la variación de potencia. De las ecuaciones anteriores puede llegarse a

$$P = V_O \cdot I \quad \text{ec. (2.26)}$$

$$\Delta P = \Delta V_O \cdot I + V_O \cdot \Delta I \quad \text{ec. (2.27)}$$

de donde

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta V_O \cdot I}{V_O \cdot I} + \frac{V_O \cdot \Delta I}{V_O \cdot I} = \frac{\Delta V_O}{V_O} + \frac{\Delta I}{I} \quad \text{ec. (2.28)}$$

y, finalmente,

$$\left| \frac{\Delta P}{P} \right| = \left| \frac{\Delta V_O}{V_O} \right| + \left| \frac{\Delta I}{I} \right| = \frac{R^2}{R^2 + X^2} \left| \frac{\Delta R}{R} \right| + \frac{X^2}{R^2 + X^2} \left| \frac{\Delta R}{R} \right| = \left| \frac{\Delta R}{R} \right| \quad \text{ec. (2.29)}$$

Es decir, la variación porcentual de la potencia entregada la lámpara, presenta la misma información que la variación de la carga de dicha lámpara. Por tanto todas las implicaciones sobre sensibilidad, inmunidad a otras variaciones, etc. expresadas anteriormente sobre el parámetro $\frac{\Delta R}{R}$, pueden aplicarse directamente al parámetro

$$\left| \frac{\Delta P}{P} \right|.$$

2.4 IMPLEMENTACIÓN DE MÉTODOS DE DETECCIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS EN LÁMPARAS HID

Existen varios métodos de detección de resonancias acústicas en lámparas HID a partir de la medición de variaciones en parámetros eléctricos [15], [24]. En el presente trabajo se introduce una modificación a los sistemas ya existentes, de manera que se obtiene en tiempo real un valor de la potencia instantánea que circula por la lámpara, lo que permite determinar si aparecen resonancias acústicas y qué grado de importancia presentan.

Se mide la corriente y la tensión por la lámpara, de modo que al introducir señales de tensión proporcionales a estos parámetros en un multiplicador analógico, se obtiene una señal proporcional a la potencia instantánea por la lámpara. Posteriormente esta señal es filtrada para obtener sólo las componentes debidas a resonancias acústicas.

Puede realizarse un barrido en frecuencias de alimentación de la lámpara y obtener así un espectro de aparición de resonancias acústicas en función de la frecuencia. También puede utilizarse esta señal para realimentar el sistema, con lo que puede estudiarse el comportamiento del sistema realimentado.

Además, es posible implementar otras estrategias de control, como sería variar la frecuencia de alimentación en el momento que se detecte la aparición de resonancias acústicas.

2.4.1 Medida de los Parámetros por la Lámpara.

En la figura 2.9 se tiene la configuración utilizada para medir tanto la corriente como la tensión por la lámpara.

La corriente por la lámpara circula a través del primario de un transformador de corriente, en cuyo secundario hay situada una resistencia R_s . La relación de transformación es

$$r_t = \frac{n_1}{n_2} \quad \text{ec. (2.30)}$$

Se tomará $n_2 \ll n_1$. Se obtiene que el valor de la resistencia equivalente en el primario es de:

$$R_p = R_s \cdot r_t^2 \quad \text{ec. (2.31)}$$

Por lo tanto, la tensión en la resistencia R_s es igual a:

$$U_{R_s} = i_s \cdot R_s = r_t \cdot i_s \cdot R_s \quad \text{ec. (2.32)}$$

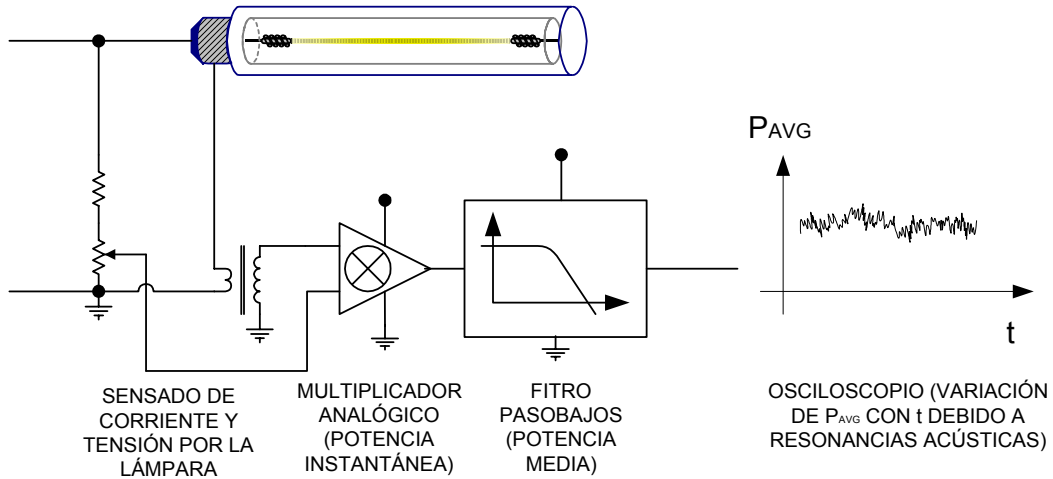


Figura 2.9. Esquema del método de sensado de la potencia instantánea por la lámpara.

Por otra parte, el valor de la tensión medida en R_d es igual a:

$$U_{Rd} = U_{LAMP} \cdot \frac{R_d}{R_d + R_u} \quad \text{ec. (2.33)}$$

Así, en el multiplicador se tiene a la salida una tensión de:

$$\begin{aligned} U_{mul} &= U_{LAMP} \cdot k_{mul} \cdot \frac{R_d}{R_d + R_u} \cdot r_t \cdot i_s \cdot R_s = (U_{LAMP} \cdot i_s) k_{mul} \cdot \frac{R_d}{R_d + R_u} \cdot r_t \cdot R_s = \\ &= P_{LAMP} \cdot k_{mul} \cdot \frac{R_d}{R_d + R_u} \cdot r_t \cdot R_s \end{aligned} \quad \text{ec. (2.34)}$$

Es decir, la tensión a la salida del multiplicador es proporcional a la potencia instantánea por la lámpara.

Esta potencia lleva varias componentes. Una de alta frecuencia (del doble de la de conmutación, si se trata de forma de onda senoidal), otra de frecuencia doble de la de la tensión de red (frecuencia del rizado del bus de continua), componentes de muy alta frecuencia (ruidos, etc.) y, finalmente, las componentes debidas a resonancias acústicas (entre unos pocos hertzios y unas decenas de hertzios).

Así, se necesita un filtro paso bajos que deje pasar estas frecuencias pero que presente una ganancia muy baja a 100 Hz. Se implementa un filtro de Butterworth como se indica en el siguiente punto.

2.4.1.1 Filtro Escogido

Debido a su simplicidad de construcción y a su buen comportamiento se escoge el método de Butterworth para realizar el filtro pasabajos necesario.

Tomando como frecuencia de corte $f_c=70 \text{ Hz}$, se precisa una muy fuerte atenuación para la frecuencia de $f_a=100 \text{ Hz}$ (correspondiente al rizado del bus). Así, si

se escogen unos -60 dB como G_a , ganancia a la frecuencia de atenuación, se obtiene un valor de $n=8$. Así, es necesario obtener un filtro de Butterworth de orden 8.

2.4.2 Resultados Obtenidos

Tras el filtro se obtiene una señal de tensión proporcional a la potencia instantánea a bajas frecuencias. Se han realizado una serie de pruebas en el laboratorio alimentando con onda senoidal una lámpara de halogenuros metálicos de 70 W.

Los resultados son los siguientes para una serie de frecuencias de conmutación, para la potencia nominal de la lámpara (tablas 2.2 a 2.6).

Valor Medio (V)	Valor P-P (V)	Variación por Unidad	Frecuencia (Hz)
6,4	2,56	0,399	5,7
6,3	2,48	0,392	1,2
6,4	2,08	0,323	7,1
6,4	2,16	0,336	4,2
6,5	1,76	0,272	0,5
6,4	1,04	0,163	31,3
6,5	2,00	0,308	3,5
6,5	2,32	0,359	8,1
6,4	1,04	0,163	4,1
6,6	2,48	0,378	2,6

Media	6,4	1,99	0,309	6,8
-------	-----	------	-------	-----

Tabla 2.2. Medida de variaciones de potencia instantánea en lámpara de halogenuros de 70 W a una frecuencia de conmutación de 70 kHz

Valor Medio (V)	Valor P-P (V)	Variación por Unidad	Frecuencia (Hz)
7,1	2,24	0,315	6,1
7,2	2,72	0,378	1,9
7,2	1,84	0,256	4,1
7,3	2,40	0,329	1,9
7,3	2,00	0,274	2,8
7,3	1,68	0,230	2,9
7,3	2,16	0,298	6,4
7,3	2,48	0,339	5,4
7,2	2,24	0,311	6,9
7,3	1,76	0,241	8,1

Media	7,2	2,15	0,297	4,6
-------	-----	------	-------	-----

Tabla 2.3. Medida de variaciones de potencia instantánea en lámpara de halogenuros de 70 W a una frecuencia de conmutación de 85 kHz

Valor Medio (V)	Valor P-P (V)	Variación por Unidad	Frecuencia (Hz)
5,9	1,84	0,313	0,6
6,0	1,60	0,267	2,0
6,1	3,04	0,496	4,6
6,0	1,12	0,188	8,3
6,4	2,24	0,349	9,6
6,1	1,60	0,263	7,1
6,2	2,00	0,322	3,1
6,4	2,64	0,416	2,0
6,5	2,00	0,309	3,0
6,6	2,08	0,317	1,7

Media	6,2	2,02	0,324	4,2
-------	-----	------	-------	-----

Tabla 2.4. Medida de variaciones de potencia instantánea en lámpara de halogenuros de 70 W a una frecuencia de conmutación de 80 kHz

Valor Medio (V)	Valor P-P (V)	Variación por Unidad	Frecuencia (Hz)
6,0	1,44	0,240	4,2
6,0	1,44	0,238	19,2
6,2	1,28	0,208	8,3
6,0	1,76	0,295	4,2
6,0	1,52	0,254	4,8
5,9	1,36	0,229	2,9
6,1	2,00	0,326	2,0
6,0	1,60	0,266	6,1
6,1	1,44	0,235	8,3
6,0	1,60	0,267	2,3

Media	6,0	1,54	0,256	6,3
-------	-----	------	-------	-----

Tabla 2.5. Medida de variaciones de potencia instantánea en lámpara de halogenuros de 70 W a una frecuencia de conmutación de 75 kHz

Valor Medio (V)	Valor P-P (V)	Variación por Unidad	Frecuencia (Hz)
7,1	2,00	0,282	2,6
6,9	2,10	0,304	1,6
7,1	2,16	0,304	2,3
7,1	1,50	0,211	3,2
6,9	1,68	0,243	1,4
7,1	2,32	0,327	2,6
7,3	2,24	0,309	0,8
7,0	1,90	0,271	1,9
7,0	1,70	0,243	3,9
7,1	2,72	0,383	2,9

Media	7,1	2,03	0,288	2,3
-------	-----	------	-------	-----

Tabla 2.6. Medida de variaciones de potencia instantánea en lámpara de halogenuros de 70 W a una frecuencia de conmutación de 90 kHz

Valor Medio (V)	Valor P-P (V)	Variación por Unidad	Frecuencia (Hz)
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-
7.0	0,0	0,0	-

Media	7,0	0,0	0,0	-
-------	-----	-----	-----	---

Tabla 2.7. Medida de variaciones de potencia instantánea en lámpara de vapor de sodio a alta presión de 70 W, a una frecuencia de conmutación de 35 KHz. (sin resonancias acústicas).

De las anteriores tablas de datos pueden obtenerse diagramas como el de la figura 2.10, que relacionan el valor porcentual del valor de la variación de potencia promedio en función de la potencia.

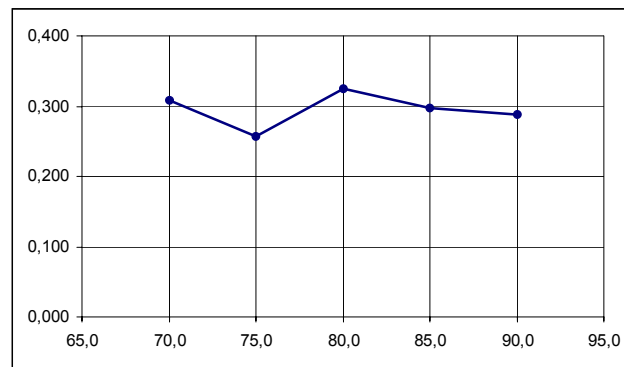


Figura 2.10 Variación de potencia en función de la frecuencia. En este caso puede observarse cómo en el margen de frecuencias analizado (70-90 kHz) no aparecen zonas libres de resonancias acústicas

Con este método pueden llevarse a cabo medidas fiables y rigurosas de variaciones de potencia por la lámpara debidas a la aparición de resonancias acústicas. Además, el circuito de detección es independiente de la frecuencia de alimentación de la lámpara, con lo que puede llevarse a cabo dicha colección de medidas independientemente de la frecuencia y forma de onda que alimente la lámpara.

En el caso de que el arco sea estable, es decir, si no hay resonancias acústicas, los resultados son los de la tabla 2.7.

Este método puede utilizarse también, sin la parte del multiplicador, para detectar resonancias acústicas por la variación de la corriente o de la tensión por separado.

2.5 MÉTODOS DE ALIMENTACIÓN DE LÁMPARAS DE ALTA INTENSIDAD DE DESCARGA QUE MINIMICEN LA APARICIÓN DE RESONANCIAS ACÚSTICAS

Los factores relativos a la fabricación de la propia lámpara no se consideran parámetros de diseño para el diseñador de sistemas electrónicos de alimentación. Es decir, a partir de la lámpara dada, con su geometría y sus características acústicas, debe diseñarse el sistema de alimentación para la lámpara de manera que se minimice el riesgo de aparición de resonancias acústicas. Con este fin se han propuesto multitud de topologías y circuitos de control.

Básicamente se tienen dos estrategias diferenciadas a priori para evitar la aparición de resonancias acústicas [23]. Una de ellas sería alimentar las lámparas a frecuencias a las que no se tenga ningún modo de resonancia acústica, mientras que la otra se basa en alimentar la lámpara con diferentes frecuencias simultáneamente, pero evitando en cada una de ellas llegar al umbral de excitación de estas resonancias.

Dentro de la primera estrategia se tienen dos maneras diferentes de excitar frecuencias en las que haya resonancia: bien actuando en una frecuencia lo suficientemente alta o baja (incluso en continua), donde no se aprecian modos de resonancia, o bien actuando dentro del margen de aparición de resonancias acústicas, pero en una banda libre de ellas. Los balastos que se emplearían para este tipo de alimentación son balastos de continua, balastos sintonizados de alta frecuencia, y balastos de frecuencias extra altas.

Para la segunda estrategia se tienen diversos métodos de alimentación. Básicamente se trata de lograr un funcionamiento de lámparas HID bajo densidad de potencia de armónicos individuales minimizada (utilizando método de control de espectro de potencia distribuido), aunque no puede descartarse el uso de determinados métodos de control específicos (alimentación con forma de onda de tensión y corriente cuadradas) que mantengan una potencia teóricamente constante a lo largo del tiempo.

Por último, cabe mencionar un tercer tipo de estrategia de control que puede o no basarse en alguna de las anteriores, pero que conlleva la particularidad de presentar una detección en tiempo real de la aparición de resonancias acústicas y una actuación sobre el control en caso de que efectivamente se detecten. En ese caso se

habla de funcionamiento de las lámparas HID a una frecuencia determinada por un sistema de seguimiento en tiempo real.

2.5.1 Funcionamiento a Frecuencias Distantes del Margen de Aparición de Resonancias Acústicas

Esto puede lograrse de diferentes maneras, en función del margen de frecuencias empleado.

2.5.1.1 Mediante Balasto de Continua

El concepto de balasto de continua se basa en el hecho de que el aumento del rendimiento en lámparas de alta intensidad de descarga no es excesivamente grande al aumentar la frecuencia de alimentación, y de que, teóricamente, funcionando en continua, puede evitarse la entrada periódica de potencia, es decir, puede evitarse la aparición de resonancias acústicas.

Sin embargo, la alimentación en continua presenta el problema de la cataforesis. Este efecto provoca que el gas de relleno se sitúe cerca del cátodo del tubo [7], produciendo una erosión asimétrica en el electrodo. Sólo en lámparas en las que el espacio entre electrodos es lo suficientemente pequeño (por ejemplo las de 35 W de halogenuros metálicos) puede despreciarse este efecto. Por tanto, a no ser que se desarrolle un método que evite la cataforésis, la alimentación debe realizarse con corriente alterna. Se han propuesto balastos de muy bajas frecuencias. Estos balastos evitan las resonancias acústicas a costa de disminuir el rendimiento del sistema. Como el fenómeno de la cataforésis es relativamente lento, pueden utilizarse frecuencias muy pequeñas (del orden de milihertzios o menores). Incluso podría solucionarse el problema invirtiendo la polaridad en cada encendido y asumiendo un funcionamiento regular de la lámpara.

Como contrapartida, aparte del menor rendimiento, se tiene que a una frecuencia muy baja de alimentación se obtienen elementos reactivos de gran tamaño, lo que hace que el balasto final sea caro y pesado.

2.5.1.2 Mediante Balastos Sintonizados

Los balastos de alta frecuencia sintonizados requieren predeterminación de zonas libres de frecuencias de resonancia, [17]. Ahora bien, las zonas libres de resonancia dependen fuertemente de la geometría interior del tubo de descarga, como se ha visto en capítulos anteriores, por lo que incluso las tolerancias de fabricación pueden resultar suficientes como para que las frecuencias de resonancias entre distintas lámparas, incluso del mismo fabricante, varíen significativamente. Además,

las frecuencias de resonancia varían también con la composición del gas de relleno del tubo. Por tanto, al variar esta composición debido al grado de envejecimiento de la lámpara, estas frecuencias varían también. Así, se tiene que no existe repetitividad en los espectros de frecuencias de resonancias para lámparas de descarga, aún para lámparas del mismo tipo. Por tanto, no es práctico alimentar lámparas de descarga mediante balastos sintonizados.

Sin embargo, si el balasto es capaz de hacer una serie de medidas para determinar que a una frecuencia determinada no se da la resonancia, y si es capaz de generar esa frecuencia de alimentación, es posible entonces el empleo de este tipo de balastos. De todas formas se consideran en otro apartado, dentro de balastos que operen a una frecuencia determinada por un sistema de seguimiento en tiempo real.

2.5.1.3 Mediante Balastos que operen a frecuencias extra altas.

El funcionamiento a frecuencias extra altas implica un funcionamiento por encima del margen máximo de resonancias. Puesto que hay una histéresis térmica, cuando la constante de tiempos del plasma es mucho mayor que la constante de tiempos de la fuente de potencia, el camino de la descarga se comporta como un arco de continua. Algunos balastos operando a frecuencias muy altas no presentan resonancias acústicas.

Sin embargo, aún no se ha logrado determinar, dada una lámpara determinada, la frecuencia más baja a la que no se producen resonancias acústicas. Además, los componentes que sean capaces de trabajar a frecuencias tan altas encarecen notablemente el producto. Por otra parte se tiene que las pérdidas aumentan a frecuencias tan elevadas de alimentación (sobre todo en componentes inductivos).

2.5.2 Funcionamiento Bajo Espectro de Potencias Distribuido

Investigaciones previas [21], verifican que las resonancias acústicas no pueden evitarse completamente alimentando las lámparas con onda senoidal de alta frecuencia. Idealmente, se debe distribuir la potencia de entrada a la lámpara en un amplio margen del espectro, de manera que se minimicen las entradas de energía a cada frecuencia. Una manera de lograrlo es con modulación de la señal de alimentación de la lámpara, de forma que nunca se llegue a excitar la resonancia acústica para cada frecuencia.

Por otra parte, el funcionamiento con onda cuadrada [11], [12], [16] puede distribuir la potencia en el espectro de frecuencias en un número ilimitado de

armónicos. Las desventajas del funcionamiento con onda cuadrada son la limitación de los armónicos de bajo orden y los problemas EMI.

2.5.3 Funcionamiento con Modulación de las Formas de Onda de Alimentación

La técnica empleada se basa en la distribución de la potencia por la lámpara en un número determinado de frecuencias en bandas laterales. Esto limita la densidad espectral de potencia en un intervalo de tiempo T , manteniendo constante la potencia total entregada. Para lograr tal distribución, se emplea una modulación en ángulo. Esta modulación puede ser en frecuencia o en fase. Como ambas están relacionadas de una manera no muy compleja, en el presente trabajo se comenta la modulación en frecuencia.

2.5.3.1 Modulación de Ángulo con Señales Periódicas

Primero deben considerarse las características espectrales de la modulación angular de ondas mediante señales periódicas. Se examinarán diferentes patrones de modulación periódica, con fin de encontrar el óptimo. El patrón deseado se determina mediante el comportamiento espectral de la onda modulada, es decir, la distribución de densidad espectral, la máxima componente espectral y el ancho de banda preciso.

El comportamiento espectral de la onda modulada mediante patrones estándar de modulación, como son onda senoidal, cuadrada, triangular y en diente de sierra, se han investigado en estudios previos [14], [15], [17], [24].

La descripción más común de una onda senoidal modulada en ángulo es

$$v(t) = A_0 \cos \psi(t) \quad \text{ec. (2.35)}$$

con

$$\psi(t) = \omega(t) \cdot t + \phi(t) \quad \text{ec. (2.36)}$$

Sea una modulación en frecuencia, de manera que

$$\omega(t) = \alpha \cdot v_m(t) \quad \text{ec. (2.37)}$$

donde $v_m(t)$ es la señal moduladora, y $\phi(t) = \text{cte.}$

Para estudiar el comportamiento espectral de la onda modulada $v(t)$ en estado estacionario, debe definirse la densidad espectral de amplitudes, $V(f)$ y su densidad media espectral de potencia, $S_v(f)$, asumiendo que, en términos matemáticos, $v(t)$ es una función real, definida en $(-\infty < t < \infty)$, e integrable en valor absoluto en $(-\infty, \infty)$ [12], [13]. Por tanto, la amplitud de la densidad espectral $V(f)$ se define como una transformada de Fourier de la onda modulada $v(t)$:

$$V(f) = \int_{-\infty}^{\infty} v(t) e^{-j\omega t} dt \quad \text{ec. (2.38)}$$

donde ω (con $\omega=2\pi f$), es la frecuencia angular de la onda modulada.

Además, en el intervalo $(0, T)$, la densidad espectral de potencia media $S_v(f)$, por unidad de resistencia en la carga es

$$S_v(f) = \frac{2 \cdot |V(f)|^2}{T} \quad \text{ec. (2.39)}$$

donde $|V(f)|$ es el módulo del espectro de amplitudes $V(f)$ [9], [15], [20].

2.5.3.1.1 Modulación por onda senoidal

Dada una señal moduladora del tipo senoidal,

$$v_m(t) = B \cdot \sin(\omega_m \cdot t) \quad \text{ec. (2.40)}$$

se obtiene una portadora, esto es, la señal de tensión en la lámpara, en función del tiempo, del tipo

$$V_{\text{Lamp}}(t) = A \cdot \sin(\omega_c \cdot t + \delta \cdot \sin(\omega_m \cdot t)) \quad \text{ec. (2.41)}$$

siendo δ el índice de modulación.

Puesto que la transformada de Fourier de una onda modulada en frecuencia, para desviaciones de frecuencia $\mu \ll 1$ y para barridos lentos $\omega_m \ll \omega_c$ puede expresarse ([9], [20]) como

$$x_t(t) = A \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \cdot \cos(\omega_c + n \cdot \omega_m)t \quad \text{ec. (2.42)}$$

haciendo la transformada de Fourier, se tiene que:

$$x_t(t) = A \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \cdot \cos(2\pi f_c + n \cdot 2\pi f_m)t \quad \text{ec. (2.43)}$$

$$X(f) = A \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta(n) \cdot J_n(\delta) \cdot [\varepsilon(f - (f_c + n f_m)) + \varepsilon(f + (f_c + n f_m))] \quad \text{ec. (2.44)}$$

donde

- δ es la razón de desviación.
- $\varepsilon(f)$ es la función impulso.
- $\eta(n) = 1$ si $n=1$,
 $\eta(n)=2$ para cualquier otro caso.
- f_c frecuencia de la portadora.
- f_m frecuencia de la moduladora.

Obteniendo el módulo y elevando al cuadrado, se tiene, para cada frecuencia, finalmente que:

$$S_v(f) = \frac{A_0^2}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\eta}{2} J_m^2(\delta) \{ \varepsilon[f - (f_c + m f_a)] + \varepsilon[f - (f_c - m f_a)] \} \quad \text{ec. (2.45)}$$

En la figura 2.11 se muestra un espectro en frecuencias de la potencia por la carga para este tipo de modulación senoidal.

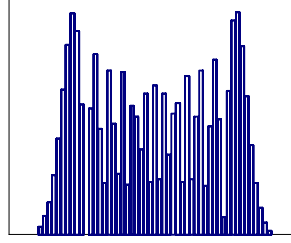


Figura 2.11 Espectro de potencias normalizado de onda moduladora senoidal.

La potencia media de la onda modulada es:

$$\langle v^2 \rangle = \int_0^\infty S_v(f) = \frac{A_0^2}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\eta}{2} J_m^2(\delta) = \frac{A_0^2}{2} \quad \text{ec. (2.46)}$$

que es independiente de la razón de desviación δ .

Por tanto, para diferentes razones de desviación puede obtenerse la misma potencia. Como la razón de desviación es el parámetro que determina los coeficientes de las amplitudes de las componentes en frecuencia, puede estudiarse el comportamiento de estos coeficientes en función de dicho parámetro.

De la figura 2.12 se deduce que para razones de desviación superiores a 10 se tienen componentes de amplitud menor del 10% de la potencia total, lo que minimizará la aparición de resonancias acústicas, en principio. Sin embargo, analizando el caso teórico, puede deducirse cuál será el espectro de potencias en caso de hacer $\delta \rightarrow \infty$.

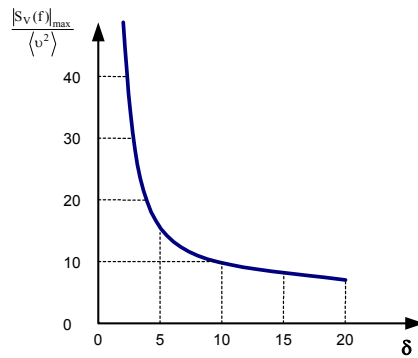


Figura 2.12 Máxima componente normalizada frente a la razón de desviación

$$S_v(f) \left\{ \begin{array}{ll} \cong \frac{A_0^2}{\omega_a} \sqrt{\delta^2 - \left(\frac{\omega_c - \omega}{\omega_a} \right)^2} & \delta > \left| \frac{\omega_c - \omega}{\omega_a} \right| \\ = \infty & \delta = \left| \frac{\omega_c - \omega}{\omega_a} \right| \\ = 0 & \delta < \left| \frac{\omega_c - \omega}{\omega_a} \right| \end{array} \right. \quad \text{ec. (2.47)}$$

Observando la representación de éste espectro límite (figura 2.13), se deduce que la distribución es irregular. Por tanto, en principio no interesa una distribución de este tipo, puesto que puede darse el caso de que en frecuencias donde, debido a esta modulación, se tienen amplitudes grandes, exista una frecuencia natural de resonancia.

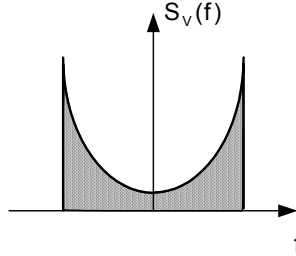


Figura 2.13 Límite del espectro de una modulación senoidal

2.5.3.1.2 Modulación angular por onda cuadrada

Lo que se trata de hacer es hallar una estimación del comportamiento espectral de los índices de modulación. Debido a similitudes en el espectro de las modulaciones en frecuencia y en fase, tal y como se desprende de la sección anterior, se considera sólo el espectro en frecuencia modulada. La figura 2.14 (izquierda) muestra un espectro típico de amplitudes obtenido mediante simulación, para $\mu_{FM}=20$. Al hacer $\mu_{FM} \rightarrow \infty$, la densidad espectral de la onda FM es

$$S_v(f)_{FM} \approx \frac{A_0^2}{4} \{ \delta[f - (f_c - \mu_{FM} \cdot f_a)] + \delta[f - (f_c + \mu_{FM} \cdot f_a)] \} \quad \text{ec. (2.48)}$$

donde $T_0 (= 2\pi/\omega_a)$ es el periodo de la onda cuadrada. El límite del espectro se ilustra en la figura 2.14 (derecha). Teóricamente, toda la energía se distribuye en dos impulsos en los límites del ancho de banda requerido. Puede lograrse una mejor distribución con una secuencia aleatoria más compleja [9], [13], [15].

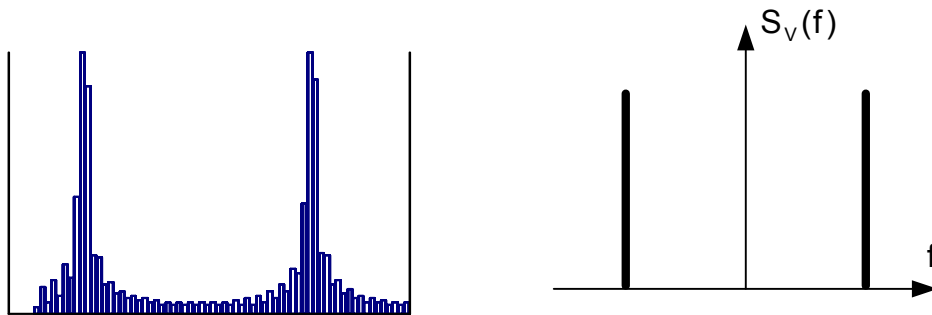


Figura 2.14 Espectro de amplitudes típico de señal modulada con forma de onda cuadrada para un determinado índice μ_{FM} (izquierda) y cuando $\mu_{FM} \rightarrow \infty$ (derecha).

En el caso de formas de onda con este tipo de modulación, si se quiere reducir la amplitud del máximo término espectral hasta un 10%, se requiere un ancho de banda similar al de modulación senoidal. Por tanto, no se tiene una mejora aceptable con respecto a la modulación senoidal.

2.5.3.1.3 Modulación por diente de sierra o por barrido simétrico

Las modulaciones en frecuencia por diente de sierra o por un barrido simétrico producen un espectro similar. Un espectro de amplitudes típico para barrido simétrico, mostrado en la figura 2.15 (izquierda), sugiere una distribución de potencia regular, utilizando de manera óptima el ancho de banda. Al hacer $\mu_{FM} \rightarrow \infty$, la densidad espectral para ambas modulaciones, mostrada en la figura 2.15 (derecha) es

$$S_v(f)_{FM} \approx \begin{cases} \frac{A_0^2 \cdot \pi}{2\omega_a \cdot \mu_{FM}} & \text{si } 0 < |f - f_c| < \mu_{FM} \cdot f_a \\ 0 & \text{si } |f - f_c| > \mu_{FM} \cdot f_a \end{cases} \quad \text{ec. (2.49)}$$

donde $\mu_{FM} \cdot f_a$ representa la máxima desviación de frecuencia, y $\omega_a (=2\pi/T_0)$ es la frecuencia de la moduladora. De la ecuación (2.49), se deduce que la disminución del índice de modulación es proporcional a la disminución de la máxima amplitud. Al contrario que en la modulación senoidal, esta relación es lineal

Los resultados experimentales, muestran una reducción del 50% en el ancho de banda sobre el de la modulación senoidal.

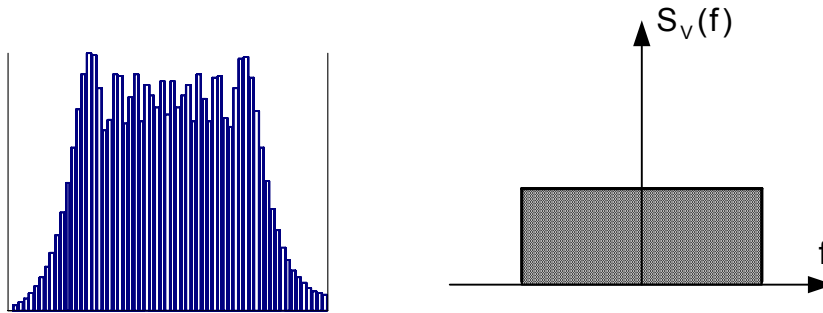


Figura 2.15 Espectro de amplitudes típico de señal modulada con barrido simétrico para un determinado índice μ_{FM} (izquierda) y cuando $\mu_{FM} \rightarrow \infty$ (derecha).

2.5.3.1.4 Modulaciones de ruido blanco de banda limitada

Consiste en hacer aleatoria la frecuencia del inversor. El proceso de modulación angular con ruido aleatorio produce un espectro de densidades de potencia que es proporcional a la probabilidad de primer orden de la densidad del ruido modulador.

Cuando la frecuencia de la tensión por la lámpara es modulada por ruido aleatorio, la densidad espectral de potencia es continua con una pequeña amplitud y

un corto ancho de banda. Esto permite utilizar inversores resonantes de alto factor de calidad Q , preferidos comúnmente en la realización de balastos electrónicos.

El método propuesto mantiene las ventajas de la modulación PWM convencional, que son el control en tiempo real, la operación lineal, buena respuesta transitoria, contribuyendo además a reducir el EMI en el balasto.

El espectro de la modulación angular, producido al modular una señal portadora con una moduladora periódica, tiene una densidad espectral discreta (ver figuras 2.11, 2.14 izquierda, 2.15 izquierda), como se describe en la ecuación (2.45). Cuando la moduladora es una señal aleatoria de ruido, que tiene un espectro continuo, la zona principal del espectro de la señal modulada es continuo.

Estrictamente hablando, las densidades espectrales de potencia y amplitud, $V(f)$ y $S_v(f)$, no existen para procesos aleatorios, al menos tal y como se han definido en las ecuaciones (2.38) y (2.39). Esto es debido a que la integral de la ec. (2.38) no converge para $f \rightarrow \pm\infty$. De todas maneras, esto puede evitarse matemáticamente mediante la relación de Wiener-Khintchine entre la función de autocorrelación $R_v(t)$ de un proceso aleatorio $V(t)$, definida como

$$R_v(\tau) = E\{V(t)V(t+\tau)\} \quad \text{ec. (2.50)}$$

donde $E\{\}$ denota la esperanza estadística, y $S_v(f)$ la función de densidad espectral de potencia. De acuerdo con esta relación,

$$S_v(f) = F\{R_v(\tau)\} = \int_{-\infty}^{\infty} R_v(\tau) \cdot e^{-j\omega\tau} d\tau \quad \text{ec. (2.51)}$$

La densidad de potencia espectral, $S_v(f)$ se define como la transformada de Fourier de la función de autocorrelación $R_v(t)$.

Las herramientas matemáticas para analizar modulaciones angulares de procesos aleatorios han evolucionado notablemente, puesto que el ruido se describe en términos de propiedades estadísticas. Sin embargo, las propiedades básicas, como la estimación de Carson, permanecen invariables.

De acuerdo con el principio de barridos de frecuencia adiabáticos [12], para índices de modulación amplios, la densidad de potencia de la onda modulada angularmente, es proporcional a la densidad de probabilidad de primer orden del proceso de modulación en frecuencia. Por tanto, para una modulación de fase mediante ruido aleatorio $V_M(t)$, la densidad espectral de la onda modulada es

$$S_v(f)_{\Phi M} \approx \frac{A_0^2 \cdot \pi \sqrt{\psi}}{\mu_\Phi} \cdot \omega_1(\chi) \bigg|_{\chi = \pm \left(\frac{\omega - \omega_c}{\mu_\Phi} \right) \sqrt{\psi}} \quad \text{ec. (2.52)}$$

donde

$$\chi = \dot{V}_N, \quad \psi = \overline{V}_N^2, \quad \mu_\phi^2 = D_\phi^2 \overline{V}_N^2$$

y $\omega_1(\chi)$ representa la distribución de densidad de la derivada del ruido modulador.

La densidad de la onda de frecuencia modulada por un proceso aleatorio $V_N(t)$, con un ancho de banda $\Delta\omega_N$ es similar a la de fase modulada, (2.52), puesto que la modulación de fase por un proceso aleatorio $V_N(t)$ es equivalente a la modulación de frecuencia por un proceso $\dot{V}_N(t)$. Por tanto,

$$S_v(f)_{FM} \approx \frac{A_0^2 \cdot \pi}{\mu_F \cdot a} \cdot \omega_1(y) \left| y = \pm \left(\frac{\omega - \omega_c}{\mu_F \cdot a} \right) \right. \quad \text{ec. (2.53)}$$

donde

$$y = V_N, \quad a = \frac{1}{\sqrt{\overline{V}_N^2}} \cdot \Delta\omega_N, \quad \mu_F^2 = D_F^2 \frac{\overline{V}_N^2}{\Delta\omega_N}.$$

En este caso, la densidad espectral es proporcional a $\omega_1(y)$, la distribución densidad de primer orden de la señal de ruido $V_N(t)$.

Cuando la señal moduladora es un ruido, la presencia o ausencia del término discreto de la portadora se convierte en la diferencia entre los espectros de la modulación angular. Para modulaciones de fase, la contribución del ruido en torno a $f=0$ se desvanece rápidamente, y siempre hay un término residual de la portadora. La existencia de un término de portadora en el espectro de frecuencia modulada es función de las características espectrales en y en torno a $f=0$. Cuando el ruido modulador contiene términos en este margen, toda la energía pertenece al continuo y no aparece portadora [12].

El ruido blanco, como la mayoría de las señales aleatorias, presenta una distribución normal (gaussiana). Por tanto, de acuerdo con el principio de barrido adiabático, la contribución principal del espectro de frecuencias moduladas (véase ecuación (2.53)), es un término proporcional a la distribución normal. Las densidades espectrales del ruido de banda limitada y la onda modulada en frecuencia correlada se ilustran en la figura 2.16.

De acuerdo con (2.53), la reducción espectral se logra incrementando el índice de modulación μ_F . Como anteriormente, esto incrementa el ancho de banda del espectro de la onda modulada. En cuanto a señales periódicas, esto se bascula reduciendo el ancho de banda del ruido modulador, $\Delta\omega_N$.

Pueden lograrse con este método de alimentación reducciones del ancho de banda del orden de 14 veces las de onda periódica.

Se obtienen resultados bastante buenos para lámparas de halogenuros metálicos de potencias intermedias-altas (150 W y superiores). Sin embargo, surgen problemas en lámparas de menores potencias.

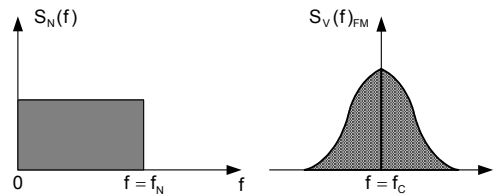


Figura 2.16 Densidad espectral de ruido de banda limitada $S_N(f)$, y densidad espectral de la onda modulada en frecuencia correlada, $S_V(f)_{FM}$.

Al realizar una modulación en ángulo, lo que realmente se tiene en el espectro de potencias es una componente de potencia relativamente grande que se desplaza por diferentes frecuencias. La densidad espectral de potencia representa cómo se distribuye esta componente, de manera promediada en el tiempo, para un periodo lo suficientemente grande. Aunque se tenga que las amplitudes de este espectro sean reducidas, lo que efectivamente se está inyectando es toda la potencia a una determinada frecuencia. Si la rapidez con que esa componente circula a través de frecuencias críticas no es lo suficientemente elevada, puede superarse el umbral de aparición de resonancias acústicas. Por otra parte, si el número de veces que dicha componente atraviesa una frecuencia crítica es también elevado, puede darse el mismo efecto.

2.5.4 Balasto de Onda Cuadrada.

También es posible trabajar con formas de onda cuadradas de relativamente baja frecuencia (varios cientos de Hz.) [11], [12]. De este modo se evitan todos los problemas relativos a aparición de resonancias acústicas, así como aquellos inherentes a la alimentación con balasto electromagnético convencional (bajo factor de potencia, incapacidad de control, parpadeo, etc.)

Sin embargo el hecho de alimentar lámparas HID con balasto electrónico, puede causar problemas en cuanto a la vida de la lámpara. Aunque al alimentar lámparas con forma de onda cuadrada se evita la aparición de picos de reencendido (sobreesfuerzos que disminuyen la vida de los electrodos de la lámpara), aparecen otros fenómenos.

Debido a que se tiene la misma potencia con mayor factor de potencia, la corriente por la lámpara es menor, con lo que se tiene un arco de descarga más delgado. Esto provoca que, en determinadas condiciones de funcionamiento (por ejemplo, trabajando con el arco en posición horizontal) pueda darse una distribución de temperaturas desigual en el arco de descarga. Así, puede darse el caso de que la temperatura en la parte superior del arco sea mayor que en otras zonas del mismo, lo que influye en la temperatura del tubo de descarga. Este puede llegar a sufrir procesos de recristalización, lo que hace que se dilate y se vuelva translúcido, lo que en última instancia puede llevar a la destrucción de la lámpara. De este modo puede llegar a acortarse sustancialmente la vida de la lámpara.

Sin embargo, esto puede evitarse si se tienen en cuenta, a la hora del diseño, las características que influyen en estos fenómenos (corriente por la lámpara, temperatura en el arco, luminancia, etc.). Así se consiguen balastos de onda cuadrada a baja frecuencia que proporcionan características de funcionamiento óptimas con una vida útil de la lámpara de entre 1.5 y 2 veces la obtenida mediante funcionamiento con balasto tradicional.

Otro tipo de familia de balastos que funciona con forma de onda cuasi-cuadrada de alta frecuencia, genera formas de onda como las que se describirán en el capítulo 4. Mediante un sistema adecuado de control pueden definirse parámetros como frecuencia, potencia, etc. [1], [16]. Recientemente se está estudiando el comportamiento de este tipo de formas de onda en lámparas de alta intensidad de descarga [16].

2.5.5 Funcionamiento a Frecuencia Determinada por un Sistema de Seguimiento en Tiempo Real.

Este método puede utilizarse para lámparas con bandas muy anchas de frecuencias de resonancia acústica, como lámparas de tubos esféricos de baja potencia de halogenuros metálicos. Es difícil determinar las frecuencias de resonancia, y por tanto, las zonas libres de ellas, en este tipo de lámparas. Como el coste de los microprocesadores es cada vez menor, este método de diseño se está convirtiendo en un método potencialmente utilizable. Sin embargo, la cuestión principal es cómo ajustar la frecuencia a lo largo de un margen de resonancia de este tipo sin causar fluctuaciones importantes en el arco.

Un método recientemente propuesto consiste en utilizar como frecuencia de realimentación aquella a la que fluctúan los parámetros de las lámparas debido a los propios efectos de las resonancias acústicas.

2.5.6 Detección de Resonancias Acústicas y Selección de Otra Frecuencia Diferente

Básicamente se trata de detectar si el balasto está operando en una zona en la que se presenten resonancias acústicas. El método de detección puede ser cualquiera de los mencionados en los capítulos dedicados a detección de resonancias acústicas.

Una vez que se detecta la aparición de resonancias acústicas, el sistema debe actuar variando la frecuencia de conmutación del equipo de alimentación de manera que se trabaje en otra frecuencia significativamente distinta de la que causó la aparición de resonancias acústicas. Esta nueva frecuencia puede obtenerse de forma aleatoria o puede estar predeterminada en la memoria del dispositivo de gobierno.

Tras la estabilización a la nueva frecuencia, comienza de nuevo el algoritmo de identificación de resonancias acústicas. Si no se detectan, la frecuencia no varía.

El principal problema de este sistema de alimentación, viene del hecho de no disponer de un número de frecuencias elevado a las que el balasto puede trabajar una vez detectadas resonancias acústicas en una dada. Puede entonces darse el caso de que para todas las nuevas frecuencias existan resonancias acústicas, con lo que se entraría en un ciclo de salto de frecuencias perpetuo.

2.5.7 Realimentación con la Propia Señal de Variación de Parámetros Debida a Resonancias Acústicas

Otra manera de realimentar de una manera pseudoaleatoria pero con un patrón definido sería utilizar la propia señal de salida de la lámpara (tensión o corriente media durante un período) como señal que gobierne la generación de pulsos del inversor.

Así, se obtiene una realimentación negativa con un valor relacionado directamente con la potencia por la lámpara. Si esta aumenta o disminuye bruscamente debido a la aparición de resonancias acústicas, el propio sistema ajusta la potencia entregada a la lámpara de modo que se logre un comportamiento más estable. Sin embargo, este sistema produce, en principio, problemas con el espectro de la luz emitida.

La manera de realimentar esta fluctuación de la carga en el sistema puede ser directamente o bien actuando sobre el ancho de banda de una modulación [24].

2.5.8 Cuadro Comparativo

A modo de resumen, se presenta el siguiente cuadro comparativo entre los distintos métodos de alimentación de lámparas de alta intensidad de descarga, donde se destacan las ventajas y los inconvenientes de cada uno de ellos.

Método de Alimentación	Ventajas	Inconvenientes
<i>Balasto de Continua o de Muy Baja Frecuencia</i>	No hay resonancias acústicas	Cataforesis Menor Rendimiento Elementos Reactivos Grandes
<i>Balastos Sintonizados</i>	Frecuencias más adecuadas para el balasto desde el punto de vista de la electrónica.	No existen bandas de frecuencia fijas a las que no se dé, tarde o temprano, el fenómeno de resonancias acústicas
<i>Frecuencias Extra Altas</i>	No hay resonancias acústicas	No existe un límite superior para la aparición de frecuencias teóricas Componentes de potencia caros Menor rendimiento
<i>Espectro de Potencias Distribuido</i>	En teoría no se alcanza nunca el umbral de excitación de resonancias acústicas Válido a potencias nominales altas	Existe periodicidad de potencia en la lámpara a frecuencias peligrosas Balasto complicado (control complejo) No válido para potencias bajas
<i>Balasto de Onda Cuadrada</i>	Sencillez del control Buen rendimiento	Conmutaciones severas Problemas EMI Debe comprobarse que la forma de onda cuadrada no afecta a la vida de la lámpara
<i>Seguimiento en Tiempo Real</i>	Sistema de control por micro-controlador	No existe método de ajuste de la frecuencia funcional
<i>Realimentación del control</i>	Sistema de control por micro-controlador	Problemas con el espectro de luz emitida.

Tabla 2.8

2.6 DESARROLLOS FUTUROS

En el problema de las resonancias acústicas, la labor matemática y física de descripción del fenómeno y predicción de resultados experimentales está muy desarrollada. También podría decirse que lo relativo a caracterizar el fenómeno y a detectar su aparición se encuentra también bastante desarrollado. El verdadero problema es la alimentación de lámparas mediante sistemas electrónicos de manera que no se tenga la aparición de resonancias. De momento no existen resultados concluyentes que eviten por completo la aparición de resonancias acústicas, excepto en métodos de alimentación especiales, como sería balasto de continua, balasto a frecuencias de red, etc. Sin embargo, estos métodos no optimizan el sistema de alimentación en otros parámetros como son el rendimiento, el tamaño de elementos reactivos, etc.

En principio, según la literatura referenciada en el punto anterior, se consiguen buenos resultados para determinados tipos de lámparas. Siempre que no se trabaje a frecuencias próximas a las naturales del sistema físico de la lámpara, no aparecen resonancias acústicas. Esto es válido para balastos a frecuencia de red, a pocos cientos de Hz. y con onda cuadrada, a balastos de muy alta frecuencia y a balastos sintonizados. De estos, solo los dos primeros son utilizados comercialmente. El principal defecto del balasto a frecuencia de red son las pérdidas (se trata de balasto convencional electromagnético) y el parpadeo a 100 Hz. En cuanto al balasto de onda cuadrada a baja frecuencia (400-500 Hz.), se tiene el problema de menor vida de la lámpara o necesidad de incorporar mayor cantidad de componentes en el control para evitarlo. Sin embargo, hasta ahora parece la solución más empleada a la hora de utilizar balastos electrónicos en lámparas de alta intensidad de descarga (en Japón existen diversos balastos comerciales para lámparas HID que se utilizan en aplicaciones de baja potencia, como comercios, alumbrado interior de edificios públicos, etc).

Los demás métodos mencionados, que han sido probados por diversos autores, suelen dar bastante buenos resultados para lámparas de sodio a alta presión o mercurio a alta presión de potencias nominales medias-altas (150W y superiores). También funcionan aceptablemente para lámparas de halogenuros metálicos de alta potencia (250W). Sin embargo, cuando se trata de lámparas de potencias menores (desde 35W a 125W en mercurio y sodio a alta presión y de 35W a 200W en halogenuros metálicos), se tiene que el tubo de descarga, en estas lámparas, es de

menor tamaño, lo que influye mucho en las frecuencias de resonancia y en los umbrales de activación de estas frecuencias.

Así, la principal labor de investigación en cuanto a eliminación de resonancias acústicas en lámparas de descarga, se basa en encontrar un sistema de alimentación sencillo (es decir, barato, y por tanto, potencialmente comercial) que no provoque aparición de resonancias en ninguna lámpara (diversos fabricantes, diversos modelos entre fabricante, aún para la misma potencia), y que sea fiable (en caso de detectar inestabilidades corregirlas sin que se llegue a apreciar externamente). Además, todos estos métodos de alimentación a altas frecuencias comparten una característica en común, y es que no alimentan la lámpara con forma de onda senoidal. Es necesario, por tanto, realizar estudios sistemáticos y estadísticamente válidos sobre la incidencia de estas formas de alimentación la vida de la lámpara.

Puesto que es necesario detectar si aparecen o no resonancias acústicas, otro camino de investigación se abre en torno a métodos de detección de resonancias acústicas sencillos y fiables. Además, estos métodos deben ser fácilmente implementables en balastos electrónicos.

Una línea de investigación que previsiblemente solucionará muchos de estos problemas, es el uso de sistemas de control mediante microcontroladores. Con estos sistemas, puede centralizarse tanto la función de sensado de las condiciones de la lámpara como las estrategias de control e incluso los propios pulsos de gobierno de los interruptores controlados del balasto. Estos sistemas ya se han probado en determinadas aplicaciones de iluminación, aunque siempre con fines de investigación y construcción de equipos de laboratorio más encaminados a ensayos y pruebas que a realización de balastos potencialmente comerciales.

Además de eliminar resonancias acústicas, el balasto controlado por microcontrolador garantiza posibilidades de control de potencia, posibilidad de conexión en red, etc.

2.7 REFERENCIAS:

- [1] Corominas, E. L.; Rico-Secades, M.; "A New Family of One Switch Topologies for Low Input Voltage Fluorescent Ballasts: Tapped-Inductor-Inverters Selection Criteria and Design Methodology" IEEE, APEC 2000
- [2] Denneman, J. W.; "Acoustic Resonances in High Frequency Operated Low Wattage Metal Halide Lamps", Philips Journal of Research Vol 38, Nos. 4 / 5, 1983.
- [3] Dunlop, J.; Smith, D. G.; "Ingeniería de las Telecomunicaciones", Ed. Gustavo Gili, 1984.
- [4] Elembaas, W.; "High Pressure Mercury Vapour Lamps and Their Applications", Philips Technical Library, 1965.
- [5] Faehrich, H. J.; Rausch, E.; "Electronic Ballasts for Metal Halide Lamps", Journal of the Illuminating Engineering Society, Summer 1988.
- [6] Fromm, D. C.; "New Developments in NaSc Metal Halide Lamps", IES of North America Annual Conference Technical Papers, 1993, pp- 381-392
- [7] Groot, J. de; Vliet, J. van; "The High Pressure Sodium Lamp", Philips Technical Library, 1986
- [8] Koshimura Y.; "Stable High Frequency Operation of High Intensity Discharge Lamps and Their Ballast Design", CIE 20th Session, 1983.
- [9] Laskai, L.; Enjeti, P.; Pitel, I.; "White-Noise Modulation of High-Frequency High-Intensity Discharge Lamp Ballasts", IAS 1994.
- [10] Meyer, C.; Nienhuis, H.; "Discharge Lamps", Philips Technical Library, 1988
- [11] Nishimura, Fukuhara, N.; Uchihashi, U.; Fukuhara, M.; "A Study of HID Lamp Life when Operated by Electronic Ballasts", IESNA 1994
- [12] Nishimura, H.; Nagase, H.; Uchihashi, U.; Shiomi, T.; Fukuhara, M.; "A New Electronic Ballast for HID Lamps", IESNA 1987.
- [13] Olsen, J.; Moskowitz, W. P.; "Optical Measurement of Acoustic Resonance Frequencies in HID Lamps", IAS 1997..
- [14] Olsen, J.; Moskowitz, W. P.; "Time Resolved Measurements of HID Lamp Acoustic Frequency Spectra", IAS 1998.
- [15] Peng, H.; Ratanapanachote, S.; Enjeti, P.; Laskai, L.; Pitel, I.; "Evaluation of Acoustic Resonance in Metal Halide (MH) Lamps And an Approach to Detect its Occurrence", IAS 1997
- [16] Ponce, M.; López, A.; Correa, J.; Arau, J.; Alonso, J. M.; "Electronic Ballast for HID Lamps with High Frequency Square Waveform to Avoid Acoustic Resonances", IEEE 2001.
- [17] Rasch, E.; Statnic, E.; "Behavior of Metal Halide Lamps with Conventional and Electronic Ballasts", Journal of IES, Summer 1991.
- [18] Schafer, R.; Stormberg, H. P.; "Investigations of the Fundamental Longitudinal Acoustic Resonance of High Pressure Discharge Lamps", Journal of Applied Physics, 53(5), May 1982.
- [19] Schulz, M.; Ingard, U.; "Acoustic Kink Instability in an Argon Discharge", The Physics of Fluids, Vol 10, No. 5, May 1967.
- [20] Sui, H. P.; "Analog and Digital Communications", Schaum's Outlines, McGraw-Hill, 1993.
- [21] Wada, S.; Okada, A.; Morii, S.; "Study of HID Lamps with Reduced Acoustic Resonances", Journal of the Illuminating Engineering Society, 1987.
- [22] Witting, H. L.; "Acoustic Resonances in Cylindrical High-Pressure Arc Discharges", Journal of Applied Physics 49(5), May 1978.
- [23] Yan, W.; Ho, Y. K. E.; Hui, S. Y. R.; "Investigation on Methods of Eliminating Acoustic Resonance in Small Wattage High-Intensity-Discharge (HID) Lamps", IEEE 2000
- [24] Zhou, J.; Ma, L.; Qian, Z.; "A Novel Method for Testing Acoustic Resonance of HID Lamps", APEC 1999.
- [25] www.ballastdesign.com
- [26] www.ieee.com
- [27] www.sae.org
- [28] www.silcom.com/~aludwig/Physics/Main/Physics_of_sound.html