

# MASER Y LASER

Por RAFAEL MARTINEZ AGUIRRE  
Catedrático del Instituto  
"Padre Suárez" de Granada

## 1. GENERALIDADES

Bajo estos neologismos se oculta un moderno e ingenioso sistema amplificador de ondas electromagnéticas, de corta longitud de onda (microondas), extendido más tarde al infrarrojo y al visible, que pone en juego un extenso conjunto de conocimientos e ideas procedentes del campo de la moderna mecánica cuántica, de la termodinámica estadística, de la teoría atómica, etc., y que aprovecha las técnicas muy evolucionadas hoy de la espectroscopia de radiofrecuencia y del visible, de la resonancia paramagnética y de la más avanzada electrónica. Este conjunto de aportaciones han cristalizado en un artificio amplificador-oscilador, que todavía no cesa de asombrar, y cuyas posibilidades futuras sobrepasan con mucho, aun en la era actual, en que el desarrollo de cualquier teoría o técnica es vertiginosamente progresivo, todo lo que hasta hoy se había concebido y realizado en el campo de la Electrónica clásica, naciendo así lo que puede denominarse la *Electrónica cuántica*.

La palabra MASER está formada por las iniciales de los vocablos ingleses "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation", esto es, *Amplificación de microondas por emisión estimulada de radiación*. LASER representa el mismo sistema de amplificación, pero extendido a la luz visible (*light*), o Maser óptico, lo mismo que se va extendiendo la palabra IRASER para designar a los que actúan en el infrarrojo (IR). El Maser óptico viene a ser, pues, empleando un término de actualidad, un "Maser UHF".

El Maser representa la última palabra de los amplificadores Hi-Fi, es decir, de alta fidelidad, pero su funcionamiento se basa en un principio totalmente diferente al de los amplificadores conocidos hasta hoy. Los amplificadores convencionales de cualquier clase, válvulas electrónicas en general, producen la amplificación de la señal de entrada aprovechando

la energía cinética de un haz de partículas con carga eléctrica (electrones), aceleradas por la acción del intenso campo eléctrico que reina en el interior del tubo, de acuerdo con la expresión:

$$eV = 1/2 mv^2 = E_k \quad [1]$$

siendo  $e$  la carga del electrón,  $V$  el potencial del tubo,  $m$  la masa del electrón,  $v$  la velocidad adquirida y  $E_k$  la energía cinética.

En esencia, la señal de entrada obtiene la energía necesaria para su amplificación de la de ese conjunto de electrones acelerados, a los que la onda retarda, haciéndolos vibrar en fase; de esta manera, la señal de salida resulta ser una versión ampliada de la de entrada, pero acompañada siempre, en mayor o menor grado, de una gran variedad de oscilaciones originadas en el propio tubo, por falta de uniformidad energética del haz de electrones y por efecto térmico principalmente, como se verá oportunamente.

También el maser aprovecha la energía comunicada a un haz de partículas materiales, pero no su energía cinética incontrolable, como en las válvulas electrónicas, sino que utiliza la *energía interna* de los átomos o moléculas constituyentes del haz, que va reponiendo adecuadamente el manantial exterior, a medida que se va agotando en el proceso de amplificación. O, en otros términos, la energía necesaria para amplificar la onda electromagnética que incide sobre el sistema maser procede evidentemente y en último análisis de la fuente exterior, pero la transferencia se lleva a cabo por intermedio de ciertas oscilaciones propias de dichas partículas, si enfocamos el fenómeno bajo un ángulo clásico, o bien haciendo uso de ciertos niveles de energía característicos de las mismas, si empleamos un lenguaje cuántico. En este proceso, y por su propia naturaleza, la frecuencia de la vibración interna, o bien la diferencia entre la energía interna del átomo antes y después de la transferencia, son total y rigurosamente constantes y definidas y, en consecuencia, perfectamente controlables.

En lo sucesivo llamaremos preferentemente "molécula", como es costumbre en la literatura maser, al sistema material que se utiliza como sustancia activa o intermediaria en el proceso de amplificación, ya que las moléculas propiamente dichas, los átomos, bajo cualquier forma estructural, o los iones, todos en principio son aptos para producir el *efecto maser*

de amplificación o simplemente de oscilación, puesto que poseen niveles de energía cuantizados o vibraciones propias que aprovechar. Igualmente utilizaremos indistintamente el punto de vista clásico (oscilaciones propias) o cuántico (niveles de energía), según aporte mayor claridad, sencillez o concisión al razonamiento, bien entendido que en el fenómeno que nos ocupa, y bajo un aspecto cualitativo, ambos puntos de vista tienen el mismo grado de validez y en cierto modo son complementarios.

Para llegar a captar con una cierta extensión y detalle el complejo mecanismo del funcionamiento de estos modernos amplificadores-osciladores mecánico-cuánticos, como también a veces se les denomina, comenzaremos por dar unas ideas previas de la emisión estimulada o inducida de radiación electromagnética por parte de la materia, base de todo el artificio; continuaremos con un esquema del significado de una distribución normal de Boltzmann en el equilibrio térmico, para llegar al concepto fundamental para el maser de la activación del material o "inversión de poblaciones"; discutiremos más tarde las condiciones que ha de reunir un material maser para poder amplificar; mencionaremos a continuación las causas del bajo nivel de ruido de estos aparatos; sin mucho detalle veremos los diversos tipos de Maser; un estudio somero de los Maser ópticos y una ligera visión de las aplicaciones de estos ingenios completará finalmente este estudio.

## 2. INTERACCION ENTRE UN SISTEMA MATERIAL Y UNA ONDA ELECTROMAGNETICA

El primer tratamiento teórico de los procesos de emisión y absorción de radiación electromagnética por parte de los átomos o moléculas contenidos en un recinto adiabático, que explican el mantenimiento del equilibrio térmico en el mismo, es debido a Einstein, quien en el año 1917 mostró el mecanismo microfísico de este fenómeno, sentando la hipótesis de la existencia de dos clases de emisión de radiación por la materia, calculando la forma de sus respectivas probabilidades y demostrando que dichos procesos son compatibles con la fórmula de la radiación de Planck y con la condición de frecuencia de Bohr. Del estudio de dicha teoría se deducen las condiciones más adecuadas para que se realice uno u otro de dichos procesos.

Consideremos un conjunto de moléculas en equilibrio térmico de radiación en el interior de un recinto adiabático. Esta radiación, cuyo espectro es continuo, está caracterizada por su *densidad de energía radiante por unidad de frecuencia*  $u_\nu$ , definida por la relación:

$$u_\nu = 4\pi \frac{L_\nu}{c} \quad [2]$$

siendo  $L_\nu$  la luminancia energética por unidad de frecuencia que sale del recinto a través de una pequeña abertura practicada en él (cuerpo negro) y  $c$  la velocidad de la luz; desde un punto de vista corpuscular,  $u_\nu$  es proporcional al número de fotones de frecuencia  $\nu$  presentes en el volumen considerado.

Con el fin de explicar el equilibrio térmico que reina en el recinto, admitió Einstein que en su interior tienen lugar tres procesos principales de interacción entre la materia y la radiación.

En primer lugar, cuando la radiación de frecuencia  $\nu$  alcanza a un átomo que se encuentra en el estado de energía interna más baja  $E_1$ , es decir, en el *estado fundamental*, dicho átomo *absorbe* un fotón  $h\nu_{12}$  (fig. 1, a) y resulta excitado o activado, pasando su energía interna al nivel energético superior excitado  $E_2$ , de modo que se cumple:

$$E_2 - E_1 = h\nu_{12} \quad [3]$$

siendo  $h$  la constante de acción de Planck. El número de átomos que efectúan la transición  $E_1 \rightarrow E_2$  por unidad de tiempo es proporcional a  $u_\nu$ , pero si se cumple la ley de Beer, no depende del número de átomos absorbentes por unidad de volumen. Durante el tiempo  $dt$ , el número de átomos que pasa del nivel 1 al nivel 2 es:

$$dN_{12} = A_{12}N_1u_\nu dt \quad [4]$$

en donde  $N_1$  es el número de átomos que se encuentran en el nivel de energía  $E_1$ , y  $A_{12}$  designa el *coeficiente de probabilidad de absorción*.

En segundo lugar, los átomos que en número de  $N_2$  se encuentran en el nivel de energía superior  $E_2$  pueden volver de nuevo al nivel más bajo

$E_1$ , emitiendo el exceso de energía en forma de radiación o fotón  $h\nu_{21}$  (figura 1, b). Esta desactivación puede ser espontánea, lo cual quiere decir

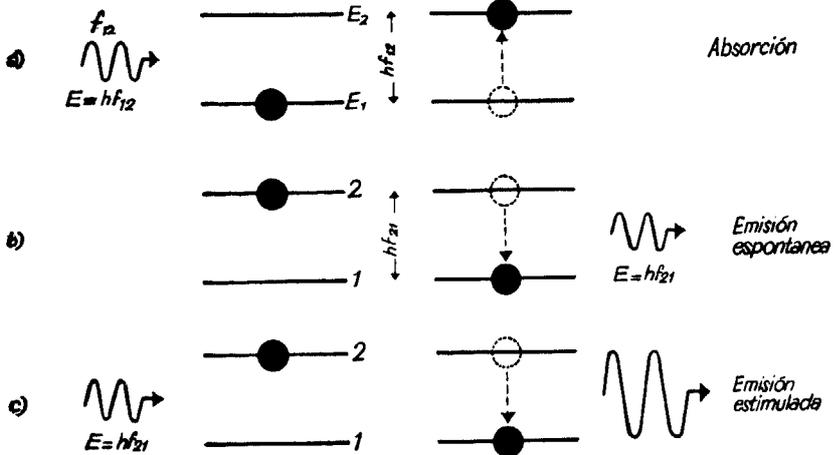


Fig. 1.

que obedece a una ley de azar, y durante la cual el número de átomos que experimentan esta clase de emisión en el tiempo  $dt$  es:

$$dN_{21} = B_{21}N_2dt \quad [5]$$

en la que  $B_{21}$  es el *coeficiente de probabilidad de emisión espontánea*.

Finalmente, el retorno al estado fundamental puede ser también provocado por la propia radiación, de la misma forma que dentro del marco de la electrodinámica clásica un dipolo oscilante puede ceder o absorber energía a un campo eléctrico de radiación, según la fase en que onda y oscilador se acoplen; esta justificación es perfectamente admisible desde un punto de vista cuántico de acuerdo con el principio de correspondencia. Este tipo de desexcitación ha de entenderse así: la presencia de la radiación en el recinto origina la emisión de una onda electromagnética, o bien de un fotón, en fase con la excitadora o provocadora de la emisión. A esta emisión se le denomina *emisión estimulada o inducida* (fig. 1, c). El nú-

mero  $dN_{21}$  de átomos que pasan por esta causa al nivel cuántico inferior en el tiempo  $dt$  es:

$$dN_{21} = A_{21}N_2u_\nu dt \quad [6]$$

en donde  $A_{21}$  representa al *coeficiente de probabilidad de emisión estimulada o inducida*.

El equilibrio entre los procesos de absorción y de emisión queda reflejado en la expresión:

$$A_{12}N_1u_\nu = A_{21}N_2u_\nu + B_{21}N_2 \quad [7]$$

admitiendo que la probabilidad de emisión estimulada es numéricamente igual a la de absorción, ya que ambas dependen de la densidad de energía que por unidad de frecuencia hay en el recinto y son debidas a procesos inversos, es decir, haciendo en la anterior  $A_{12} = A_{21}$ , se deduce:

$$u_\nu = \frac{B_{21}}{A_{12}} \frac{1}{\frac{N_1}{N_2} - 1} \quad [8]$$

Ahora bien: como, de acuerdo con la estadística de Boltzmann, la relación entre el número de los átomos que se encuentran en diferentes niveles de energía en equilibrio térmico a la temperatura  $T$  viene dada por la relación general:

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) = \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) \quad (9)$$

la [8] puede escribirse:

$$u_\nu = \frac{B_{21}}{A_{12}} \left[ \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (10)$$

Por otra parte, de las relaciones obvias:

$$u_\nu d\nu = -u_\lambda d\lambda \quad \text{y} \quad \nu d\lambda = -\lambda d\nu$$

se deduce que:

$$u_\nu = -u_\lambda \frac{d\lambda}{d\nu} = u_\lambda \frac{\lambda}{\nu} = u_\lambda \frac{\lambda^2}{c}$$

Y de la definición de densidad de energía radiante por unidad de longitud de onda  $u_\lambda$  [2]:

$$u_\lambda = \frac{4\pi L_\lambda}{c}$$

siendo  $L_\lambda$  la luminancia energética por unidad de longitud de onda, para la cual la hipótesis de Planck para explicar el espectro energético de la radiación del cuerpo negro da la expresión:

$$L_\lambda = c_1 \lambda^{-5} \left[ \exp\left(\frac{hc}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}$$

en la que es  $c_1 = 2hc^2$  (W.m<sup>2</sup>) una constante; se deduce finalmente para  $u_\nu$  la expresión:

$$u_\nu = \frac{\lambda^2}{c} \frac{4\pi}{c} 2hc^2 \lambda^{-5} \left[ \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

o bien:

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \left[ \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (11)$$

Comparando [10] y [11] se tiene:

$$\frac{B_{21}}{A_{12}} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \quad [12]$$

Por último, dividiendo ordenadamente [6] y [5] resulta:

$$\frac{dN_{21}}{dN_{21}} = \frac{A_{12}}{B_{21}} u_\nu = \frac{\lambda^3}{8\pi h} u_\nu \quad [13]$$

De acuerdo con este resultado, en la región del espectro visible ( $\nu \approx 6 \cdot 10^5$  GHz), tanto  $\lambda$  ( $\approx 5 \cdot 10^{-5}$  cm) como  $u_\nu$  son pequeños y la razón ( $A_{21}/B_{12}$ ) no excede de  $10^{-4}$ , lo que quiere decir que en el dominio de la óptica la emisión inducida es despreciable frente a la emisión espontánea. En cambio, en la región de las radiofrecuencias (microondas:  $f \approx 10$  GHz)  $\lambda$  ( $\approx$  cm) y  $u_\nu$  son mucho mayores; la razón anterior entre las probabilidades de emisión es por lo menos del orden de  $10^{26}$ , con lo que en este dominio es prácticamente despreciable la emisión espontánea con relación a la estimulada. Como este proceso es el que origina la amplificación de la radiación que interacciona (fig. 1, c), la casi totalidad de la energía interna del sistema se convertirá en este proceso. Las emisiones espontáneas no sólo no producen amplificación de la señal, sino que por no realizarse en fase con la onda dan origen a ruido de fondo, como veremos oportunamente.

### 3. CONDICIONES NECESARIAS PARA LA AMPLIFICACION MASER

Resulta ahora evidente que el fenómeno en virtud del cual un sistema maser produce la amplificación de la onda electromagnética que en determinadas condiciones llega a él, reside en los procesos de absorción y de emisión estimulada de la radiación por la materia que, de acuerdo con la condición cuántica de Bohr, dan lugar a la absorción y emisión subsiguiente de un fotón  $hf$ ; de hecho, los dos procesos sucesivos constituyen en sí mismos una amplificación de ganancia dos (fig. 1, c). En términos corpusculares diríase que un fotón incidente provoca con su presencia la emisión de otro fotón isoenergético y que juntos forman la señal de salida.

En evidente entonces que la primera condición que tiene que cumplir un sistema maser para poder amplificar una determinada microonda es que las moléculas constituyentes posean los niveles de energía  $E_1$  y  $E_2$  adecuados para que las transiciones cuánticas entre ellos, permitidas por las reglas de selección espectroscópicas correspondientes, den lugar a fotones cuya frecuencia  $f$  ( $\Delta E = E_2 - E_1 = hf$ ) coincida con la de la radiofrecuencia que se quiere amplificar.

Puesto que en la mayoría de los casos las diferencias entre los niveles energéticos de los sistemas materiales que se presentan en la práctica son

muy superiores a las de la región de las microondas, pues caen generalmente en el visible y a veces en el infrarrojo o en el ultravioleta, para obtener los niveles adecuados se acude a la descomposición espectral de los mismos, mediante la acción de un campo magnético (efecto Zeeman) o de un campo eléctrico (efecto Stark).

El efecto de los campos magnéticos o eléctricos sobre los átomos es realmente muy pequeño, sobre todo en el segundo caso (para poder observar el desdoblamiento de las rayas espectrales que resulta se precisa emplear espectrógrafos muy resolutivos y campos muy intensos), pero afortunadamente, para campos no excesivamente grandes, la separación entre los subniveles que se originan en la descomposición es justamente la que se necesita para que las transiciones cuánticas entre ellos ( $E_2 - E_1 = hf$ ) dé lugar a ondas electromagnéticas del dominio del radar o de las microondas.

El primer método, efecto Zeeman normal o anómalo, según el material, es el que más se emplea en la práctica. Puesto que la separación de los subniveles Zeeman es proporcional al campo inductor, al aplicar un campo magnético al sistema maser, de modo que su intensidad pueda variarse entre límites relativamente amplios, el artificio resultante podrá sintonizar a una banda de frecuencias suficientemente ancha.

En cambio, cuando lo que se persigue es que la banda de entrada sea muy pequeñas, como en los Maser osciladores o generadores de onda de frecuencia constante (frecuencia patrón), o como base de los denominados "relojes moleculares", o finalmente porque se trate de conseguir la gran monocromaticidad de los Maser ópticos, entonces se acude a las transiciones entre los subniveles Stark. Este efecto no se utiliza en la práctica como se hace con el efecto Zeeman, puesto que debido a la pequeñez del desdoblamiento espectral habría que emplear campos eléctricos intensísimos, lo cual presenta sus dificultades técnicas. Sin embargo, el efecto Stark se utiliza mucho en los Maser situando un determinado ión, de esquema espectral adecuado, en el seno del intenso campo eléctrico de una determinada red cristalina. Evidentemente, la separación es aquí constante, pues no depende más que del tipo y de la clase de red elegida para la inducción, por lo que este artificio no se emplea en principio más que para los Laser y para una clase especial de Maser llamados de "campo cero", que estudiaremos después.

La segunda condición obvia que debe satisfacer un material maser es que posea el suficiente número de moléculas excitadas para hacer frente a la continua demanda de energía que el proceso de amplificación requiere. Como a la temperatura ordinaria y en condiciones normales de equilibrio térmico las moléculas se encuentran principalmente en el estado de más baja energía o estado fundamental, habrá necesidad de activarlas previamente. De las condiciones en que ha de verificarse esta excitación, activación o, como también suele llamársele, "inversión de poblaciones", para ponerlo en condiciones operativas, así como de los principales métodos empleados, hablaremos en una sección posterior.

#### 4. LA RESONANCIA PARAMAGNETICA ELECTRONICA

Por ser los Maser de estado sólido una aplicación del fenómeno y de las técnicas subsiguientes, conocido por el nombre de *resonancia paramagnética electrónica* (RPE), daremos una idea de este interesante fenómeno. Fue descubierto por Y. K. Zavoisky en 1944, culminando una larga serie de conjeturas y de predicciones teóricas procedentes de Einstein, Ehrenfest y otros. Esta técnica viene a ser una extensión a las sustancias paramagnéticas del método de la "resonancia magnética" empleado por Rabi en 1937 para la determinación de momentos magnéticos nucleares y por Alvarez y Bloch, en 1940, para la medida del momento magnético del neutrón.

a) *Fundamentos del fenómeno.*—Es conocido el hecho de que en general los átomos tienen sus momentos magnéticos de spin electrónicos, de modo que la resultante es nula ( $\mu_m = 0$ ), debido a que esos spin están normalmente apareados y con sentidos opuestos. Pero en ciertos átomos, algunos electrones no están apareados, la cancelación de los momentos magnéticos de spin es incompleta y el material posee un momento magnético resultante no nulo ( $\mu_m \neq 0$ ), es decir, es una sustancia *paramagnética* ( $\mu > 0$ ); justamente al comportamiento de los electrones no apareados situados en un campo magnético debe su funcionamiento el Maser de material activo sólido.

Una partícula que posea un momento magnético permanente  $\mu_m$  situada en el seno de un campo magnético  $B_0$  constante en magnitud, dirección

y sentido, al igual que un trompo girando bajo la acción combinada de su peso y de su rotación propia, está sometida a un par de fuerzas que le produce una rotación de precesión alrededor de la dirección de  $B_0$  (fig. 2, a),

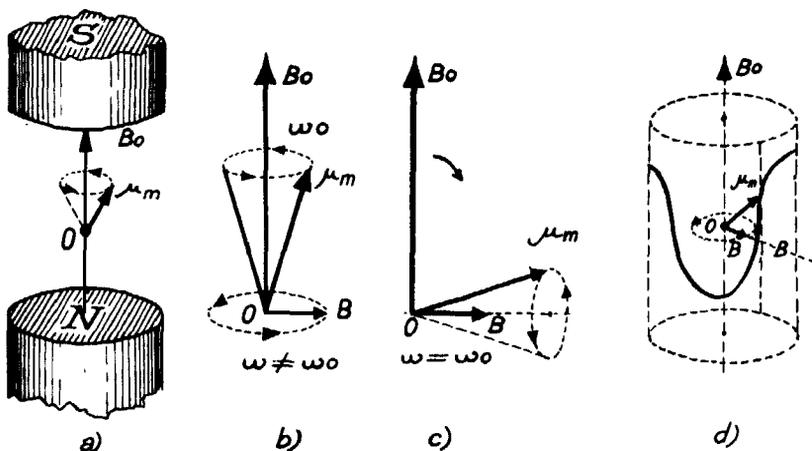


Fig. 2.

denominada *precesión de Larmor*, cuya velocidad angular es proporcional a la intensidad del campo:

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad [14]$$

en donde la constante de proporcionalidad  $\gamma$  se denomina *factor giromagnético*.

Si en estas condiciones actúa sobre el sistema un campo magnético de poca intensidad  $B$ , de dirección perpendicular a  $B_0$ , que gire en el mismo sentido que lo hace  $\mu_m$  y con la misma velocidad angular  $\omega = \omega_0$  (fig. 2, b), comienza entonces una fluctuación rápida en la orientación de  $\mu_m$ , que tiende a situarle en el plano ecuatorial y que, dando un giro brusco de  $90^\circ$ , termina haciendo que  $\mu_m$  realice la precesión alrededor de  $B$  y abandone definitivamente el eje anterior de precesión  $B_0$  (fig. 2, c); se dice entonces que hay *resonancia*. En rigor, el movimiento resultante en la resonancia

es tal que el extremo del vector  $\mu_m$  describe una curva festoneada sobre un cilindro coaxial con  $B_0$ , tal como se presenta en la figura 2, *d*.

Si las velocidades angulares  $\omega$  y  $\omega_0$  (o las frecuencias de revolución correspondientes  $f = \omega/2\pi$ ) difieren apreciablemente, el efecto del débil campo  $B$  es despreciable, puesto que el movimiento resultante del momento cambia rápidamente de fase respecto del de precesión y la resonancia desaparece. Por la misma razón, el efecto del campo será también pequeño si la dirección de rotación de  $B$  es opuesta a la de precesión. En la práctica se sustituye el campo giratorio por uno oscilante, que puede ser imaginado como la composición de dos campos iguales, que giran en sentido contrario, con la misma frecuencia angular. La experiencia enseña que la resonancia paramagnética es tanto más aguda cuanto menor sea el cociente  $(B/B_0)$  y que para campos estáticos ( $B_0$ ) de unos millares de gauss, la precesión de resonancia [14] corresponde a una frecuencia de varios millares de megahertz, es decir, pertenece a la de las ondas ultracortas, microondas o región del radar.

Si consideramos ahora el fenómeno bajo el aspecto cuántico energético, encontramos que si un átomo que posee momento cinético y magnético orbital y de spin se encuentra bajo la acción de un campo magnético constante  $B_0$ , cada uno de sus niveles energéticos se subdivide en  $(2J + 1)$  subniveles, si es  $J$  el número cuántico interno o total del átomo, equidistantes en la cantidad:

$$\Delta E = gM_B m_J B_0 = g(9,27 \cdot 10^{-28}) m_J B_0 \text{ julios} \quad [15]$$

siendo  $g$  el llamado *factor de desdoblamiento espectral de Landé*, de valor diferente para cada nivel espectral,  $M_B$  la unidad de momento magnético ( $= eh/4\pi mc = 9,27 \cdot 10^{-21}$  erg · gauss<sup>-1</sup>) y  $m_J$  el número cuántico magnético que representa la proyección del vector momento total del átomo  $J$  sobre la dirección de  $B_0$ . El desdoblamiento expresado por la ecuación anterior es el efecto Zeeman anómalo mencionado precedentemente.

Para fijar ideas, consideremos el caso simple de un átomo con dos niveles permitidos de energía,  $E_1$  y  $E_2$ , que bajo la acción del campo  $B_0$  se descompongan en los subniveles:  $E_1'$ ,  $E_1''$  y  $E_2'$ ,  $E_2''$ , respectivamente, de acuerdo con el esquema de la figura 3, *a* y *b*.

Debe tenerse presente que este ejemplo ideal se ha elegido por su sen-

cillez, pero que no hay que olvidar que se trata de un caso típico de efecto Zeeman normal, si bien más sencillo de interpretar que el que representa la [15], mucho menos frecuente. El efecto anómalo no sólo es más complejo que el normal, sino que da lugar a más subniveles.

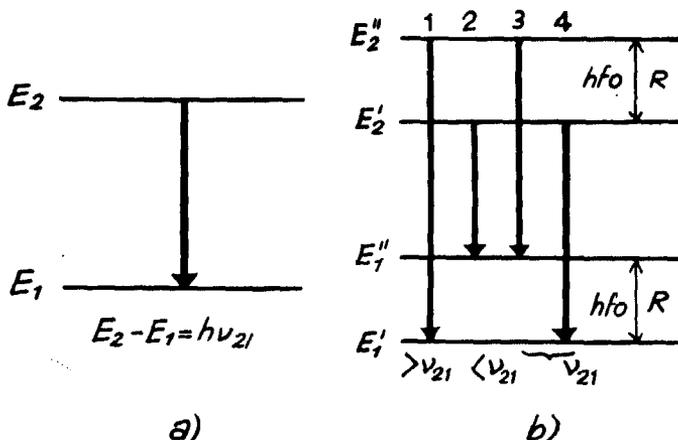


Fig. 3.

De modo aproximado se obtiene a partir de la [15] la frecuencia  $f_o$  de las transiciones  $R$  entre los subniveles de la figura 3,  $b$ , dada por:

$$f_o(\text{MHz}) \approx 2 \cdot 10^4 B_o (\text{Wb/m}^2) \approx 2B_o (\text{G}) \quad [16]$$

que nos enseña que para un campo de unos 3.000 G las transiciones  $R$  tienen una frecuencia de unos 6 GHz, esto es, una longitud de onda de unos 5 cm, en el dominio del radar, siendo así que las transiciones  $E_1 \rightarrow E_2$  caen generalmente en el ultravioleta o visible, como puede justificarse cualitativamente con la figura 3,  $b$ .

Observando el esquema de términos espectrales que representa la figura 3,  $b$  se explica el hecho de experiencia de que la raya primitiva:  $h\nu_{21}$  aparezca descompuesta en tres rayas (si se observa en dirección perpendicular al campo), ya que si bien pueden producirse las cuatro transiciones posibles que aparecen en el esquema, las numeradas con los números 3 y 4 corresponden de hecho a la misma diferencia de energía (estados degene-

rados) y originan por tanto la misma raya. Todo lo indicado nos dice que gracias a las microondas es posible no sólo poner en evidencia las transiciones  $R$ , sino que además permite obtener las transiciones adecuadas para el efecto maser.

Si en estas condiciones actúa sobre el material así influido por el campo constante  $B_0$  el campo periódico  $B = B_{max} \sin 2\pi ft$ , inducirá transiciones dipolares magnéticas entre los subniveles contiguos, ya que sólo entre ellos se satisface la regla de selección espectroscópica correspondiente, según la cual  $m_j$  no puede variar más que en  $\pm 1$ , siempre que dicho campo sea perpendicular a  $B_0$  y cumpla con la condición de resonancia:

$$(\Delta E)_R = gM_B B_0 = hf_0 \quad [17]$$

que es idéntica a la condición clásica:  $f = f_0$ .

Los dos aspectos, el mecánico y el energético, constituyen como sabemos dos puntos de vista complementarios de un mismo fenómeno, y ni uno ni otro lo describen completamente. El primero no pone de relieve que una transición es un salto entre dos niveles de energía, en tanto que el segundo no muestra que es precisamente un campo giratorio, o la microonda equivalente, el que produce la resonancia. Pero sea una u otra la interpretación que se aplique, el hecho es que cuando se alcanza la resonancia hay un intercambio masivo de energía entre la onda electromagnética y el sistema de spin, que, en principio y según se sabe, puede producir con igual probabilidad la absorción o la emisión de energía radiante por parte del sistema. Este equilibrio se rompe definitivamente si el material ha sido activado convenientemente, esto es, cuando se transforma en un sistema Maser.

b) *Detección de la resonancia.*—Daremos a continuación algunos métodos empleados para detectar estas transiciones de resonancia, por lo que tiene de interés en su aplicación a los Maser.

Si se quiere revelar la resonancia en una muestra de sustancia paramagnética que contiene evidentemente muchísimos de estos giróscopos magnéticos elementales o spin, se acude al hecho de que el campo inductor  $B_0$  provocará además la orientación de todos los spin en su dirección, es decir, producirá una imanación inducida del material. Esta imanación se caracteriza por la susceptibilidad magnética  $\chi_m$ , ligada a la permeabi-

lidad por la relación  $x_m = 1 + 4\mu$ . Puesto que en el momento de la resonancia la orientación de los átomos paramagnéticos se modifica profunda y bruscamente, el valor de  $x_m$  también lo hace y es posible demostrar que ésta se transforma en una magnitud compleja.

Para detectar una transición de resonancia es suficiente, por tanto, revelar la alteración de la susceptibilidad de la sustancia en ese instante; la mayor parte de los espectrómetros de resonancia paramagnética se basan en este denominado método "radioeléctrico". Los procedimientos empleados corrientemente para medir susceptibilidades en baja frecuencia ( $\approx 10^8$  Hz), introducción del material de ensayo en una autoinducción que forma parte de un circuito resonante y medida de sus constantes, como frecuencia propia y coeficiente de sobretensión, para apreciar su modificación al hacerlo  $x_m$ , no pueden emplearse con frecuencias tan elevadas ( $\approx 10^{10}$  Hz) como las que se emplean en este fenómeno. Es preciso utilizar los denominados circuitos de constantes repartidas y para evitar que radien se les blinda convenientemente.

La conducción de estas ondas de alta frecuencia no se hace por hilos como en los circuitos de baja frecuencia, sino a través de tubos de dimensiones y formas especiales, llamados comúnmente "guía de ondas", en el interior de las cuales se propaga la onda y por el exterior circulan corrientes de alta frecuencia. El circuito resonante propiamente dicho se consigue mediante una guía de ondas seccionada, cerrada por sus dos extremos y excitada convenientemente. Estos sistemas oscilantes de hiperfrecuencia reciben el nombre de *cavidades resonantes* y son equivalentes a un circuito

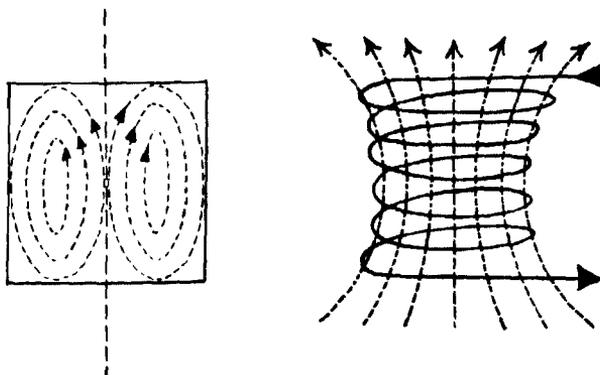


Fig. 4.

resonante clásico cuyo coeficiente de sobretensión es enormemente elevado.

Las dimensiones, la forma y la manera de actuar en el circuito (reflexión o transmisión) dependen exclusivamente de la configuración de la onda que quiera obtenerse. La figura 4 muestra la distribución de las líneas del campo magnético en una cavidad cilíndrica en un modo de oscilación clásico. Se observa que el campo magnético es axial en el centro y que presenta análoga configuración que en el interior del solenoide equivalente. Por tanto, es indiferente colocar una muestra paramagnética en el interior de una autoinducción que en el eje de la cavidad electromagnética correspondiente, con el fin de revelar las modificaciones bruscas de la susceptibilidad.

c) *Espectrómetros de resonancia paramagnética.*—De forma esquemática el aparato revelador de la resonancia paramagnética comprende tres partes principales:

El sistema productor de las hiperfrecuencias excitadoras del fenómeno, el campo constante  $B_0$  que actúa sobre el material de ensayo y el sistema de detección.

El sistema de hiperfrecuencia está constituido por los órganos destinados a la emisión, transmisión y recepción de ondas. El tubo emisor (klystron) envía ondas a una guía, cuya intensidad se regula mediante un atenuador (fig. 5) y la frecuencia se mide con un ondámetro. La cavidad de medida se excita a continuación y la onda es finalmente enviada a un sistema detector.

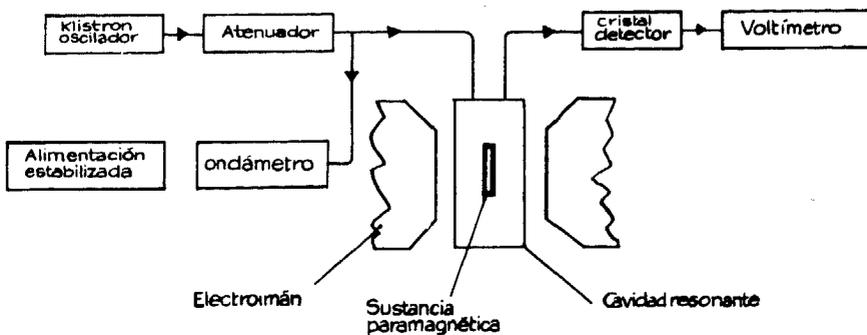


Fig. 5.

El campo magnético estático se obtiene en general con un electroimán cuyo campo puede variarse entre límites amplios.

El sistema de detección comprende el detector propiamente dicho (cristal de silicio-wolframio por ejemplo) conectado a un milivoltímetro. Para observar la resonancia se varía la intensidad del campo estático y cuando alcanza el valor correcto se aprecia claramente una modificación en las indicaciones del voltímetro, pudiendo trazarse así, punto por punto, la curva de absorción de resonancia. Ahora bien, en el caso de que la curva sea muy estrecha (resonancia aguda) ya no es posible operar así y se prefiere superponer al campo estático un campo alterno de 50 Hz por ejemplo, y de pequeña amplitud. La señal queda así modulada, la tensión en los terminales del detector puede amplificarse y hacerse visible la curva en la pantalla de un oscilógrafo de rayos catódicos; con frecuencia estas curvas se fotografían para estudiar con más precisión los oscilogramas obtenidos.

De esta manera se han estudiado muchos materiales paramagnéticos y sus resultados han permitido la obtención de numerosos informes sobre su estructura. Este método ha rendido ya grandes servicios en el conocimiento del paramagnetismo, principalmente en los elementos paramagnéticos, en los radicales libres orgánicos, en el paramagnetismo accidental, etcétera, y aún promete ser muy fecundo para la física estructural.

Pero por otra parte ha dado ya grandes frutos y ha ayudado enormemente en el diseño y construcción de los Maser de estado sólido, que no sólo han aprovechado su teoría, sino también, y en gran escala, las delicadas técnicas y equipo que la espectrografía de la resonancia paramagnética ha desarrollado.

## 5. EXCITACION DE LOS SISTEMAS MASER

Una vez conocida la manera de obtener las transiciones adecuadas para la amplificación maser, examinaremos la segunda condición necesaria para preparar el sistema operativo molecular, es decir, los métodos necesarios para conseguir que haya más moléculas en el estado superior de energía que en el de menor energía.

Supongamos un recinto en el que se encuentran un gran número de

moléculas que posean al menos dos estados energéticos, uno de menor energía  $E_1$  y otro excitado  $E_2$ , entre los cuales no estén prohibidas las transiciones, y supongamos además que el número de moléculas que hay en el nivel inferior es  $N_1$  y  $N_2$  las que se encuentran en el superior. De acuerdo con lo indicado en el § 2, la energía absorbida será:

$$E_{\text{abs}} = N_1 A_{12} u_\nu h \nu_{12} dt$$

El número de transiciones hacia abajo,  $E_2 \rightarrow E_1$ , es igual a:

$$N_2 (B_{21} dt + A_{21} u_\nu dt)$$

y la energía emitida en el tiempo  $dt$ :

$$E_{em} = N_2 B_{21} h \nu_{21} dt + N_2 A_{21} u_\nu h \nu_{21} dt = E_{em} (\text{esp}) + E_{em} (\text{estim})$$

Puesto que, como se sabe, la emisión espontánea es independiente de la radiación incidente y, en cambio, la emisión inducida está en fase con ella, para que pueda producirse amplificación coherente no sólo ha de operarse en la región de longitud de onda apropiada para que las emisiones espontáneas sean despreciables, sino que ha de procurarse que la energía producida por emisión estimulada sea mayor que la desaparecida por absorción ( $E_{em. \text{ ind.}} > E_{\text{abs}}$ ). Como además se sabe que las probabilidades de los dos procesos antagónicos son iguales ( $A_{12} = A_{21}$ ), es evidente que la condición necesaria para que sea posible la amplificación por el sistema molecular maser puede resumirse así:

$$N_2 > N_1 \quad [18]$$

De acuerdo con [9], que da la razón existente entre el número de moléculas que se encuentran entre dos estados de energía a una determinada temperatura de equilibrio, normalmente a la temperatura ordinaria la mayoría de las moléculas se encontrarán en el estado energético más bajo (fig. 6, a). Es, pues, necesario para conseguir el efecto maser "invertir" esta distribución normal de equilibrio de las poblaciones de moléculas, es decir, es preciso conseguir que haya más moléculas excitadas que las que existen en el estado fundamental, con lo cual se tendría la condi-

ción [18], hecho que se expresa diciendo que se ha producido la *inversión de poblaciones*; también se acostumbra a decir que el sistema ha alcanzado una *temperatura negativa*. Esta expresión no encierra ningún contrasentido termodinámico ni se opone a ningún principio natural. En efecto, despejando la temperatura  $T$  de la ecuación [9] se tiene:

$$T = - \frac{E_2 - E_1}{k \ln(N_2/N_1)}$$

Como el numerador de esta fracción es siempre positivo y en circunstancias normales es  $N_2 > N_1$ , será  $\ln(N_2/N_1) < 0$ , con lo que resulta  $T > 0$ ; pero si se invierte esta distribución normal de las poblaciones, el logaritmo será positivo, pues ahora es  $N_2 < N_1$ , y como consecuencia la temperatura absoluta  $T$  será *negativa* en estos sistemas. Evidentemente al igualarse las poblaciones,  $N_2 = N_1$ , la temperatura se hace infinita. Ahora bien, como la fórmula de Boltzmann [9] que nos ha servido para llegar a esta

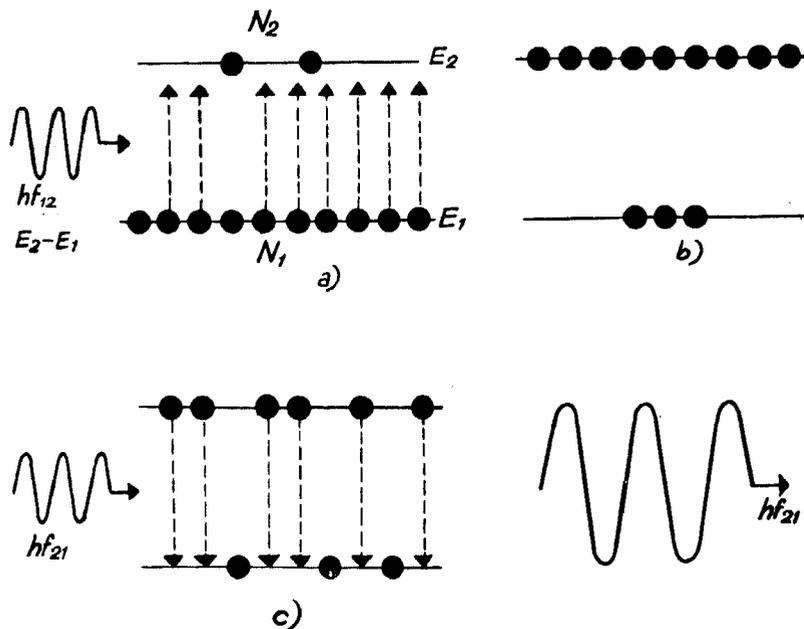


Fig. 6.

conclusión es únicamente cierta para sistemas que se encuentran en equilibrio termodinámico, no puede aplicarse correctamente a poblaciones que no están en esta situación, como es el caso de un sistema maser invertido, excitado o activado; con objeto de no levantar suspicacias, algunos autores suelen llamarla "temperatura de spin" porque es apta para describir el estado de las poblaciones de niveles invertidos empleadas en el efecto Maser.

En la figura 6, *a*, *b* y *c*, puede verse de nuevo el proceso de amplificación, después de la inversión, que afecta a una población de spin.

## 6. FENOMENOS DE RELAJACION

Una vez conseguida la inversión de un sistema maser, hay que contar con varios procesos que tienden a restablecer el equilibrio perturbado, que, al disminuir progresivamente el número de moléculas activadas, pueden llegar a paralizar incluso el fenómeno de la amplificación; dichos procesos reciben el nombre genérico de *fenómenos de relajación*. Prescindiendo de los causados por el ensanchamiento natural de la banda amplificada consideraremos brevemente el que más importancia presenta para los Maser de sólidos. La tendencia natural a repoblar los niveles de acuerdo con la distribución normal de Boltzmann [9] de la figura 6, *a*, se opera no sólo por intermedio de las colisiones intermoleculares en un gas, sino también mediante las vibraciones de las moléculas, átomos o iones, que constituyen el retículo de un cristal: esta es la relajación llamada de "spin-red", ya que son los momentos magnéticos (debidos al spin del electrón) de las sales paramagnéticas los que retornan al equilibrio, esto es, a la orientación caótica. A este proceso va asociado un tiempo constante  $\tau_1$ .

Para llevar a cabo la amplificación maser no basta con invertir las poblaciones, sino que es preciso, además, mantenerlas en el nivel superior el mayor tiempo posible, por lo que es necesario operar con sistemas cuyo tiempo de relajación "spin-red" sea lo mayor posible. La interacción entre los campos magnéticos y eléctricos de los propios constituyentes de la estructura reticular contribuye también al mecanismo por el que se retorna al equilibrio. A este mecanismo se le suele denominar proceso

de relajación "spin-spin", al cual va asociado el tiempo de relajación correspondiente  $\tau_2$ , que en general se estima del mismo orden que el anterior ( $\tau_2 \approx \tau_1$ ).

A igualdad de todos los factores que afectan al tiempo de relajación, es evidente que si disminuimos suficientemente la temperatura del material invertido o en trance de inversión, la agitación térmica disminuirá sensiblemente (la amplitud de las oscilaciones en las redes cristalinas o los choques entre las moléculas de un fluido) y con ello el número de emisiones espontáneas; por esta causa el Maser ha de funcionar a temperaturas muy bajas, introducido en baños termo con gases liquidados.

También habrá que tener en cuenta en este mecanismo el fenómeno de la saturación en la inversión, que, en caso de alcanzarse, un aumento de la densidad de energía de la radiación incidente no originaría una respuesta lineal en la señal de salida.

## 7. METODOS PRINCIPALES DE INVERSION

Estudiaremos ahora los procedimientos más empleados para alcanzar o mantener el exceso necesario de moléculas en el estado de energía superior, es decir, para producir la excitación a activación maser, limitando la discusión a aquellas que prácticamente se han empleado y se emplean en los diferentes tipos de Maser.

Pueden dividirse en dos grandes grupos: los métodos *discontinuos* y los *continuos*, entendiéndose por tales a los que la inversión se produce de manera intermitente y los que, por el contrario, activación y amplificación son simultáneas.

En el primer grupo se incluyen los métodos propuestos para el funcionamiento de los llamados Maser de dos niveles, principalmente de sólidos. Los más importantes son tres: el de *pulsos en  $\pi$*  o de *inversión de pulsos*, el de *paso rápido adiabático* y el de *repentina inversión del campo*. Este último, propuesto por Pound y otros, sólo tiene un interés teórico y su uso se ha limitado, hasta ahora, a la inversión de niveles nucleares en el estudio de tiempos de relajación.

El método de inversión de pulsos es simplemente un procedimiento de inversión del vector momento magnético total del átomo, basado en

la propuesta de E. L. Hahn en el año 1950. Del estudio de los efectos que la saturación de niveles y el mecanismo de relajación producen sobre el equilibrio de poblaciones, realizado con la teoría de las perturbaciones de la mecánica cuántica, se deduce que la probabilidad que tiene una molécula de dos niveles maser y que inicialmente ( $t = 0$ ) se encuentre en nivel superior 2, de pasar al nivel inferior 1 al cabo del tiempo  $t$ , viene dada por la expresión:

$$|a_{21}(t)|^2 = \frac{4 |H_{21}^{0,2}|^2 \operatorname{sen}^2 \left\{ \pi \left[ (f_{21} - f)^2 + \frac{4 |H_{21}^{0,2}|^2}{h^2} \right]^{1/2} t \right.}{h_2 \left. (f_{21} - f)^2 + \frac{4 |H_{21}^{0,2}|^2}{h^2} \right.}$$

en la que  $a_{21}$  representa la probabilidad instantánea,  $H_{21}$  es la matriz de la energía de interacción entre la materia y la radiación,  $f_{21}$  la frecuencia de transición y  $f$  la de la radiación incidente.

Si un sistema maser se expone a una serie de pulsos de frecuencia  $f_{21}$  cuya potencia sea tal que se cumpla:

$$\left\{ \frac{4 |H_{21}^{0,2}|^2}{h^2} \right\}^{1/2} t = 1/2$$

las moléculas que inicialmente se encontrasen en el nivel inferior de energía serían elevadas al nivel superior 2 y recíprocamente, ya que entonces la probabilidad es aproximadamente la misma. Si la duración de los pulsos es además mucho menor que el tiempo de relajación del material, terminará por producirse la condición emisiva del sistema, que ofrecerá la posibilidad de un rendimiento razonable de los pulsos, puesto que puede extraerse más de la energía invertida en la excitación durante el proceso de amplificación.

El método de la repentina inversión del campo consiste en someter el sistema molecular a la acción de un fuerte campo de microondas de amplitud constante y frecuencia variable. Al principio, ésta ( $f$ ) tiene un

valor mucho más pequeño que la de transición,  $f_{12}$ , después se va aumentando, se sobrepasa la de resonancia hasta alcanzar un valor igualmente distanciado por exceso. Cuando este "barrido" de frecuencia cumple con ciertas condiciones, se demuestra que las poblaciones de los dos niveles acoplados en la transición maser están invertidos.

En primer lugar el paso o barrido debe ser "adiabático", en el sentido de que la modificación de la frecuencia excitadora debe hacerse lentamente, en comparación con la frecuencia de las vibraciones internas de las moléculas del material en cuestión, forzadas por el campo perturbador. Esta condición puede expresarse así:

$$h^2 \frac{df}{dt} \ll |H_{21}^{0,2}|$$

Sin embargo, el barrido total debe ser rápido en relación con el tiempo de relajación del sistema ( $\Delta t \ll \tau$ ). Y por último la densidad energética del campo excitador debe ser mucho mayor que el máximo de la densidad de energía radiada por el sistema molecular. Durante el paso a través de la resonancia molecular se origina en ellas un momento dipolar oscilante.

Todos estos procedimientos actúan de forma discontinua, pues una vez que se ha conseguido la inversión de poblaciones el sistema comienza a operar como amplificador y vuelve a restablecerse la distribución de equilibrio, es decir, vuelve a haber más moléculas en el nivel inferior que en el superior, en cuyo instante ha de recomenzar el ciclo inversión-amplificación.

Los métodos que operan en forma continua, es decir, los que van excitando moléculas al mismo tiempo que se desactivan en el proceso de amplificación son principalmente tres: el utilizado en Maser amoníaco exclusivamente, el empleado en los Laser de gas basado en los choques con electrones y el que emplea radiación de corta longitud de onda u óptico.

El primer método empleado en el Maser de gas amoníaco no es en rigor un método de excitación propiamente dicho, sino de separación de las moléculas que se encuentran ya naturalmente en el estado superior de energía, de las que están en el estado fundamental. Como a la

temperatura ordinaria el número de estas últimas es muy superior al de las primeras, de acuerdo con la [9], este procedimiento no suministra la cantidad necesaria de moléculas excitadas para una amplificación importante. Presenta el interés histórico de haber sido el utilizado en el primer Maser construido y, aunque no se emplea hoy como amplificador, tiene un excepcional interés el Maser amoníaco como oscilador de frecuencia constante.

En esencia, este método se base en un efecto Stark cuadrático, que tiene lugar cuando un conjunto de moléculas de amoníaco se encuentra en el seno de un intenso campo eléctrico no uniforme, creado por barras conductoras de dimensiones y forma adecuadas (fig. 9), cargadas convenientemente. Al entrar las moléculas procedentes del generador de amoníaco en el campo sufren una nueva distribución de su carga, que se traduce en la aparición de un momento dipolar inducido, que al interaccionar con el campo exterior experimentan una fuerza que lleva a las que no están excitadas hacia afuera, donde el campo es menos intenso, y a las excitadas hacia el eje central del dispositivo, tal como se observa en la mencionada figura 9; por este efecto la energía interna de las moléculas activadas aumenta mientras que la de las otras disminuye.

La inversión de poblaciones aprovechando los choques con electrones acelerados se emplea principalmente en el Laser de mezcla gaseosa y será discutido al estudiar estos amplificadores.

También puede alcanzar la desigualdad de poblaciones del sistema maser excitando las moléculas mediante la energía de una onda electromagnética del espectro visible. Este método se denomina de *inversión óptica*, y también de excitación o de activación ópticas, y al que figuradamente llaman los anglosajones *optical pumping* (bombeo óptico).

La radiación luminosa empleada está generalmente polarizada y su longitud de onda ha de corresponder a alguna de las transiciones de la molécula empleada. Al incidir la luz excitadora sobre el sistema maser, las moléculas van siendo elevadas al nivel superior (bombeadas) por absorción de la energía de la onda o bien del fotón incidente.

Esto se consigue en la práctica eligiendo moléculas en donde las reglas de selección espectroscópica sean tales que, al excitarlas con luz polarizada, generalmente circular, resulte favorecida la reemisión espontánea hacia un cierto nivel de energía que esté ligado a una transición permitida

de mucha menor energía, para que pueda llevarse a cabo la amplificación correspondiente a esta frecuencia, como por ejemplo las transiciones  $R$  de la figura 3. Por consiguiente, en este método se excita con radiación de frecuencia elevada (visible) y se aprovecha en la amplificación baja frecuencia (microondas).

Pero el sistema de inversión de poblaciones más importante e ingenioso de todos los que hasta ahora se han ideado y el más empleado en la actualidad en los Maser de sólidos y en los Laser, es el de funcionamiento continuo denominado de *tres niveles*. Más que un método en particular constituye un principio en el que se basan todos los procedimientos de inversión de los Maser que quieran funcionar ininterrumpidamente, ya que con la idea de utilizar tres niveles y no dos, como en todos los métodos anteriores a él, puede realmente emplearse para la activación cualquiera de los procedimientos precedentes, excepto el primero.

Fue propuesto por Basov y Prokhorov en 1954 y realizado independientemente por Bloembergen en 1956. Se utiliza generalmente un cristal con tres niveles accesibles tales que dos de ellos, el superior y el intermedio, estén separados por una energía que corresponda a la frecuencia que se quiera amplificar. Esta diferencia ha de ser menor que la de los otros dos niveles, el superior y el inferior, cuya misión es alimentar el nivel más elevado, mediante la aportación de una potencia de saturación, a la frecuencia llamada *frecuencia de excitación* (pumping frequency), de modo que se mantenga en la medida necesaria el exceso de población del nivel superior.

Para aclarar el funcionamiento de este importantísimo método de inversión de poblaciones, consideremos el esquema de términos o niveles energéticos de la figura 7, que representa a uno cualquiera de los cristales empleados en la práctica, al que se le han quitado todos los niveles que no intervienen en el proceso; la separación de niveles adecuada se consigue mediante un campo magnético adecuado, de no aprovechar la separación por efecto Stark (Maser de campo nulo).

La excitación se produce entre los niveles 1 y 3 y la amplificación entre el 2 y el 1. Cuando los niveles 1 y 3 se han igualado por saturación, el 3 está más poblado que el 2. Esto es, antes de la saturación, los niveles de energía según la distribución de Boltzmann son:

$$N_3 = N_1 \exp - \left( \frac{E_3 - E_1}{kT} \right) \quad \text{y} \quad N_2 = N_1 \exp - \left( \frac{E_2 - E_1}{kT} \right) \quad [19]$$

en donde  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_3$  son el número de moléculas que se encuentran en

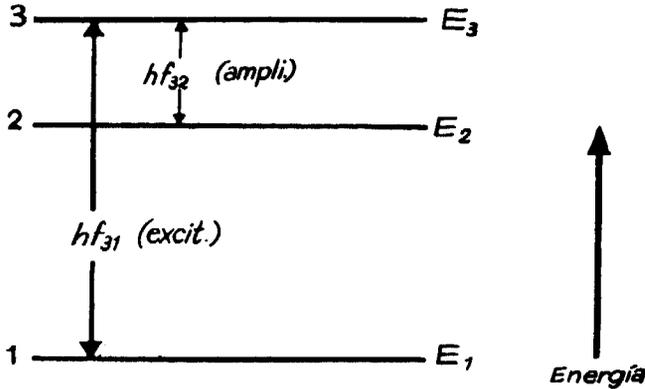


Fig. 7.

los niveles de energía  $E_1$ ,  $E_2$  y  $E_3$ , respectivamente. De acuerdo con dichas fórmulas, en el equilibrio térmico el estado de las poblaciones será tal que:

$$(N_1)_{\text{eq}} > (N_2)_{\text{eq}} > (N_3)_{\text{eq}}$$

Para simplificar la notación pondremos:  $E_3 - E_1 = n\Delta E$  ( $\Delta E = E_2 - E_1$ ), siendo  $n$  un número ligeramente superior a la unidad, con lo que las expresiones anteriores se escribirán:

$$N_3 \simeq N_1 \left( 1 - \frac{\Delta E}{kT} \right) \quad \text{y} \quad N_2 \simeq N_1 \left( 1 - \frac{\Delta E}{kT} \right) \quad [20]$$

aproximación válida si la diferencia de energía es mucho menor que el producto  $kT$  y si sólo se necesitan resultados cualitativos.

Supóngase que la saturación entre los niveles  $E_1$  y  $E_3$  tiene lugar aplicando al sistema suficiente energía de *rf* de frecuencia  $f_{31}$ , lo que significa que ambos niveles se han igualado. Por tanto, la nueva población del nivel 3 será:

$$N'_3 = N^3 + \frac{1}{2} N_1 n \frac{\Delta E}{kT} = N^1 \left( 1 - \frac{1}{2} n \frac{\Delta E}{kT} \right) \quad [21]$$

Si comparamos ahora las poblaciones  $N_3$  y  $N_2$  dada por la [20], se observará que para obtener una población invertida ha de ser  $N_3$  mayor que  $N_2$ , es decir, ha de ser:

$$N_1 \left( 1 - \frac{1}{2} n \frac{\Delta E}{kT} \right) > N_1 \left( 1 - \frac{\Delta E}{kT} \right) \quad [22]$$

o bien

$$\frac{1}{2} n < 1$$

lo que quiere decir que ha de ser  $n$  menor que 2. También podemos expresar esta condición en la forma:

$$(E_2 - E_1) > \frac{1}{2} (E_3 - E_1) \quad [23]$$

En otras palabras, el nivel medio debe estar más elevado que la media entre los niveles superior e inferior, como muestra la figura 7. Por otra parte, si se quiere amplificar entre los niveles 2 y 1 y realizar la excitación entre los 1 y 3, la condición para que se invierta la distribución de las poblaciones entre los niveles 2 y 1 es que el nivel 2 esté más bajo que la media entre el más alto y el más bajo de los tres niveles.

Si se tiene en cuenta el tiempo de relajación entre niveles, se llega a que la condición de amplificación entre los niveles, 3 y 2 es en rigor:

$$\frac{E_2 - E_1}{(2\tau_1)_{21}} > \frac{E_3 - E_2}{(2\tau_1)_{32}} \quad [24]$$

si es  $\tau_1$  el tiempo de relajación spin-red entre los niveles expresados. Evidentemente si fuese  $(\tau_1)_{21} = (\tau_1)_{32}$  la condición se reduciría a la [23].

## 8. EL RUIDO DE FONDO EN LOS MASER

Lo que caracteriza principalmente al dispositivo Maser y lo que hace tan valiosos a este tipo de amplificadores es que carecen prácticamente de los ruidos de fondo que acompañan inevitablemente a los amplificadores convencionales. Esta circunstancia tan favorable permite emplear en el Maser factores de amplificación desconocidos en los clásicos.

La razón de esta gran diferencia se deduce del examen de los principios en que se basan los dos tipos de amplificadores. En primer lugar, los amplificadores convencionales utilizan como sabemos un haz de electrones de carga  $e$ , expulsados de un filamento incandescente y violentamente acelerados por la caída de tensión  $V$  que reina en el interior del tubo. En último análisis, a la transferencia de la energía cinética [1] del chorro de electrones acelerados a la onda electromagnética de entrada se debe la amplificación, vibrando entonces los electrones del haz al ritmo que le impone la señal de entrada. La causa del ruido de fondo que acompaña a la señal de salida se encuentra en el movimiento *espontáneo de agitación térmica* de dichos electrones, que terminan por constituir un haz no monocinético. Dicho ruido tiene en rigor dos orígenes en un amplificador electrónico clásico: por un lado las *fluctuaciones en los desplazamientos* de los electrones, cuyos efectos pueden evaluarse con la denominada fórmula de Nyquist:

$$(d\mathcal{E})^2 = 4RkTdf \quad [25]$$

en la que el primer miembro representa el valor cuadrático medio de la llamada f.e.m. de ruido, esto es, considerando a la energía que se transforma en ruido como producida por dicha f.e.m.  $R$  es la resistencia del circuito resonante,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura absoluta y  $df = d\omega/2\pi$  el intervalo de frecuencia en que se produce el ruido.

Por otra parte, también producen ruido las *fluctuaciones en la emisión termoeléctrica* del cátodo. El análisis de la corriente variable que se origina por esta causa da como expresión del cuadrado medio de la amplitud de corriente que pasa en el intervalo de frecuencia  $df$ , la siguiente:

$$(\overline{dI})^2 = 2eI_0df \quad [26]$$

en donde  $e$  es la carga del electrón. Esta expresión se llama fórmula de Schottky y las variaciones indicadas por ella se suele decir que producen el denominado "efecto de granalla". Con frecuencias bajas aparecen también ciertas fluctuaciones particulares o "efecto de escintilación" que incrementan por su parte el ruido de fondo de los tubos.

Este ruido de fondo es muy importante en los amplificadores de ganancia elevada. Así por ejemplo a la temperatura ordinaria ( $T \simeq 300^\circ \text{K}$ )

en los terminales de una resistencia de  $1\text{ M}\Omega$  y para una  $df = 10^4$  Hz, que corresponde a la banda de frecuencia auditiva, la [25] da una f.e.m. de ruido:  $(d\mathcal{E}) \approx 1,2 \cdot 10^{-5}$  V. Y como quiera que una amplificación del orden de  $10^6$  es corriente, se obtiene una f.e.m. de ruido de unos 12 V.

El hecho de que el material maser *no* tenga que poseer *necesariamente carga eléctrica*, como ocurre en los tubos electrónicos, pues no es a ella a quien debe el mecanismo de su funcionamiento, y la feliz circunstancia de *no* precisar *temperaturas elevadas*, como en los filamentos incandescentes de las válvulas electrónicas, sino que por el contrario tengan la necesidad de temperaturas muy bajas para su correcto funcionamiento ("congelamiento de la inversión"), explican sin más el extraordinariamente bajo nivel de ruido de estos ingenios. Sólo queda como fuente de ruido del Maser las emisiones espontáneas por no estar en fase con la señal de entrada, pero ya se ha visto que el número de ellas es despreciable durante el proceso de amplificación.

## 9. DIVERSOS TIPOS DE MASER

a) *Maser de gas*.—El primer oscilador-amplificador práctico fue propuesto por Townes y otros, entre 1954 y 1955, en la Universidad de Columbia, durante una reunión sobre espectroscopia de microondas. La sustancia Maser propuesta fue el gas amoníaco, y se utilizó la estructura hiperfina, es decir, la interacción entre el electrón y el núcleo.

La molécula de amoníaco ( $\text{N}^{14}(\text{H}^1)_3$ ), es de forma piramidal, ocupando los tres átomos de hidrógeno (círculos pequeños negros de la figura 8) los vértices del triángulo de la base y el átomo de nitrógeno el vértice de la pirámide, tal como se muestra en la figura 8. Desde el punto de vista clásico diríamos que el Maser de amoníaco aprovecha la oscilación llamada de inversión, en la cual el átomo de N atraviesa periódicamente la base de la pirámide, con una frecuencia de  $f = 23 \cdot 870$  MHz, o bien que se aprovecha de la transición de dicha molécula que da lugar a la raya espectral de notación 3-3, es decir, utiliza el hecho de que a la temperatura ordinaria son muchas las moléculas que se encuentran en el estado energético 3,3, en el cual los átomos H giran con  $3h$  unidades de momento cinético y en el que el átomo N vibra a lo largo de la recta perpendicular al plano de los

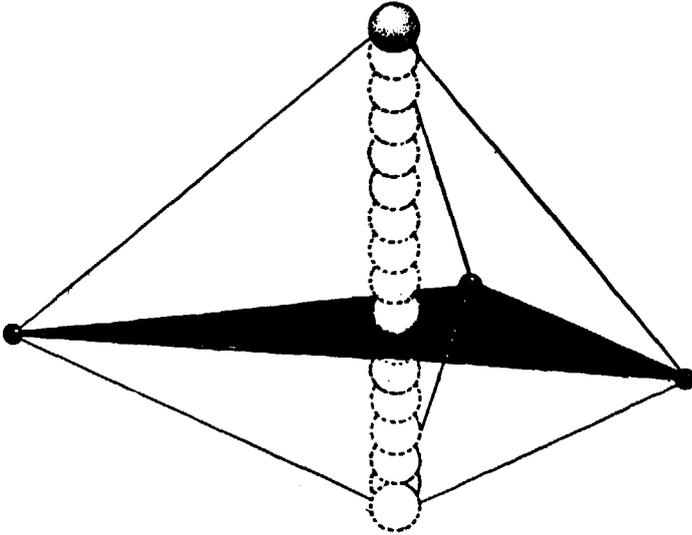


Fig. 8.

átomos H. A causa de esta frecuencia de inversión, el nivel de energía más bajo se desdobra en dos estados energéticos casi igualmente poblados y separados por la energía:

$$E_i = hf = h (23 \cdot 890,140 \cdot 10^6) \text{ erg.}$$

Para que este sistema pueda operar será necesario separar las moléculas que se encuentran en el estado superior de las que lo están en el inferior, lo cual se consigue mediante el dispositivo estudiado en el § 7 y que se representa en la figura 9.

Esquemáticamente el Maser de amoníaco está representado en la citada figura 9. Consta del separador *S*, que proyecta las moléculas excitadas (circulitos negros) sobre la cavidad resonante, después de haberlas separado de las no excitadas (circulitos blancos), procedentes del generador de gas *G*. A la cavidad llega al mismo tiempo la onda a amplificar (señal de entrada), de frecuencia igual a la de la transición 3-3 del amoníaco. Se producen las emisiones inducidas por esta onda en el sistema dentro de la cavidad y dicha señal es amplificada, como se indica en la figura, y finalmente conducida al exterior por la guía de onda.

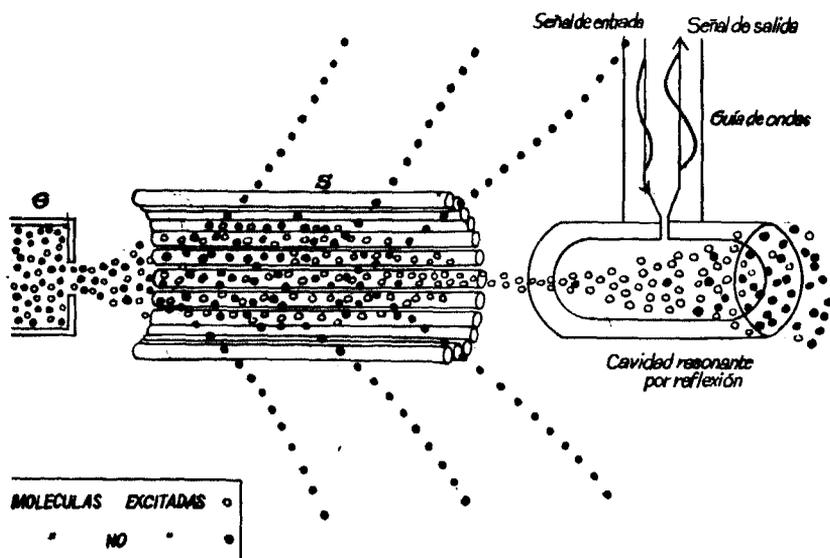


Fig. 9.

La cavidad resonante es simplemente una caja metálica o de paredes conductoras, de forma y dimensiones adecuadas. En ella se establecen de modo estable unos ciertos modos de vibración y desaparecen otros como lo haría un sistema de ondas estacionarias. Como las paredes son altamente reflectoras, cada fotón que entra en ella interacciona miles de veces con las moléculas excitadas antes de volver a salir de nuevo de la cavidad.

El efecto y la manera de operar una cavidad en un Maser es general. Constituye la parte en donde interaccionan la señal de entrada y el material maser activado y de donde sale la señal amplificada. Por esta causa la forma y las dimensiones son las que varían en cada clase de Maser y además la manera de estar instalada en el dispositivo: para actuar por reflexión, como en el Maser de amoníaco, o por transmisión, cuando la guía de ondas de entrada es diferente de la de salida. Puesto que la misión principal de la cavidad resonante es facilitar el intercambio energético señal de entrada-material maser activo, sus paredes han de ser muy reflectoras, y, como por otra parte, debe facilitar solamente el establecimiento de una onda de frecuencia y características determinadas y debe eliminar

al máximo cualquier otro modo de vibración, para cada Maser habrá que proyectar la cavidad resonante idónea, en dimensiones y forma.

Ya sabemos que en el Maser de amoníaco no se excita realmente el sistema molecular, como ocurre en este tipo de amplificadores, porque de hecho se aprovechan sólo las moléculas que normalmente se encuentran ya excitadas. Puesto que a la temperatura ordinaria sólo un 6 % aproximadamente lo está, su potencia amplificadora no es grande, ya que a igualdad de todas las demás circunstancias dicha potencia es proporcional al número de moléculas excitadas. Sin embargo este Maser es interesante no por su rendimiento, sino porque su banda de respuesta es remarcablemente estrecha, hasta el punto de no separarse más de 3 a 5000 Hz de la frecuencia central. En resumen, no es buen amplificador, y como tal sólo tiene el mérito histórico de ser el primer artificio de este tipo que hizo entrever las grandes posibilidades de esta clase de ingenios.

Como siempre es posible mantener en la cavidad el número mínimo de moléculas de amoníaco excitadas, calculadas en unas  $10^{13}$  por segundo, para al menos mantener la oscilación, bajo este nuevo aspecto ha tenido y aún tiene una gran importancia. Como oscilador es extraordinariamente estable y su gran éxito lo debe a ser la parte fundamental del llamado "reloj atómico" (*Atomic Clocks*) construido por Harold Lyons en 1957. Como patrón de frecuencia es inmejorable, y, como tal reloj, sólo varía un segundo en varios siglos.

Después de este oscilador se probaron otros Maser de gas. Se propusieron el vapor de rubidio ( $\text{Rb}^{87}$ ), el de plata ( $\text{Ag}^{107}$ ) y ( $\text{Ag}^{109}$ ), que poseen un momento magnético de un  $M_B$  debido a un solo electrón, sometidos a campos magnéticos no homogéneos, y algunos otros más, pero de hecho ninguno dio los resultados apetecidos y fueron rápidamente abandonados como amplificadores, aunque alguno de ellos ha tenido buena aceptación como generadores de frecuencia standard.

b) *Maser de sólidos de dos niveles.*—Hasta la invención de los Maser que empleaban cuerpos sólidos como sustancia activa no se contó en realidad con un amplificador práctico de microondas con bajo nivel de ruido, mucho menor que los de gas. Su anchura de banda es bastante mayor, por lo cual no sólo pueden sintonizarse señales más extensas, sino que la potencia emitida es incomparablemente mayor. Por consiguiente, puede decirse que el Maser de sólidos que aprovecha dos niveles de energía es el

amplificador molecular más simple. Como los sólidos que utiliza poseen evidentemente más niveles de energía que los directamente implicados en la operación, dichos niveles impiden desde luego el aprovechamiento de todos los spin electrónicos del sistema, pero ensanchan la banda de respuesta.

El primer tipo de Maser de sólido fue el que empleaba materiales paramagnéticos, como por ejemplo un cristal de silicio conteniendo algunos átomos de impurezas, tales como el fósforo, y en otros casos un cristal de cuarzo sometido previamente a un bombardeo de neutrones para producir electrones desapareados.

El cristal se coloca entre los polos de un potente electroimán, estando además rodeado de un termo de aire, nitrógeno, hidrógeno o helio líquidos, con el objeto ya conocido de "congelar la inversión", es decir, de dificultar la reinversión espontánea de las poblaciones. Una cavidad adecuada, a donde llegan las guías de onda necesarias, procura el necesario intercambio entre la señal de entrada y el material maser para la amplificación, una vez conseguida la excitación por cualquier método de los mencionados en el § 7 para esta clase de amplificadores; este ciclo vuelve a repetirse tantas veces como sea necesario para producir los pulsos. Si prescindimos en la figura 10 de la señal de la parte superior de la guía de entrada, podemos imaginar que se trata del esquema de un Maser del tipo de dos niveles. Variando la intensidad del campo magnético inductor, según ya se indicó, podrá sintonizarse el dispositivo con señales de una relativamente extensa zona de frecuencias.

En rigor no se han encontrado aún buenos cristales maser para estos dispositivos, por lo cual la búsqueda de nuevas sustancias continúa con gran intensidad. Si bien este amplificador no puede competir con su homólogo de tres niveles, presenta otros aspectos interesantes. Así por ejemplo es insustituible como manantial de pulsos de onda corta (milimétrica y aún menor) de gran potencia, mucho más eficaz que los de cualquier fuente de funcionamiento continuo.

c) *Maser de sólidos de tres niveles.*—El amplificador molecular de más éxito hasta el momento y de más porvenir para el futuro es sin duda el de funcionamiento continuo propuesto por Basov e independientemente por N. Bloembergen, de la Universidad de Harvard, en 1956, y realizado

por éste y por Scovil y otros, empleando un cristal de sulfato de etil lantano conteniendo un 0,5 % de gadolinio. Se trata del más moderno miembro de la familia de Maser de estado sólido, conocido por el nombre de *Maser paramagnético de tres niveles*.

Los átomos empleados en este tipo de Maser han de poseer evidentemente tres niveles permitidos que cumplan las condiciones enunciadas en el § 7. Se encuentran en estas condiciones las sustancias paramagnéticas naturales, tales como el hierro y el cromo, que poseen capas internas incompletas.

La disposición general de los elementos más importantes de estos dispositivos puede apreciarse en la figura 10, que no necesita de más aclaraciones. En ella se observa cómo la microonda excitadora de la parte superior, de mayor frecuencia, sale de la cavidad resonante con su amplitud

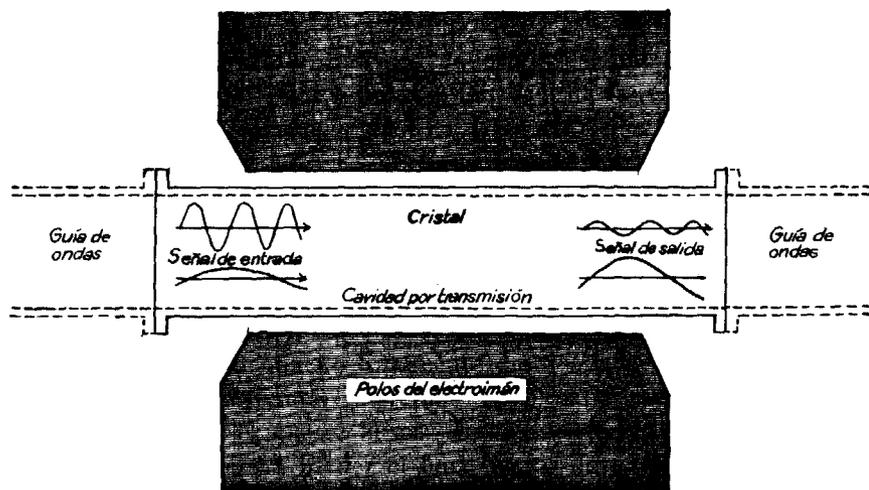


Fig. 10.

disminuida, que quiere decir que su energía se ha invertido en activar al material maser, y que en cambio la señal a amplificar de la parte inferior sale reforzada por la energía que le ha comunicado el cristal activado simultáneamente. El mecanismo microfísico en virtud del cual se produce este intercambio, se verá con ocasión del estudio del Laser de cristal, para un caso concreto.

Los cristales que se han empleado o se emplean aún en los Maser de tres niveles son los siguientes (se indica en primer lugar el ión al que en realidad se debe el esquema de niveles): el ión  $\text{Cr}^{3+}$  en la red  $(\text{CN})_6\text{Cl K}_3$ , que opera para una longitud de onda comprendida entre 100 y 10 cm; el mismo en la red  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (rubí) para  $\lambda = 100\text{-}3$  cm; el mismo en la red  $\text{TiO}_2$  (rutilo) para  $\lambda = 3\text{-}1,25$  cm; el mismo en la red  $\text{Si}_6\text{O}_{18}\text{Al}_2\text{Be}_3$  (esmeralda) para una  $\lambda = 3$  cm, con pequeña anchura de banda sintonizable;  $\text{Fe}^{3+}$  en la red  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (zafiro) para  $\lambda = 2,5$  cm; el mismo en la red  $\text{TiO}_2$  (rutilo) para una  $\lambda = 4\text{-}6$  mm;  $\text{Gd}^{3+}$  en la red  $(\text{SO}_4\text{C}_2\text{H}_3)\text{La}\cdot 9\text{H}_2\text{O}$  opera en una longitud de onda de unos 6 cm. Algunos de ellos, como el de rubí opera en los Laser, como veremos oportunamente. A título de ejemplo se representa en la figura 11 el esquema de términos del ión  $\text{Gd}^{3+}$  en el cristal

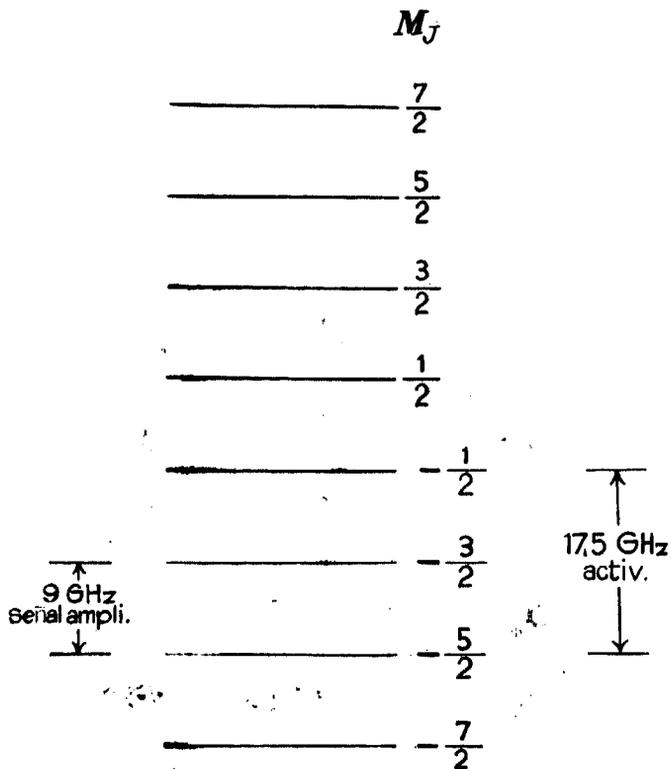


Fig. 11.

empleado por primera vez en un Maser de tres niveles. En él pueden observarse las transiciones y sus correspondientes frecuencias, de activación y de amplificación; el esquema mostrado en la figura corresponde a un campo magnético dirigido aproximadamente perpendicular al eje de simetría del cristal, cuya excitación magnética es de 2850 oersted.

d) *Maser de sólidos de campo cero.*—Ciertos materiales pueden producir efecto maser sin necesidad de que actúe sobre ellos ningún campo magnético. Las transiciones aprovechadas son las que corresponden a los niveles de energía de un ión adicional descompuestos por el efecto Stark producido por el intenso campo eléctrico que reina en el seno de la red cristalina huésped. Los iones utilizables son los que como mínimo tienen tres niveles no prohibidos, cuyas diferencias sean las requeridas para producir efecto de amplificación en la onda elegida. Son, por ejemplo:  $\text{Cr}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Gd}^{3+}$ .

No se tienen muchos informes de esta clase de Maser, pero puede citarse como ejemplo el que emplea el ión  $\text{Fe}^{3+}$  en la red de zafiro:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; se activa con una frecuencia de 31,3 GHz entre los niveles de número cuántico magnético  $\pm 1/2$  a  $\pm 5/2$ , siendo la frecuencia amplificada de 12,03 GHz a la temperatura de 4,2 °K entre los niveles  $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$ . Emplea una cavidad resonante doble de pequeñas dimensiones totalmente ocupada por el cristal de zafiro.

Los Maser de campo nulo presentan el inconveniente como amplificadores de que la operación es a frecuencia fija, pero la ausencia del electroimán y la posibilidad aún no totalmente desarrollada de ampliar la banda de amplificación empleando material activo policristalino lo hacen muy interesante. Parece ser que se buscan cristales aptos para cubrir una buena banda de frecuencia, sin perder el buen factor de amplificación que posee este Maser.

e) *Otros tipos de Maser.*—Existen otros tipos de Maser que han sido proyectados para resolver de la mejor manera posible las dificultades y desventajas que la creciente aplicación y variedad de exigencias han hecho aparecer en los ya clásicos tipos estudiados; en cierto modo la historia del desarrollo y de las etapas recorridas por las válvulas electrónicas convencionales vuelve a repetirse con los Maser, cosa que no es extraña, puesto que aunque el fundamento operativo es diferente, los problemas que resuel-

ven son bastante semejantes. Sólo diremos de ellos lo suficiente para comprender la finalidad y la justificación de su existencia, teniendo muy en cuenta que todavía están en plena evolución y que ha de pasar tiempo antes de que puedan considerarse como definitivos.

Los Maser denominados de *onda progresiva* han sido introducidos en la moderna técnica de la amplificación molecular para resolver el problema de obtener mayor anchura de banda sintonizable sin perder ganancia, ni aumentar el nivel de ruido del sistema, como ocurría en los tipos precedentes. Lo consigue aumentando la interacción entre la señal de entrada y el material activo, pero sin tener que aumentar exageradamente el tamaño del dispositivo. Se trata generalmente de un Maser de tres niveles de funcionamiento continuo, aunque cuando se opera en la región de las ondas milimétricas y submilimétricas se prefiere acudir a uno de dos niveles.

Finalmente, en estos últimos años se está desarrollando un nuevo amplificador molecular de ondas hertzianas, que presenta un nivel de ruido inferior al de sus predecesores; se trata de los *amplificadores paramétricos*, que se basan en las propiedades de los materiales ferromagnéticos y parece ser que pueden operar razonablemente bien a la temperatura ordinaria.

## 10. MASER OPTICOS

Para poder extender el método de amplificación molecular a ondas electromagnéticas de menor longitud de onda al *infrarrojo* ( $\lambda \simeq 10^{-3} - 10^{-5}$  m) y al *visible* ( $\lambda \simeq 10^{-6} - 10^{-7}$  m), será imprescindible reducir al mínimo posible las emisiones espontáneas de las moléculas excitadas, que en esta región de longitudes de onda se producen ya en cantidad importante, de acuerdo con la ecuación [13], no sólo para que no disminuya demasiado el número de procesos elementales maser que originan la amplificación de la onda (emisiones inducidas) e incluso que ésta se paralice, sino para evitar la incoherencia y la distorsión de la señal de salida del amplificador. Ya se indicó que recibe el nombre de LASER el dispositivo que amplifica la luz del espectro visible y se ha propuesto el nombre de IRASER para los que operan en el infrarrojo; ambos se conocen también con el nombre genérico de Maser ópticos.

La solución del problema capital para la existencia de los Laser se ha conseguido siguiendo dos caminos, que han terminado por complementarse, combinándose muy acertadamente. Puesto que no es posible evitar la aparición en la cavidad resonante de otras clases de ondas estacionarias originadas por las emisiones espontáneas, todo ha quedado reducido a disminuir por una parte el número de sistemas de ondas estacionarias estables en la cavidad o, como se acostumbra a decir, el número de modos de vibración de la cavidad, y por otra a emplear técnicas de selección de dichas cavidades para que la amplificación tenga lugar principalmente sobre los modos elegidos y para que los demás se amortigüen rápidamente. La solución del problema ha quedado, pues, fundamentalmente limitada al diseño y construcción de cavidades resonantes adecuadas a la región de frecuencia en que se opere.

Schwlow y Townes en 1958 fueron los primeros que propusieron y ensayaron un resonador de planos paralelos, formado por dos placas conductoras planas y paralelas, de dimensiones mucho mayores que la longitud de onda. En principio, en el proceso de interacción señal de entrada-material maser, todos los modos de vibración se establecen en el resonador, pero es evidente que las oscilaciones que tengan lugar en la dirección paralela al eje del resonador (normal a las placas de los extremos) permanecerán en él durante mucho más tiempo que las que no se propaguen en dicha dirección, que desaparecerán pronto por efecto de interferencia. Esta selección de sistemas de ondas estables en la cavidad se lleva a cabo en la práctica acoplando convenientemente rendijas y diafragmas en los extremos de las placas, de acuerdo con la geometría de la cavidad, y eliminando la difracción particular de la vibración paraxial que definitivamente va a quedar instalada en el recinto; en último análisis, el artificio de selección direccional es una especie de interferómetro de Fabry-Perot.

La excitación del material activo se realiza principalmente por dos procedimientos: o excitación por absorción de radiación de longitud de onda adecuada, menor que la de amplificación, o por colisión con electrones, es decir, por descarga en gas enrarecido.

Para que un Laser se ponga en condiciones operativas es naturalmente preciso que la ganancia obtenida al atravesar el resonador exceda a las pérdidas que tienen lugar en las reflexiones múltiples en los extremos del aparato y en los restantes mecanismos ya conocidos. Cada Laser resuelve

el problema de modo característico, aunque los dos que hasta ahora se emplean lo consiguen haciendo que la señal recorra muchas veces el material activo antes de salir del mismo, pero empleando placas reflectoras de coeficiente de reflexión elevadísimo. Estas reflectividades tan enormes no las poseen las placas metálicas y ha sido necesario buscar en las pilas múltiples dieléctricas para conseguir el grado de eficiencia necesario para las longitudes de onda que se utilizan; así por ejemplo en el Laser gaseoso se utiliza un sistema reflector formado por 13 placas de sulfuro de cinc y de fluoruro de magnesio que alcanza el 98,9 % de reflectancia con una transmisión del 0,3 %. En estas condiciones la amplificación conseguida es de muy bajo nivel de distorsión y de una monocromaticidad verdaderamente sorprendente para esta región espectral.

Igualmente ha habido que resolver los problemas inherentes a la conducción de la señal de entrada y salida, ya que las guías de onda empleadas en los Maser no son aptas para conducir estas pequeñas longitudes de onda. Se han aplicado en los Laser unas guías de onda o cables ópticos especiales que propagan unos pocos modos de vibración y que fueron propuestas por Snitzer y Osterberg en 1961. Consisten en una fibra uniforme dieléctrica con pocas pérdidas, cuyo diámetro es del mismo orden que la longitud de onda de la radiación propagada. La fibra conductora propiamente dicha va rodeada por un revestimiento de fibras dieléctricas de tipo análogo, pero de permitividad menor que la de la central. Esta discontinuidad en la permitividad del sistema produce una intensa desviación por reflexión total hacia la fibra central, con lo que se consigue que las pérdidas sean aún menores. También en estos cables se consigue el refuerzo de la onda paraxial y el amortiguamiento intenso de las restantes.

De entre los varios Maser ópticos propuestos describiremos someramente los dos modelos que hasta el momento parecen ser los más eficaces: el de gas, cuyo material activo es una mezcla de He y Ne, y el de sólidos, cristal de rubí principalmente.

El primero, de funcionamiento continuo, opera en la zona del infrarrojo próximo y está constituido por un tubo de descarga especial, que contiene gas noble neón a la presión parcial de 0,1 mm de Hg, mezclado con gas helio a la presión parcial de 1,0 mm de Hg. El He es el encargado de recibir la excitación producida por una descarga continua de rf procedente de un manantial de 28 Mc/seg.

En la descarga, los choques de los electrones llevan los átomos de He al estado excitado  $2^3S$ , según la notación de Paschen (fig. 12), energéticamente próximo al nivel  $2s$  del Ne. De esta suerte, cuando un átomo de He excitado entra en colisión con uno de Ne sin excitar, esto es, en el estado fundamental, hay una gran probabilidad de que el átomo de He ceda toda su energía al de Ne, pasando éste al estado  $2s$ ; la energía interna total se conserva, ya que la pequeña diferencia existente entre dichos niveles se invierte en energía cinética.

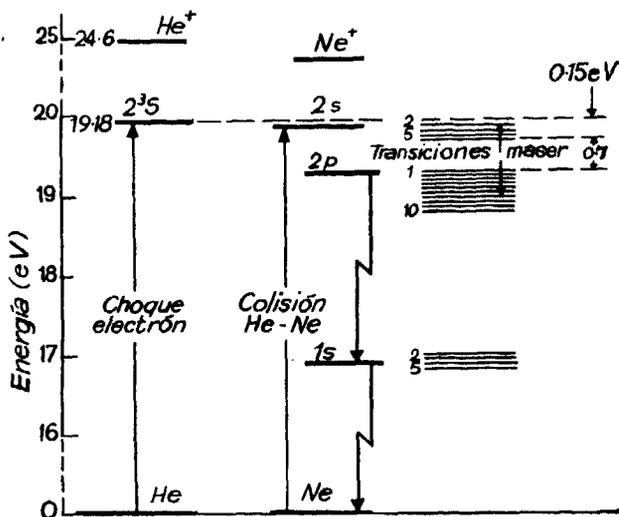


Fig. 12.

El retorno al estado fundamental se efectúa pasando antes al estado de menor energía  $2p$ , con emisión continua de una radiación de frecuencia  $2,6 \cdot 10$  GHz ( $\lambda \approx 1,153 \mu$ ), producida por la transición del subnivel  $2s_2$  al  $2p_4$ , según enseña la citada figura.

Los creadores de este dispositivo, Javan y colaboradores, en 1961, encerraron la mezcla gaseosa en un tubo de vidrio Pyrex, de 17 cm de diámetro interior y cerca de 1 m de largo. Tres electrodos de excitación cilíndricos rodean al tubo y mantienen la descarga de rf (fig. 13). La ganancia en cada paso por el tubo es sólo del 2 %, pero con las pilas de láminas antes indicadas (de un espesor de  $1/4 \lambda$ ) aumentan extraordinariamente

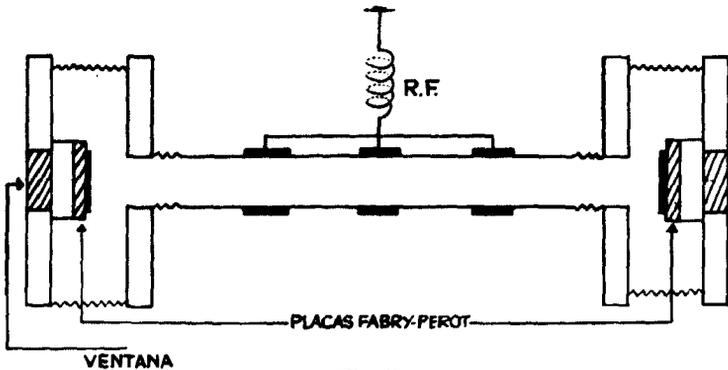


Fig. 13.

el rendimiento del dispositivo; los extremos del tubo son de cuarzo óptico. La radiación emerge por el extremo del mismo. La excitación de rf es del orden de 50 W como máximo para evitar el paso a niveles superiores; la potencia de salida es del orden de los 4 mW.

Los Laser más eficaces empleados hasta ahora son los de cristal y de ellos el de rubí. El esquema de los tres niveles empleados en este Laser de rubí es el del ión  $\text{Cr}^{3+}$  (0,01 a 1 % molar) en el seno del campo eléctrico de una red de corindon, está representado en la figura 14. La frecuencia de activación,  $\nu_{13}$ , corresponde a la luz verde y produce la transi-

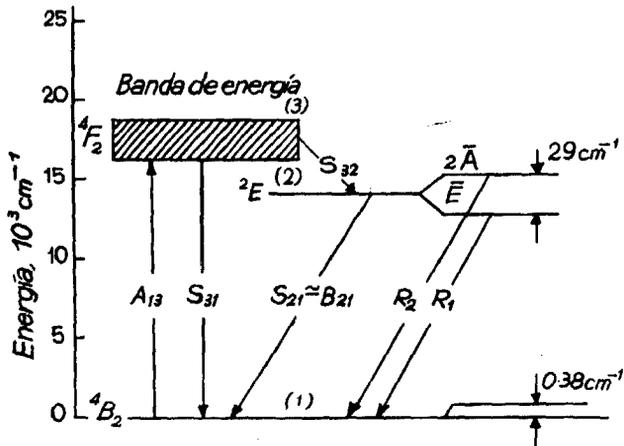


Fig. 14.

ción  ${}^4A_2$  (estado fundamental)  $\rightarrow$   ${}^4F_2$  (banda de energía). Inmediatamente se origina una rápida transición, que no va acompañada de radiación, que engendra ondas elásticas en el cristal y que terminan por calentarlo, la cual lleva a los dos subniveles  ${}^2E:\bar{E}$  y  $2\bar{A}$  (efecto Stark). Finalmente se producen las transiciones:  $R_1 = \bar{E}({}^2E) \rightarrow {}^4A_2$  y  $R_2 = 2\bar{A}({}^2E) \rightarrow {}^4A_2$ , que dan origen a las denominadas "rayas R" o *rayas rojas del rubí*, de longitudes de onda: 694,3 nm ( $R_1$ ) y 692,9 nm ( $R_2$ ), de 4 y 3 Å de anchura, respectivamente.

En la citada figura de los términos espectrales del  $\text{Cr}^{3+}$  en  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , aparecen las probabilidades de las diferentes transiciones, representándose por  $A$  las de emisión estimulada, por  $B$  las de emisión espontánea y por  $S$  la probabilidad de emisión por causas diferentes a la inducida, es decir, que representa a todos los procesos de despoblación de niveles excitados que no van seguidos de radiación. A la temperatura ordinaria, alrededor del 70 % de los fotones absorbidos en la transición de activación,  $1 \rightarrow 3$ , producen la fluorescencia  $2 \rightarrow 1$ , lo que demuestra que debe ser:  $S_{32} \gg S_{31}$ . Las poblaciones de los niveles  ${}^2E$  se mantienen gracias a los procesos rápidos no radiantes:  $3 \rightarrow 2$ , y además como la probabilidad de la transición:  $E({}^2E) \rightarrow {}^4A_2$  es mayor que la de transición:  $2A({}^2E) \rightarrow {}^4A_2$ , la raya  $R_1$  predomina en la emisión estimulada.

Como en la mayor parte de los casos en que el nivel inferior es el fundamental, para obtener la inversión de poblaciones es necesario que sean excitados más de la mitad de los átomos, lo cual significa que el cristal de rubí necesita una gran potencia de entrada. Además, puesto que el calor engendrado en la transición  $3 \rightarrow 2$  ha de irse eliminando con la rapidez adecuada para evitar los inconvenientes de un calentamiento excesivo, a pesar de ser un método de excitación de tres niveles no funciona de modo continuo, sino que se le excita mediante pulsos de potencia de pico adecuada, de mucha menor duración que el tiempo de relajación del nivel superior, mediante una lámpara flash.

La disposición general de los elementos principales de un Laser de rubí está representada en la figura 15. El cristal de rubí, de unos 5 mm de diámetro y 4 cm de largo, está pulimentado en sus extremos, con una precisión de  $1/4 \lambda$ , siendo su paralelismo del orden de seis segundos de arco; estas caras se tallan o paralelas o perpendiculares al eje  $c$  del cristal.

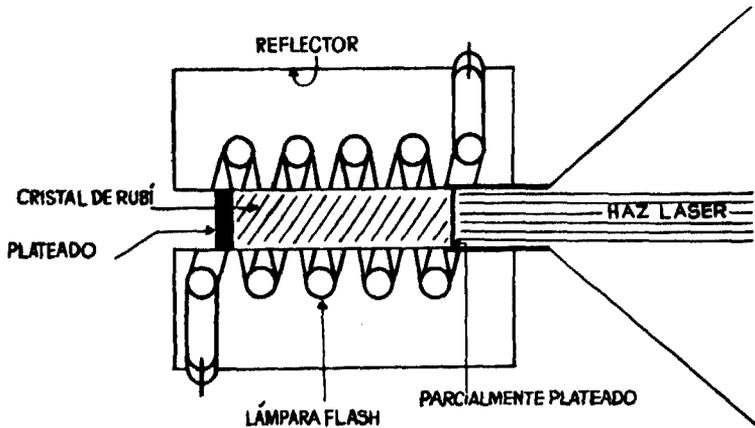


Fig. 15.

Se han ensayado otros cristales laser: como el  $F_2Ca$  con 0,1 % mol de  $Sm^{2+}$  para operar con una longitud de onda de salida de  $708,2 \text{ nm} \approx 0,71 \mu$ ; también la fluorita inyectada con un 0,05 % mol de  $U^{2+}$  da la salida en el IR, con  $\lambda = 2,42-2,49 \mu$ ; asimismo el cristal  $F_2Ba$  con el mismo ión de impureza amplifica en  $\lambda = 2,7 \mu$ ; por último se ha ensayado también el cristal  $WO_2Ca$  con ión  $Nd^{3+}$  que opera en  $\lambda = 1,06 \mu$ . En todos los casos se opera a la temperatura del helio líquido para aumentar el rendimiento por congelación de la inversión.

Recientemente, con dispositivos adecuados de evacuación térmica y especial estructuración del cristal activo, se ha logrado el Laser de sólido de funcionamiento continuo. Trabaja con un monocristal de 2,5 cm de longitud, en forma de trompeta, que se excita con una lámpara de vapor de mercurio. La porción cónica, en donde se concentra esta luz, es de zafiro, lo que permite la excitación continua, y la otra extremidad es de rubí, que produce el efecto laser. También se ha conseguido el funcionamiento ininterrumpido del Laser de  $F_2Ca_2(U^{2+})$ .

Las características de la salida de los Laser son verdaderamente notables y son principalmente: su extremada *monocromaticidad* que se traduce en una enorme *densidad energética* espectral y su propia *coherencia*. Las dos primeras significan que la salida de un Laser puede ser concentrada en un haz enormemente estrecho y su gran coherencia supone que

un haz laser pueda ser tratado por las técnicas de modulación de las señales hertzianas.

## 11. APLICACIONES

Los sistemas amplificadores-osciladores Maser presentan un inmenso potencial de aplicaciones en todos los campos de la Técnica en general, debido a sus inmejorables características, principalmente como amplificadores de microondas de bajo nivel de ruido y como generadores de frecuencia constante (frecuencias patrón). El Laser, con las características indicadas más arriba ha abierto insospechados horizontes y nuevos campos a la investigación. Actualmente basta que se apunte una idea en este campo para que inmediatamente se esté llevando a la práctica e incluso puede hablarse ya de una cierta especialización en algunos aspectos de la Física del maser.

Enumeraremos someramente los principales campos en donde estos dispositivos amplificadores han tenido su importancia, abriendo nuevos cauces o mejorando los rendimientos anteriores a su introducción. Naturalmente la lista será incompleta y en muchos casos inconsistente, en el sentido de que muchos aspectos aún se encuentran en vía de ensayo y no han abandonado aún el laboratorio.

Teniendo en cuenta que el amplificador Maser es todavía una organización delicada y que le quedan aún por resolver muchos problemas técnicos que afectan a su íntimo funcionamiento, no puede asegurarse que hayan eliminado a los amplificadores convencionales ni mucho menos. Lo único que podría decirse es que en la región de frecuencias más allá de los 20 GHz son preferibles los amplificadores moleculares, no sólo en razón a su bajo nivel de ruido, sino a las dificultades de construcción de los tubos electrónicos para estas longitudes de onda tan pequeñas, menores del cm.

El Maser de cavidad resonante de rubí se ha instalado ya en varios radiotelescopios, operando en las frecuencias de 9,5 a 8,7 Ghz. En todos los casos se ha aumentado la sensibilidad del aparato, permitiendo captar señales mucho más débiles, con lo que el límite de estos aparatos se ha ensanchado considerablemente. La dificultad principal que ha experimen-

tado ha resultado ser debida a las fluctuaciones en la ganancia maser, además de la inherente a todos ellos, es decir, a los problemas del enfriamiento con helio líquido.

La primera detección con éxito fue el eco de radar del planeta Venus realizada con un Maser de 300 MHz como receptor preamplificador, empleando el ión  $\text{Cr}^{3+}$  en la red  $(\text{CN})_6\text{CoK}_2$  como medio activo. Después se han conseguido ecos del mismo planeta detectados a la frecuencia de 2,4 GHz, e igualmente se lograron con otros planetas y asteroides. En todos los casos el Maser como preamplificador ha simplificado mucho el mecanismo de detección.

Para la utilización del Maser en el radar se han presentado serios problemas, principalmente los relacionados con la identificación de los múltiples ecos reflejados. Sin embargo, parece ser que hay fundadas esperanzas en conseguir mejores resultados con los Maser de onda progresiva y los paramétricos.

Los Maser preamplificadores se pueden usar para todos los trabajos de la espectroscopía de radiofrecuencias, simplemente para dar una amplificación con poco ruido. Igualmente se ha propuesto un espectrómetro de resonancia paramagnética electrónica, utilizando un Maser preamplificador de zafiro de campo nulo. Además, bajo ciertas condiciones, se consigue acrecentar sensiblemente la sensibilidad de los espectrómetros con el empleo de cavidades, guías de onda y técnicas generales del Maser.

La extremada estabilidad de la frecuencia y de la fase del Maser de gas le han hecho muy adecuado para generadores de frecuencias standard. Incluso la deliberada desintonización de dos Maser idénticos para producir una pulsación de gran estabilidad, ha sido utilizada para repetir la famosa experiencia de Michelson-Morley. Con un considerable aumento en la exactitud de la determinación han contribuido a reafirmarse en la inexistencia del "viento de éter".

Los Maser de onda progresiva se han utilizado también como receptores en el proyecto americano "Eco".

En cuanto a las aplicaciones de los Maser ópticos hemos de recordar que todas ellas derivan de sus propiedades especiales antes aludidas. La extremada monocromaticidad de la luz emitida, que se traduce en una enorme densidad energética, hace que pueda concentrarse el haz de salida de un Laser en un pincel estrechísimo, del orden de una superficie cua-

drada de una longitud de onda de lado. Esto ha hecho pensar en el haz laser como un futuro medio de transmisión de energía a distancia sin soporte material alguno. De hecho ya se ha conseguido a título de ensayo la soldadura y el corte de piezas metálicas duras en el aire y en el seno del agua. Igualmente se ha conseguido, gracias a su gran concentración energética y finura del haz, taladrar discos muy duros con rapidez y precisión, así como practicar orificios de 0,5 mm de diámetro en diamantes industriales de 6 mm de espesor en 200 microsegundos. También parece haberse ensayado con éxito emplear un fino haz laser para micropunturas y cabe abrigar esperanzas para una nueva fase de microcirugía.

La coherencia de los haces laser, casi del mismo orden de las ondas hertzianas, los hace aptos para ser modulados tanto en amplitud como en frecuencia y ser utilizados para la transmisión de mensajes. Ya se ha conseguido transportar en un haz laser imágenes de TV y radiofónicas; teóricamente al menos un haz laser adecuado puede ser portador de unos 20 canales simultáneos de TV o de 20.000 comunicaciones telefónicas.

Los Maser de infrarrojo pueden fabricarse con tal potencia que basten para excitar selectivamente vibraciones particulares de una molécula y quizá influir así el curso de una determinada reacción química.

La R.C.A. ha ensayado un Laser excitado por luz solar que da una potente salida en IR y que funciona en un baño de nitrógeno líquido, en principio apto para ser utilizado a bordo de naves espaciales.

La G.T. and E.C. anuncia la construcción de un modulador laser de banda ancha que funciona con sólo una potencia de 10 W y que trabaja en una gran zona de frecuencias ( $3 \cdot 10^4 - 10^9$  Hz).

El radar se beneficiará mucho con los haces del Laser para obtener mayor precisión en el barrido. Se ha conseguido ya un radar de luz coherente ("colidar") usando un Maser de pulsos de rubí como transmisor y un fotomultiplicador como detector, con lo que ha alcanzado una considerable mejora. Por ejemplo, un Maser preamplificador, otro oscilador local y un mezclador fotoeléctrico ("superheterodino luminoso") ya es posible construirlo.

Recientemente una compañía constructora ha anunciado los ensayos con un nuevo Laser de líquidos orgánicos (nitrobenceno y derivados) basado en un fenómeno que todavía no se había utilizado: la *difusión Ra-*

*man estimulada*. Es conocido que en el efecto Raman ordinario, la luz interacciona con las propias moléculas del medio difusor y que, de esta denominada difusión con cambio de frecuencia, resulta un haz luminoso de longitud de onda y de energía diferentes a las del de entrada, habiéndose invertido esta diferencia de energía en excitar ciertas vibraciones en la molécula difusora. Con este dispositivo se espera conseguir haces laser de frecuencia previamente determinada.

También parece ser de gran porvenir el estudio de las propiedades de estos flujos de fotones degenerados, así como de la enorme intensidad del campo eléctrico de los haces laser, del que se han observado ya efectos especiales en la producción de ondas elásticas hipersónicas en los medios cristalinos que pueden dar interesantes informes acerca de su estructura.

## La Matemática y su evolución-Matemática Moderna - Matemática Comercial

CUADERNOS DIDACTICOS.—MONOGRAFIAS DEL C. O. D.

Contiene los siguientes estudios:

- J. GARCIA RUA: *La Matemática: importancia de su estudio y evolución de su didáctica.*
- A. RODRIGUEZ LABAJO: *La Matemática en el Bachillerato. Evolución en el lapso 1903-1963.*
- JUAN CASULLERAS: *La Matemática Moderna en el Bachillerato.*
- L. FERNANDEZ PENEDO: *La Matemática Comercial en el Bachillerato*

Ptas. 20,—

Ediciones de la REVISTA "ENSEÑANZA MEDIA"

Atocha, 81, 2.º

MADRID (12)