

HOLOGRAFIA CON LASER: EL EFECTO LASER (I)

Por MANUEL ELICES CALAFAT

Dr. Ing. de Caminos. Lic. en Físicas.

Laboratorio Central del Centro de Estudios y Experimentación de O. P.

La holografía ha podido desarrollarse gracias al laser. En este primer artículo se comenta en qué consiste el efecto laser. Primero se justifica su importancia (brillo y coherencia). Después se expone el fundamento (inversión de la población y emisión estimulada). A continuación se describen las partes fundamentales de un laser y por último se indican algunas aplicaciones en interferometría, telemetría, espectroscopia y comunicaciones. En un segundo artículo se analiza el fundamento de la holografía, las propiedades de los hologramas y las aplicaciones de la holografía.

Introducción.

Hace unos diez años, el Laboratorio de Investigación Naval de Wáshington adquirió un extraño accesorio que colocó en el centro del reflector parabólico de su radiotelescopio. Era una caja con un equipo de microondas y un rubí, refrigerado por helio líquido. Con la ayuda de esta gema, mantenida a la temperatura de los espacios siderales, los astrónomos extendieron su radio de observación más allá de los límites tradicionales y avanzaron un paso más en el conocimiento del tamaño y la geometría del universo.

El rubí era parte de un "maser". Un nuevo aparato que amplifica con una extraordinaria sensibilidad ondas de radio muy cortas. Poco tiempo después se consiguió el mismo efecto, con longitudes de onda mucho más cortas (Maiman, 1960). Iluminando fuertemente un cristal de rubí, convenientemente tallado, se logró que emitiera intensos destellos de luz roja, prácticamente monocromática. A este maser, que funcionaba en la región del espectro visible, se le llamó "laser". Debido a las interesantes propiedades de los masers y lasers se ha producido, desde entonces, una intensa actividad investigadora. En 1963 ya existían más de medio millar de laboratorios especializados y se

habían conseguido lasers sólidos, líquidos y gaseosos. Esta actividad extraordinaria ha desbordado todas las previsiones de desarrollo y fabricación industrial. En 1967, el presupuesto americano destinado a las aplicaciones de la electrónica cuántica alcanzó la cifra de 200 millones de dólares.

Hace unos meses, un científico americano (Pribram, 1969), anunciaba que, experimentando con monos, había identificado determinadas áreas del cerebro que intervenían en el proceso de recordar ciertos hábitos y que la memoria podía estar almacenada en forma de figuras de interferencia análogas a los hologramas producidos con un laser. La holografía es una de las recientes y espectaculares aplicaciones de la luz producida por un laser. Desde que se obtuvieron los primeros hologramas se inició una activa investigación y su campo de aplicación se extiende desde la biología a la ingeniería.

La primera parte de este artículo está destinada a comentar el fenómeno básico del efecto laser. En una segunda parte analizaremos el fundamento de la holografía y sus aplicaciones a la ingeniería. La justificación del término LASER es la siguiente: es un acróstico de Light Amplification by Stimulated Emission of Radia-

tion. En la palabra maser, la m proviene de *Microwave* y el resto de las letras tienen el mismo significado. La única diferencia entre los dos términos estriba en que la emisión estimulada produce una amplificación de la radiación electromagnética en la zona visible del espectro, o en la zona de microondas. Para las regiones del infrarrojo y del ultravioleta también se habla de efecto laser y, en adelante, solamente usaremos este término como ya es costumbre.

Características del laser.

¿Por qué el laser es tan importante? ¿Cuál es la diferencia entre la luz producida por un laser

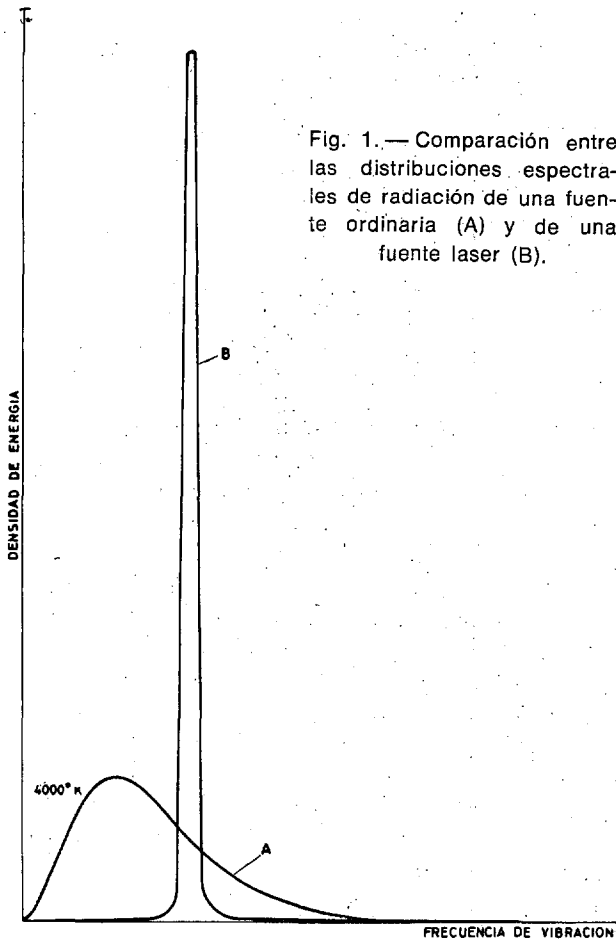


Fig. 1.— Comparación entre las distribuciones espectrales de radiación de una fuente ordinaria (A) y de una fuente laser (B).

y la luz normal? La singularidad del laser se debe a su gran coherencia y a su potente brillo.

Una de las limitaciones más importantes de las fuentes luminosas ordinarias frente a la luz producida por un laser es su falta de brillo (Energía por unidad de área). A una tempera-

tura dada, la máxima energía que puede emitir una fuente es la correspondiente a un emisor ideal, llamado cuerpo negro. Esta energía está dada por el área encerrada por la curva A de la figura 1, que representa la variación de la energía con la longitud de onda. Para justificar esta curva Max Planck tuvo que introducir, a principios de siglo, la revolucionaria idea de la cuantificación.

Para aclarar esta diferencia consideremos dos emisiones de radiación electromagnética; el Sol y un canal de TV. La superficie visible del Sol se comporta casi como un cuerpo negro, a la temperatura de 6 000 grados centígrados. La potencia total emitida por el Sol, en todo el intervalo de longitudes de onda, es alrededor de 7 kilovatios por centímetro cuadrado de su superficie y, hagamos lo que hagamos para recoger y concentrar la luz solar, no hay forma de conseguir mayor densidad de radiación. Si pudiéramos filtrar la energía solar correspondiente a una anchura de banda de 1 megaciclo/segundo en la región más favorable, cerca del verde, hallaríamos que cada centímetro cuadrado de la superficie solar produce solamente 0,00001 vatios, mientras que la potencia emitida por una emisora de televisión que tuviera la misma anchura de banda 1 megaciclo/segundo, podría superar los 10 000 vatios. La densidad de energía solar es muy pequeña si tenemos en cuenta la anchura del espectro (de 4 000 a 7 000 angstroms). Sólo por curiosidad comparémosla con la anchura de un canal de televisión (unos 4 megaciclos/segundo). Si se pudieran hacer emisiones televisadas a las frecuencias correspondientes a la luz visible, la banda luminosa podría albergar 80 millones de canales de televisión (sobre este punto volveremos al hablar de las posibles aplicaciones del laser).

Las fuentes normales de luz se comportan como el Sol, como toda la materia a temperaturas elevadas. Los átomos pasan a estados excitados absorbiendo energía, a continuación regresan al estado fundamental devolviendo energía en forma de radiación electromagnética de una longitud de onda que, en nuestro caso, cae dentro de la banda visible. Este proceso de absorción y emisión espontánea es caótico, completamente al azar, por este motivo estas fuentes luminosas se comportan como generadores de ruido que desparraman su energía sobre una amplia banda de frecuencias.

Todo lo contrario sucede con la radiación electromagnética emitida por una emisora de radio, televisión o radar. El oscilador electrónico concentra toda su potencia en una estrecha banda de frecuencias. Por este motivo, desde hace tiempo, se intentó obtener osciladores electrónicos para longitudes de onda cada vez más cortas, pero las dificultades con que se tropezaba para descender de las ondas milimétricas eran insalvables. Para alcanzar las ondas visibles, tres órdenes de magnitud por debajo, era preciso un enfoque radicalmente distinto. Hubo que recurrir a los osciladores que nos brindaba la naturaleza; átomos y moléculas. Así nació el laser.

La forma precisa de resaltar la diferencia entre las ondas producidas por un oscilador de radio y las ondas luminosas de una fuente normal se consigue utilizando el concepto de coherencia (Born y Wolf, cap. X). Como la perturbación electromagnética es una función del espacio y del tiempo conviene distinguir entre coherencia espacial y coherencia temporal, cuyo significado se ilustra esquemáticamente en la figura 2. El frente de onda de una fuente sin coherencia espacial varía de un punto a otro y cambia en cada instante. Se parece a los frentes de onda que obtendríamos arrojando puñados de piedras en un estanque. Por el contrario si vamos arrojando, una a una, las piedras en el mismo punto conseguiríamos un frente de onda circular coherente. El concepto de coherencia temporal está ligado al de monocromaticidad. Imaginemos una onda de tipo sinusoidal como la de la figura 3. Para que la diferencia de fase entre dos puntos análogos sea siempre la misma, en cualquier instante, es preciso que esté pasando siempre el mismo perfil de onda, lo cual implica un tren de ondas de longitud infinita. Físicamente equivaldría al caso ideal de una onda puramente monocromática. Las ondas reales son como las de la figura, con un principio y un fin. Matemáticamente podemos representar esta onda en forma de una integral de Fourier, es decir, como una suma de infinitas ondas puramente monocromáticas. Físicamente equivale a decir que no podemos producir una radiación de un solo color, que todas las radiaciones son policromáticas, y que se acercarán tanto más a la monocromaticidad cuanto mayor sea la longitud del tren de ondas. Si la duración del tren es Δt , la "anchura efectiva" de su espectro de fre-

cuencia, $\Delta \nu$, será proporcional a $1/\Delta t$. Si la velocidad de propagación de las ondas es c podemos escribir: $\Delta l = c \Delta t \approx c/\Delta \nu$. Se llama longitud de coherencia a Δl y tiempo de coherencia a Δt .

Todos los estudios de interferencia de ondas

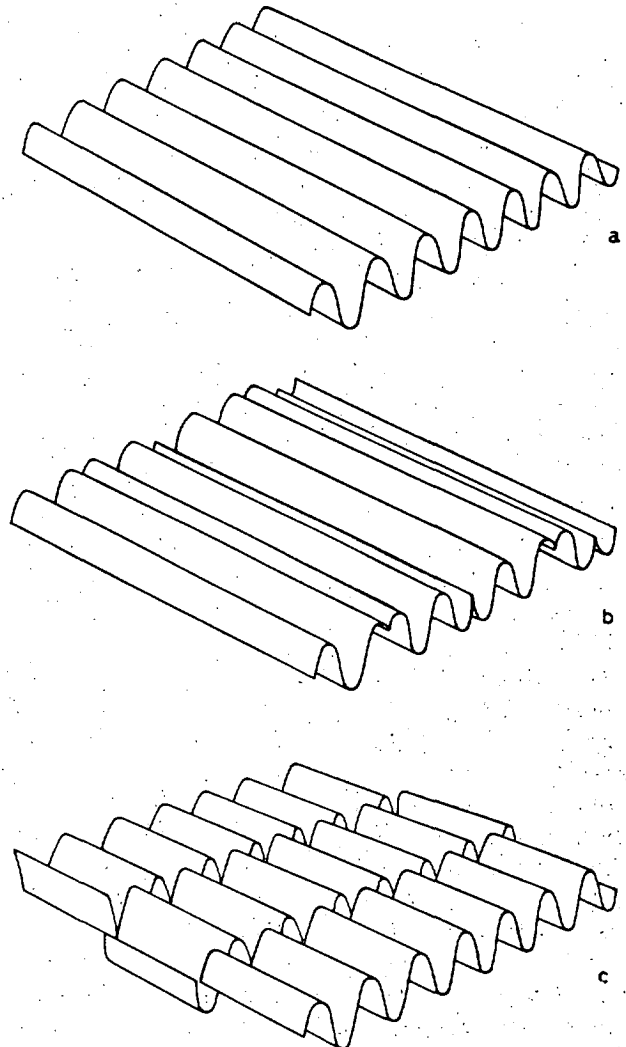


Fig. 2. — a) Coherencia espacial y temporal. b) Coherencia espacial. c) Coherencia temporal.

están basados en estos conceptos de coherencia. Para poder observar interferencias entre haces casi monocromáticos, la diferencia de caminos luminosos debe ser pequeña comparada con la longitud de coherencia. Cuando la luz es producida por un laser, la longitud de coherencia suele ser superior en varios órdenes de magnitud, a la de las mayores fuentes monocromáticas convencionales, esta es la

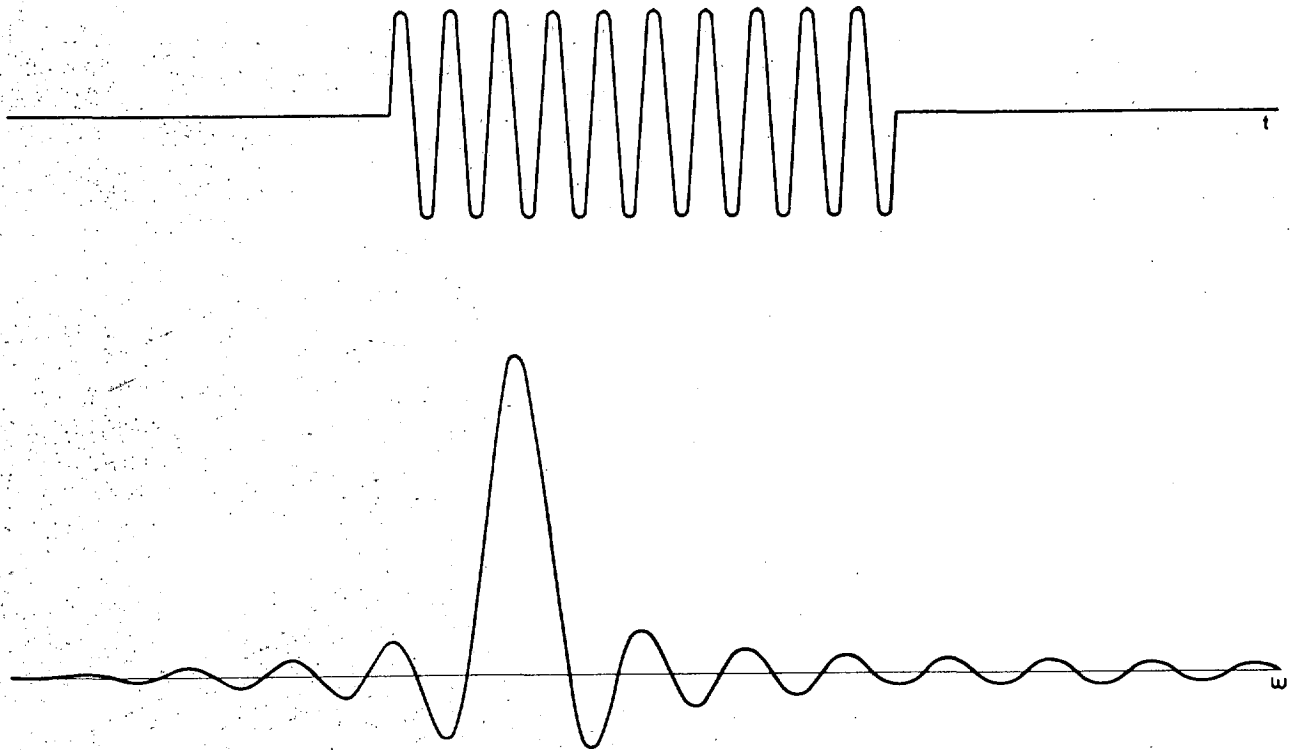


Fig. 3. — Tren de ondas y su espectro de frecuencias. A medida que aumenta la duración del tren se estrecha el espectro de frecuencias.

enorme ayuda que ha prestado el laser a la interferometría. Esta propiedad se nota simplemente al iluminar una superficie con los dos tipos de luz. La superficie iluminada con luz procedente de un laser parece granulosa y rutilante. Ello es debido a que las ondas, al reflejarse en la superficie, interfieren entre sí produciendo puntos brillantes en aquellos sitios donde la interferencia es constructiva y puntos más oscuros donde la interferencia es destructiva. Como la figura de interferencia depende del ángulo de vista, un pequeño movimiento basta para desplazar los puntos brillantes y la superficie parece rutilar. La luz normal no produce una figura de difracción observable, porque la interferencia es caótica debido a la falta de coherencia.

Fundamento del laser.

¿Qué es el efecto laser? ¿Cuál es la causa de que la luz emitida por un laser tenga esta gran coherencia e intensidad? Este efecto se consigue controlando el tráfico de los átomos que se excitan y desexcitan caóticamente, mediante la emisión estimulada.

Veamos, en primer lugar, cuáles son los mecanismos de absorción y emisión de energía. El siguiente experimento de física elemental es muy conocido: cuando la luz producida por una lámpara de sodio atraviesa un recipiente que contiene vapor de este metal el haz es absorbido totalmente, si al mismo tiempo un haz de luz de distinta frecuencia (es decir, de distinto color) procedente de otra fuente atraviesa el recipiente anterior, la intensidad del haz no se debilita en absoluto. Si este fenómeno pudiera explicarse "clásicamente" no existiría el efecto laser (ni siquiera existirían los átomos, ya que los electrones clásicos acabarían por caer dentro del núcleo). Según las hipótesis de la mecánica cuántica, los átomos y las moléculas permanecen la mayor parte del tiempo en estado estable sin radiar energía. La energía radiante puede considerarse: como ondas o como un conjunto de partículas, llamadas fotones, según el punto de vista adoptado. La frecuencia ν de la onda es una medida de la energía de los fotones. Se emite un fotón cuando un átomo cae desde un estado energético a otro de energía más baja y la energía del fotón es exactamente igual a la diferencia

de energía entre los dos estados. Por el contrario, un átomo pasa desde un estado energético a otro más alto cuando absorbe un fotón de la frecuencia adecuada. Por consiguiente, al pasar la radiación a través de un conjunto de átomos pueden suceder tres cosas. Si la energía de los fotones no es igual a la diferencia entre un par de niveles energéticos de los átomos, no existiría interacción. Si la energía coincide y el fotón choca con un átomo que está en el nivel energético más bajo, la radiación se absorberá y el átomo quedará "excitado" en el nivel más alto. Si el fotón choca contra un átomo que ya está en el nivel más alto, provocará el proceso contrario y el átomo se desexcitará emitiendo un fotón igual al incidente. Es decir, ha entrado un fotón y han salido dos.

En un conjunto de átomos siempre existe tráfico entre los estados altos y bajos. Los átomos están dando saltos, arriba y abajo, entre sus estados energéticos, impulsados por la energía recibida en colisiones al azar y cayen-

do debido a su tendencia natural por los estados de energía más bajos. En condiciones ordinarias los estados más bajos están más densamente poblados que los más altos. Por esta razón, cuando incide radiación de la frecuencia adecuada, se absorben más fotones que se crean y el haz se debilita. Pero supongamos que existiera algún medio para cambiar la población en los niveles energéticos de forma que hubiera más átomos en el nivel más alto. En este caso, un haz de fotones de la frecuencia adecuada produciría más saltos hacia abajo que hacia arriba, el efecto neto sería que saldrían más fotones de los que habían entrado. En otras palabras, la radiación incidente se habría amplificado. Este es el secreto del laser.

Acabamos de indicar una de las condiciones necesarias para la obtención del efecto laser: la inversión de la población de los niveles energéticos. Hace unos veinte años F. Bitter, A. Kastler y J. Brossel (Kastler, 1950; Bitter, 1949), idearon un proceso para obtener la inversión de la población, que Kastler llamó "bombeo óptico".

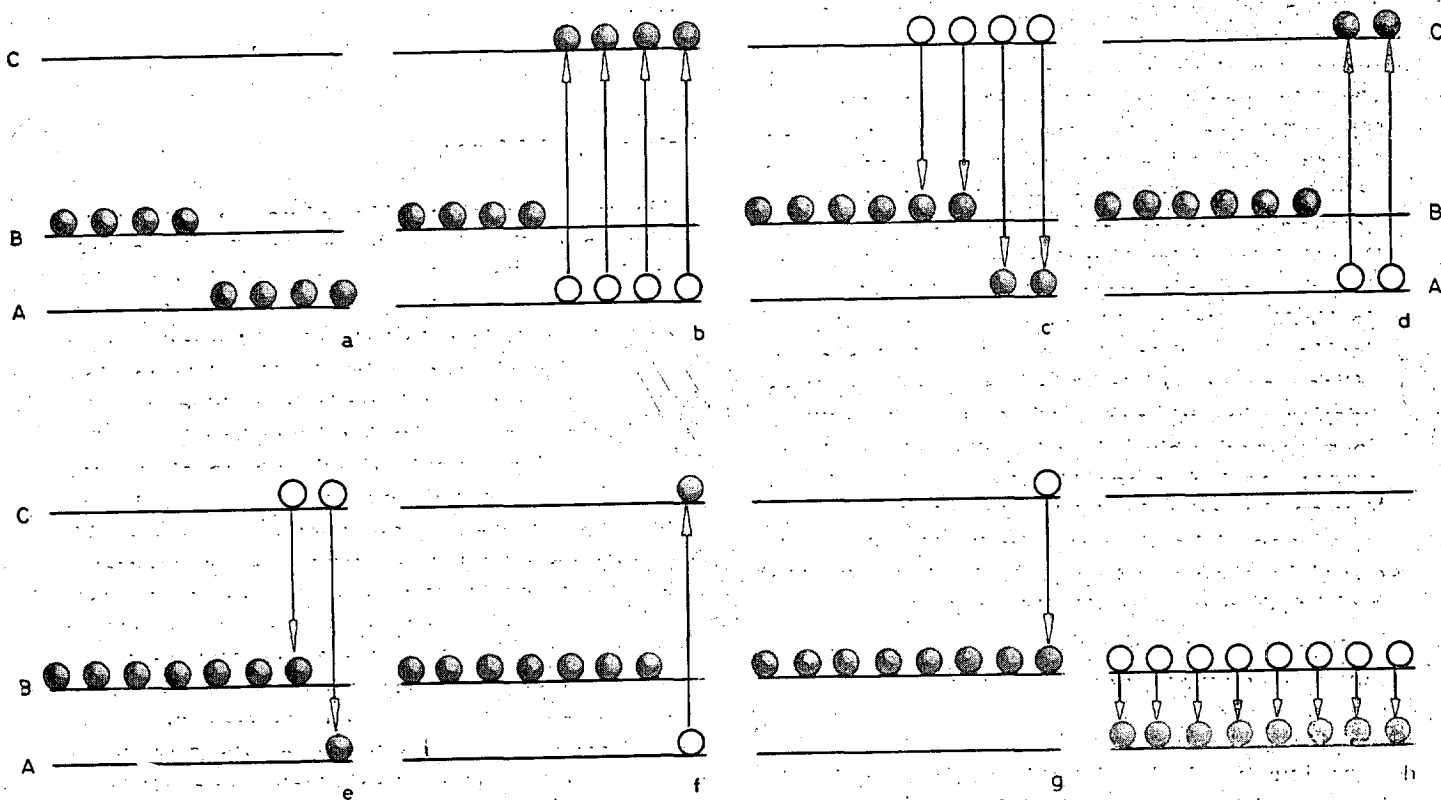


Fig. 4. — Inversión de la población mediante bombeo óptico (a, b, c, d, e, f, g). Estimulación de la radiación (h).

Para aclarar este principio consideremos un átomo simplificado con sólo tres niveles energéticos que llamaremos A, B y C. (Véase la fig. 4). Los niveles A y B son muy profundos. Supondremos que en el instante inicial los átomos están repartidos igualmente entre los dos (figura 4-a). El nivel C es mucho más alto. Las transiciones A-C y B-C corresponden a la parte óptica del espectro. Supongamos que irradiamos estos átomos con un haz de luz, en el que previamente hemos eliminado la línea espectral B-C. Este haz contendrá fotones que pueden excitar a los átomos en el nivel A, pero no a los del B. Los átomos de A al absorber energía pasan a C (fig. 4-b). En este estado permanecen poco tiempo (unos 10^{-7} segundos). Después caen a los niveles A ó B; radiando energía (fig. 4-c). El reparto entre los niveles A y B depende de la estructura de los átomos, pero lo importante es que algunos irán a parar a B. Cuando esto sucede, éstos no pueden excitarse de nuevo. Los que caen en A pueden excitarse nuevamente con el haz de luz (fig. 4-d) y todo el proceso descrito vuelve a repetirse. Al cabo de un tiempo suficientemente largo, todos los átomos están en el nivel B, habiendo conseguido invertir la población (fig. 4-e, f, g). El proceso real no es tan sencillo, al producirse simultáneamente transiciones $B \rightarrow A$, debido a las colisiones de los átomos entre sí, o con las paredes del recipiente. Este problema se soluciona consiguiendo que la velocidad de bombeo sea mayor que la de las transiciones $B \rightarrow A$, introduciendo un gas que hace de amortiguador, como veremos al describir el laser de He-Ne. Otro problema que surge es la variación de la distancia entre los niveles energéticos en presencia de un campo magnético exterior. Sin embargo, este efecto se ha utilizado para poder sintonizar los dispositivos laser y para construir magnetómetros muy sensibles. Hoy en día, además del bombeo óptico descrito, se usa el bombeo por excitación electrónica, el bombeo por transferencia de excitación y el bombeo químico (Broida, 1965).

Cuando ya hemos conseguido "activar" el medio, el segundo paso para producir el efecto laser consiste en estimular la radiación. La emisión estimulada es en cierto modo el proceso inverso de la absorción (Einstein, 1917). Durante el tiempo en que el átomo está excitado se le puede estimular para que emita un fotón, si se le golpea con otro fotón que posea

precisamente la energía correspondiente a la diferencia entre los niveles A y B. De esta forma, en vez de que la emisión sea espontánea y al azar, podemos conseguir que la emisión se produzca en el instante deseado y por todos los átomos excitados a la vez (fig. 4-h). Cuando la frecuencia correspondiente a la transición $B \rightarrow A$ corresponde a la zona de microondas, hemos conseguido un maser. Cuando la frecuencia es más elevada y cae dentro del espectro visible, el efecto se llama laser. Esta emisión es muy monocromática porque la emisión estimulada es un proceso resonante y se verifica con más intensidad en el centro de la banda de frecuencias que pueden emitirse durante la radiación espontánea. Estas frecuencias privilegiadas provocarán, a su vez, otra emisión estimulada a la misma frecuencia, de forma que la onda que se va construyendo dentro del laser contendrá solamente una estrecha banda de frecuencias (Statz y de Mars, 1960). Este fenómeno cooperativo de radiación es el responsable de la gran potencia del haz luminoso, al conseguir que se desencadene simultáneamente toda la emisión en vez de esperar a que se produzcan emisiones espontáneas e independientes.

Estructura del laser.

Veamos a continuación cómo es un laser. Podemos distinguir cuatro partes fundamentales: a) El medio activo, con un estado energético alto al cual podamos bombear los átomos y con otro estado más bajo al cual puedan regresar emitiendo radiación. b) Un sistema de bombeo, para poder invertir la población. c) Un sistema para estimular la radiación y d) Una cavidad resonante donde se construye y perfecciona el tren de ondas.

El primer laser que funcionó se construyó a partir de un cristal de rubí (Maiman, 1960; Nelson y Boyle 1962). Esta gema es un óxido de aluminio (Al_2O_3) donde una pequeña porción (del 0,01 al 0,05 %) de los iones Al^{3+} se han sustituido por iones Cr^{3+} . Tanto los átomos de aluminio como de oxígeno desempeñan un papel inerte, solamente los iones de Cr^{3+} forman el medio activo. Los niveles energéticos para el ion cromo y las transiciones que se producen durante el funcionamiento se indican en la figura 5-a. El cristal de rubí se corta

en forma de un cilindro de 4 cm. de largo y medio centímetro cuadrado de sección. Las bases se transforman, mediante un plateado, en dos espejos, uno de los cuales es semi-transparente para permitir que salga el haz luminoso. Un potente flash electrónico se enrolla alrededor de la varilla de rubí para proporcionar una intensa fuente para el bombeo óptico. Los iones de cromo pueden absorber radiación en una ancha banda, desde el ultravioleta al verde amarillento. Gracias a esta posibilidad, los iones de cromo pasan desde el estado fundamental A al estado excitado C (fig. 5-b). La vuelta al estado fundamental se hace en dos etapas. En la primera caída los átomos van al estado metastable B, muy próximo al C, parte de esta energía se cede a la red cristalina y no se emite luz (fig. 5-c). Durante la segunda caída, el ion emite fotones de color rojo, con una longitud de onda de 6 943 angstroms (en realidad, el estado B es un doblete y se producen las dos transiciones indicadas en la figura 5-d, la $R_1 = 6\,943 \text{ \AA}$ y la $R_2 = 6\,929 \text{ \AA}$). La transi-

ción al estado metastable es casi instantánea, pero la segunda transición tarda unas cuantas milésimas de segundo. Este retraso es fundamental para conseguir el efecto laser, puesto que nos da tiempo para estimular la radiación. Como el fotón estimulante puede ser absorbido en vez de estimular la radiación, es preciso, para que exista efecto laser, que la población del estado B sea muy superior a la del A. Si esto se ha conseguido, los primeros fotones rojos producidos por emisión espontánea constituyen el sistema estimulador de la radiación y a continuación se producirá una cascada de fotones emitidos casi al unísono. La inversión de la población se consigue con un flash suficientemente intenso. Debido a que las bases del rubí actúan como espejos, los fotones producidos se reflejarán hacia adelante y hacia atrás. Una onda que se inicie cerca de un espejo y viaje a lo largo del eje del sistema irá creciendo, debido a la emisión estimulada, hasta que alcance el otro espejo. Allí se reflejará nuevamente hacia el medio activo, y continua-

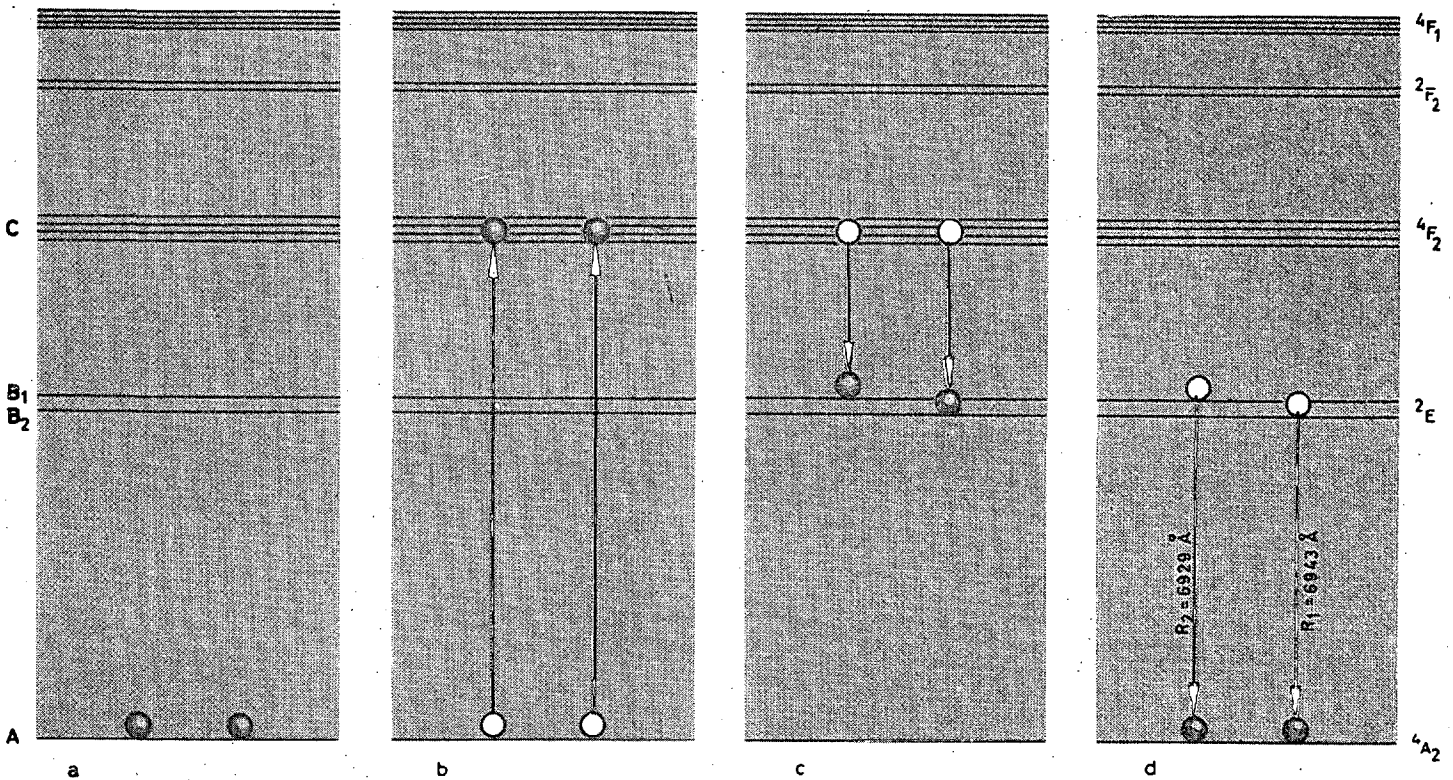


Fig. 5. — a) Diagrama de los niveles energéticos para un laser de rubí. b) Bombeo. c) Transición al estado inestable. d) Emisión luminosa.

rá creciendo. Si la ganancia en cada uno de estos viajes es superior a la pérdidas por reflexión de los espejos, podrá formarse una onda estacionaria. Si uno de los espejos es semi-transparente, parte de la onda puede escaparse y de esta forma hemos conseguido un rayo laser. Es fácil imaginar que este rayo estará formado por un tren de ondas largo y que además se dispersará poco en el espacio porque solamente se emiten aquellas ondas que han dado muchísimas pasadas sin apenas desviarse del eje del laser. También será potente, porque estimular la radiación es forzar a los átomos excitados a radiar mucho antes de lo que la harían espontáneamente.

El laser de tipo gaseoso, como el de helio-neón (modelo adquirido por la Escuela de Ingenieros de Caminos, para que los alumnos de primer curso realicen prácticas de Física), tiene un funcionamiento algo distinto (Javan, 1961), véase figura 6. Al principio los átomos de helio y de neón están en el estado fundamental (fi-

gura 6-a), y encerrados en un tubo de cristal donde puede producirse una descarga eléctrica que acelera electrones. Al chocar estos electrones con los átomos de helio los bombean a un nivel más alto (fig. 6-b). Al chocar los átomos de helio con los de neón, el helio cede su energía al neón que pasa a uno de los cuatro niveles energéticos accesibles (fig. 6-c). Cuando es estimulado por un fotón exterior, el neón aporta un nuevo fotón al haz del laser y cae en uno de los 10 niveles inferiores (fig. 6-d). La vuelta del neón a su estado fundamental se producen en dos etapas. Como en el laser de rubí, el haz se va construyendo y haciéndose coherente mediante sucesivas reflexiones entre los espejos. En la figura 7 se ve la cavidad resonante del laser de helio-neón, al que nos hemos referido anteriormente y en la figura 8 se muestra el aspecto extremo de laser y de la unidad de potencia auxiliar para excitar los átomos de Ne. En este tipo de laser la separación entre los espejos es de 37 cm., lo cual

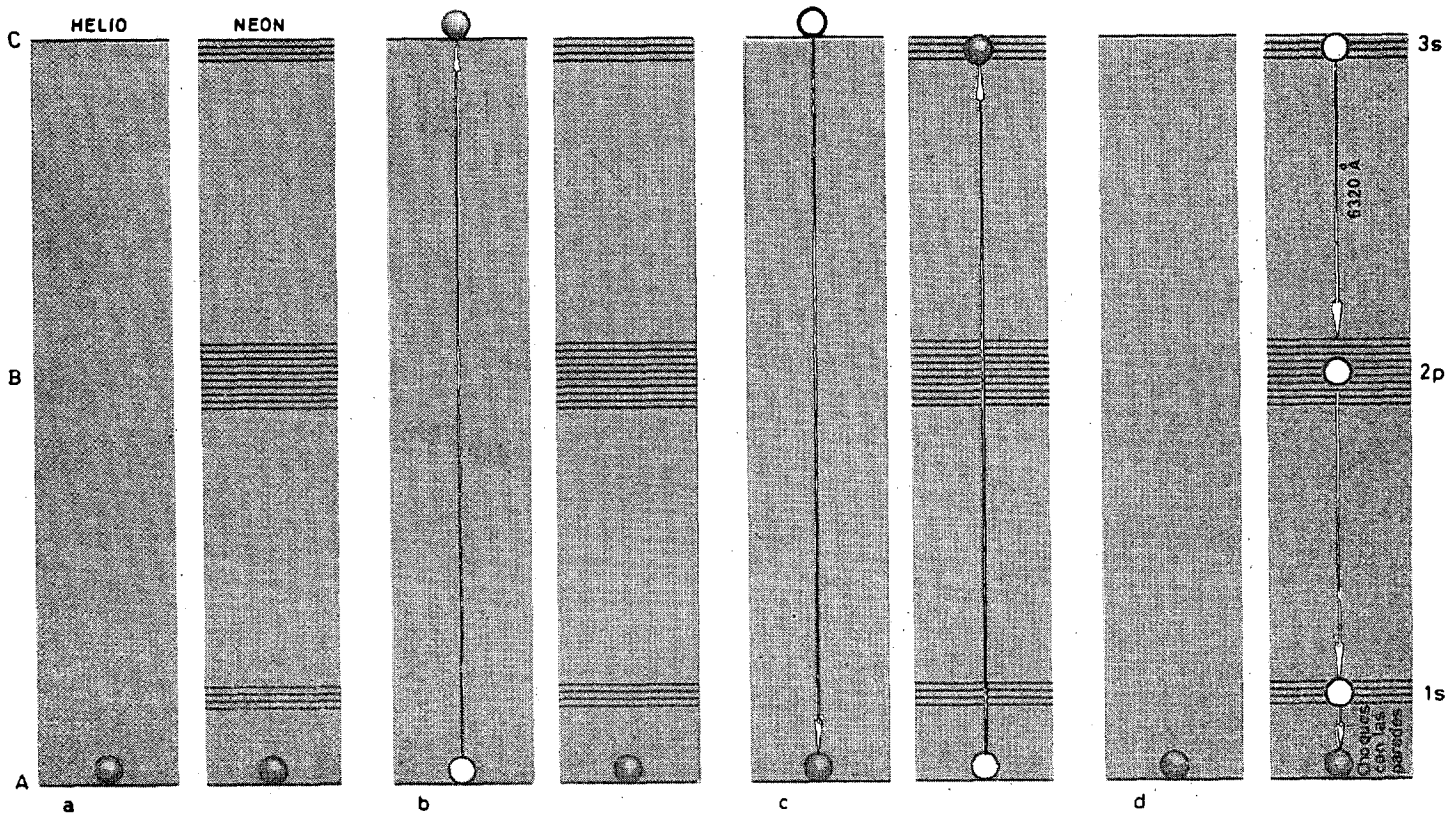


Fig. 6.— Diagrama de los niveles energéticos para un laser de helio-neón. a) Estado fundamental. b) Excitación del He por choque con los electrones. c) Excitación del Ne (bombeo) por choque con el He. d) Emisión.

significa que un paseo entre los dos espejos requiere un millón de longitudes de onda, esto implica que una variación en la frecuencia de una parte por millón es suficiente para que el laser cambie de un modo de resonancia a otro. Por este motivo un laser debe ser muy monocromático, la anchura efectiva de su banda de

do en los próximos años. De momento, estos materiales se pueden clasificar en seis grandes grupos: lasers de estado sólido, lasers gaseosos, lasers líquidos, lasers formados por la unión de dos semiconductores, lasers químicos y lasers que se apoyan en la formación de quelatos. De los dos primeros grupos hemos dado

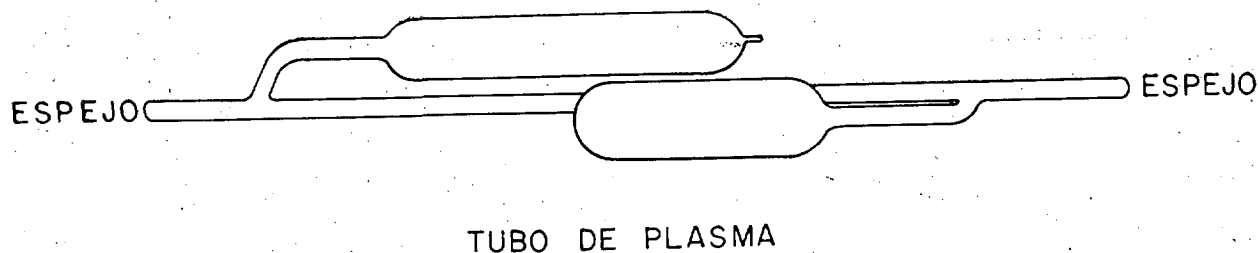
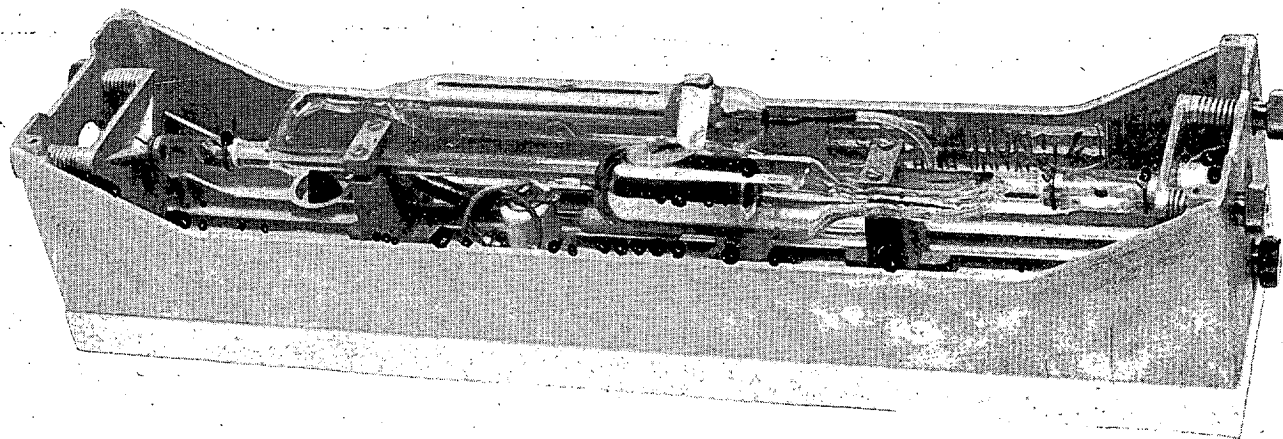


Fig. 7. —Aspecto interior del laser del He-Ne. El tubo de vidrio, con los espejos en sus extremos, forma la cavidad resonante.

frecuencias debe ser menor que 1 megaciclo/segundo, lo que permite variaciones menores de una parte por millón. La mejor luz monocromática convencional tiene una anchura de banda de unos 1 000 megaciclos/segundo, lo que impide su uso en una cavidad resonante. En un laser normal pueden producirse varios modos y si no se toman precauciones especiales el laser puede oscilar en varios de ellos simultáneamente, fenómeno que debe evitarse para cierto tipo de experimentos.

Desde julio de 1960, en que funcionó el primer laser de rubí, se han desarrollado diversos tipos de laser. El número de materiales a partir de los cuales se pueden obtener efectos laser es muy grande y es de esperar que irá crecien-

una breve introducción; los detalles del funcionamiento de estos lasers pueden verse en (Hall, 1962; Lempicki, 1963; Lempicki, 1966; Nathan 1966; Sorokin, 1967).

Por último, antes de acabar esta descripción superficial, vale la pena señalar cuáles son los últimos refinamientos que se están introduciendo. En primer lugar se está haciendo un gran esfuerzo para desarrollar lasers sintonizables (Soffer, 1967; Kirsanov, 1967) (ya hemos apuntado una posibilidad de sintonizar, variando el campo magnético). El fruto de este esfuerzo será la construcción de osciladores y amplificadores paramétricos que trabajarán en la banda óptica. Otra tendencia va dirigida hacia la construcción de impulsos brevísimos, del or-

den de 10^{-12} segundos (Didomenico, 1966; Demario, 1967; Glenn, 1967; Carman, 1967; McKnight, 1969). Estos trenes de ondas contienen todavía más de un centenar de longitudes de onda. Por este procedimiento se han conseguido enormes potencias; Nikolai G. Basov ha conseguido llegar a los 10^{+13} vatios/cm.³. Estos impulsos son tan potentes que puedan llegar al núcleo de un átomo y liberar neutrones. De-

aplicación de la luz coherente, antes del advenimiento del laser, era en interferometría. Para obtener una figura de interferencia aceptable es preciso que exista suficiente correlación entre las fases de los dos haces. Esta correlación disminuye a medida que aumenta la diferencia entre los dos caminos ópticos y aumenta con la monocromaticidad de la fuente. Las lámparas de mercurio exigían que la dife-

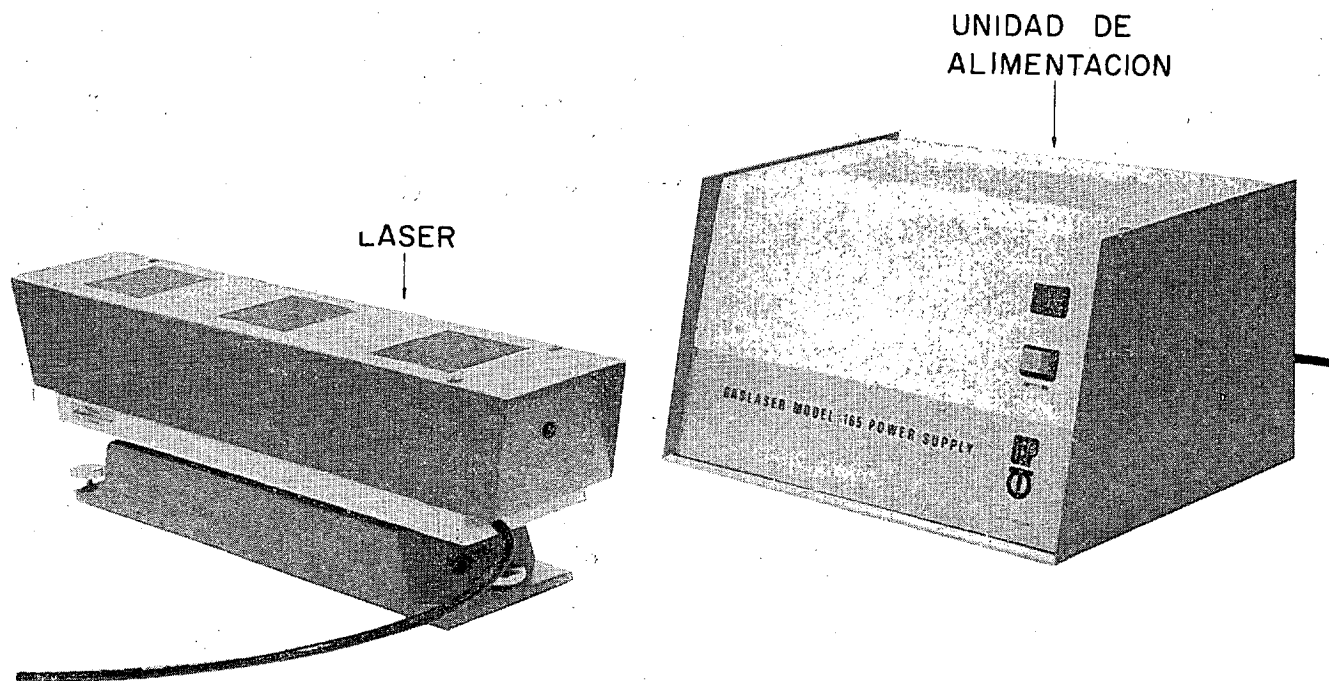


Fig. 8. — Aspecto exterior del laser de He-Ne y de la unidad de potencia. (Equipo adquirido por la Escuela de Ingenieros de Caminos para el Laboratorio de Física).

bido a su corta duración son una herramienta ideal para estudiar fenómenos transitorios en átomos y moléculas.

Aplicaciones del laser.

Los lasers son fuentes singulares de radiación electromagnética por su gran coherencia (direccionalidad y monocromaticidad) y por su intenso brillo. Estas cualidades, son muy prometedoras y ofrecen una gran variedad de aplicaciones que van desde las comunicaciones espaciales hasta el pequeño mundo de los átomos.

En primer lugar, consideremos aquellas aplicaciones que aprovechan fundamentalmente la coherencia espacial y temporal. La principal

rencia de caminos fuera menor de un milímetro. Las lámparas de baja presión pueden tolerar una diferencia de decímetros. La luz procedente de un laser permite muchos kilómetros. Sólo por este motivo, dispositivos que únicamente podían usarse en condiciones muy favorables hoy son de gran utilidad. Al liberarse, con el laser, de la necesidad de compensar los caminos ópticos se han hecho posibles las medidas interferométricas a grandes distancias. Hoy se pueden medir, por este procedimiento, deformaciones en presas, desplazamientos de fallas geológicas o vibraciones de estructuras (Nish, 1964; Powel, 1965; Burch, 1966; Archbold, 1967; Shajenko, 1968). Una de las primeras aplicaciones del interferómetro con luz de laser fue repetir el famoso experimento de Mi-

chelson Morley, en 1881, que era capaz de detectar una variación en la velocidad de la luz de 150 mm./seg. Con los más refinados interferómetros laser, que pueden medir una diferencia de velocidades de la luz de 0,03 mm./seg., tampoco se ha detectado cambio alguno (Jaseja, 1964).

Existen una gran cantidad de aplicaciones basadas principalmente en el brillo. Es posible concentrar, mediante lentes, un haz de luz producido por un laser en una región de una micra de diámetro. Por este procedimiento pueden alcanzarse, a partir de un laser pulsante de rubí, densidades de potencia del orden de 10^{12} a 10^{14} watios/cm.³. Para conseguir estas potencias haría falta un cuerpo negro a la temperatura de 100 000° C. La gran densidad de potencia hace del laser una herramienta muy útil en metalurgia para perforar metales de alto punto de fusión; como el tungsteno, molibdeno y aleaciones especiales usadas en los cohetes (Bruma, 1964; Rauscher, 1968). También se usa para vaporizar pequeñas áreas de la superficie de un metal para su examen espectroscópico. Esta técnica tiene la ventaja de que, prácticamente, es un ensayo no destructivo porque la zona afectada es casi inapreciable. Reduciendo la intensidad, el laser se puede utilizar para soldar (Guenot, 1967). Este instrumento tiene grandes ventajas en microelectrónica debido al pequeño tamaño de la imagen, a la falta de contaminación de los materiales y porque las pérdidas de calor en los alrededores son despreciables. El potente brillo y la escasa divergencia del haz lo hacen muy útil en nivelaciones de precisión y en telemetría (Kokurin, 1966; Moreau, 1968).

Por último vamos a mencionar algunas aplicaciones que requieren brillo y coherencia. Uno de los resultados más fructíferos ha sido en el campo de la espectroscopia, ya que las fuentes usadas adolecen de falta de intensidad y tenían poca coherencia. El laser ha hecho posible el estudio de un tipo especial de dispersión de la luz, producida por vibraciones de la red cristalina, llamada dispersión de Brillouin (efecto sugerido en 1915, pero de muy difícil observación) (Brillouin, 1933; Benedek, 1965) y también hacer espectroscopia Raman (otro efecto descubierto en 1928 y difícil de observar) (Raman, 1928). Hoy en día se obtiene una gran resolución en este tipo de espectros que son capaces de reconocer los menores detalles

de la luz dispersada por las rotaciones de las moléculas, por ondas de spin e incluso por los electrones. Estos datos son de gran interés para el conocimiento de la estructura de la materia (Bloembergen, 1965; Fleury, 1967; Schawlow, 1968).

Desde hace medio siglo, el sueño de los ingenieros de telecomunicación era disponer de un aparato que generara ondas luminosas con tanta precisión y eficacia como las ondas de radio que eran capaces de producir sus aparatos. Hace unos diez años se dio el primer paso al construir el maser de rubí. No sólo era capaz de oscilar, sino que podía amplificar, prácticamente sin ruido de fondo. Por consiguiente podía detectar señales muchísimo más débiles que cualquier otro amplificador y de ahí su utilidad en un radiotelescopio. Poco después se construyeron osciladores que trabajaban en la zona visible. Ya hemos comentado que dentro de esta banda cabrían 80 millones de canales de televisión con una anchura de banda de 4 Mc/s. La enorme frecuencia de la onda portadora permitiría usar bandas más anchas, aumentando muchísimo la capacidad de transmitir información sin peligro de que pudieran interferir los canales. Las antenas serían telescopios de gran abertura. De momento parece ser que las comunicaciones por laser han quedado relegadas al espacio exterior, debido a la turbulencia atmosférica, niebla, nieve y otros fenómenos que entorpecen la marcha de los rayos luminosos, a pesar de los intentos que se hacen para mandar esta información dentro de guías de ondas (Miller, 1966).

La holografía es otra aplicación. Por su novedad e importancia merece la pena dedicarle más espacio y a ella destinamos la segunda parte de este artículo.

REFERENCIAS CITADAS EN EL TEXTO

1. ARTICULOS DE INTRODUCCION

Burch, J. M.; Ennos, A. E., y Wilton, R. J. (1966): *Nature*, volumen 209, pág. 1015.

Herriot, D. R. (1963): "Applications of Laser Light". *Scientific American*, vol. 219, núm. 3, pág. 141.

Klein, A.: *Masers y Lasers*. Editorial Labor.

Leith, E. N., y Upatnieks, J. (1965): "Photography by Laser". *Scientific American*, vol. 212, núm. 6, pág. 24.

Maiman, T. H. (1960): "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature*, vol. 187, págs. 493-494.

- Meliá, T. P. (1967): *An introduction to Masers and Lasers*. Chapman & Hall.
- Miller, S. E. (1966): "Communication by Laser". *Scientific American*, vol. 214, núm. 1, pág. 19.
- Pribram, K. H. (1969): "The Neurophysiology of Remembering". *Scientific American*, vol. 220, núm. 1, pág. 73.
- Schawlow, A. L. (1968): "Laser Light". *Scientific American*, vol. 219, núm. 3, pág. 120.

2. ARTICULOS ESPECIALIZADOS

- Archbold, E.; Burch, J. M., y Ennos, A. E. (1967): *J. Sci. Instrum.*, vol. 44.
- Benedek, G., y Greytak, T. (1965): "Brillouin Scattering in Liquids". *Proceedings IEEE*, vol. 53, núm. 10, página 1623.
- Bitter, F. (1949): *Phys. Rev.*, vol. 76, pág. 833.
- Bloembergen, N. (1965): *Non Linear Optics*. W. A. Benjamin. New York.
- Born, M., y Wolf, E. (1965): *Principles of Optics*, 3.^a edición. Pergamon Press.
- Brillouin, L. (1933): *La Diffraction de la Lumière par des Ultrasons* (Paris, Hermann).
- Broida, H. P. (1965): "Inverted Population Distribution Produced by Chemical Reaction". *Applied Optics Supplement on Chemical Lasers*, págs 105-107.
- Bruma, M. (1964): "Usinage Photonique par Laser", C. R. 3^{ème} Conf. Internat. d'Electron Quant., ed. P. Grivet y N. Bloembergen, Dunod.
- Carman, R. L.; Hanus, J., y Weinberg, D. L. (1967): "A New, Widely and Continuously Tunable, High-Power Pulsed Laser Source". *Appl. Phys. Letters*, vol. 11, pág. 250.
- Demaria, A. J.; Stetser, D. A., y Glen, W. H., Jr. (1967): "Ultra Short Light Pulses". *Science*, vol. 156, páginas 1557-1567.
- Didoméñico, M.; Géusic, J. E.; Marcos, H. M., y Smith, R. G. (1966): "Generation of Ultrashort Light Pulses by Mode Locking the YAG:Nd. Laser". *Appl. Phys. Letters*, volumen 8, 180.
- Einstein, A. (1917): "Zur Quanten Theorie der Strahlung". *Phys. Zeit.*, vol. 18, págs. 121-128.
- Fleury, P. A.; Porto, S. P. S., y Loudon, R. (1967): "Two-Magnon Light Scattering in Antiferromagnetic MnF₂". *Physical Review Letters*, vol. 18, núm. 16, pág. 658.
- Glenn, W. H., y Brienza, M. J. (1967): "Time Evolucion of Picoseconds Light Pulses". *Appl. Phys. Letters*, vol. 10, páginas 221-224.
- Guenot, R.; Racinet, J., y Bousquet, A. (1967): "Applications des Lasers au Soudage et aux Techniques Connexes". *Revue Générale de l'Electricité*, vol. 76, páginas 1245-1254.
- Hall, R. N.; Fenner, G. E.; Kingsley, J. D.; Soltys, T. J., y Carlson, R. O. (1962): "Coherent Light Emission from Ga As Junction". *Phys. Rev. Letters*, vol. 9, pág. 366.
- Jaseja, T. S.; Javan, A.; Murray, J., y Townes, C. H. (1964): "Test of Special Relativity or of the Isotropy of Space by use of Infrared Masers". *Phys. Rev.*, vol. 133, A 1221-1225.
- Javan, A.; Bennett, W. R., Jr., y Herriot, D. R. (1961): "Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture". *Physical Review Letters*, vol. 6, págs. 106-110.
- Kastler, A. (1950): *J. Phys. Rad.*, vol. 11, 255.
- Kirsanov, B. P., y Selivanenko (1967): "On the Problem of Developing a Laser with Continuously Tunable Generation". *Optics and Spectrosc.*, vol. 23, pág. 242.
- Kokurin Yu, L.; Kurbasov, V. V.; Lobanov, V. F.; Mozhzherin, V. M.; Sukhanovskii, A. N., y Chernykh, N. S. (1966): "Measurement of the distance to the Moon by Optical Radar", *J.E.T.P. Letters*, 139-141.
- Lempicki, A., y Samelson H. (1963): "Optical Maser Action in Europium Benzoyl-Acetonate". *Phys. Letters*, vol. 4, páginas 133-135.
- Lempicki, A.; Samelson, H., y Brecher, C. (1965): "Laser Action in Rare Earth Chelates". *Appl. Optics Suppl. on Chemical Lasers*, 205-213.
- Lempicki, A., y Heller, A. (1966): "Characteristics of the Nd³⁺ - SeOCl₂ Liquid Laser". *Appl. Phys. Letters*, volumen 9, 108-110.
- McKnight, W. B. (1969): "Excitation Mechanisms in Pulsed CO₂ Lasers". *J. Appl. Phys.* vol. 40, pág. 2810.
- McNish, A. G. (1964): "Accurate Length Measurement of Meter Bar with He-Ne Laser". *Science*, vol. 146, páginas 1672-1673.
- Moreau, R. (1968): "Nouveaux Dispositifs de Trajectographie à Grande Portée". *L'Onde Electrique*, vol. 491.
- Nathan, M. I. (1966): "Semi Conductor Lasers". *Applied Optics*, vol. 5, págs. 1514-1528.
- Nelson, D. F., y Boyle, W. S. (1962): "A Continuously Operating Ruby Optical Maser". *Appl. Optics*, vol. 1; páginas.181-183.
- Powell, R. L., y Stetson, K. A. (1965): *J. Opt. Soc. Amer.*, volumen 55, pág. 1593.
- Raman, C. V. (1928): *Indian Journal of Physica*, vol. 2, página 387.
- Rauscher, G. (1968) *Revue Siemens*, vol. 1, págs. 17-21.
- Ros, D. (1969): *Laser Light Amplifiers and Oscillators*. Academic Press.
- Shajenko, P., y Johnson, C. D. (1968): "Stroboscopic Holographic Interferometry". *Appl. Phys. Letters*, vol. 13, página 44.
- Soffer, B. H.; McFarland, B. B. (1967): "Continuously Tunable Organic Dye Lasers". *Appl. Phys. Letters*, vol. 10, página 266.
- Sorokin, P. P.; Lankard, J. R.; Hammond, E. C., y Moruzzi, V. L. (1967): "Laser-Pumped Stimulated Emission from Organic Dyes: Experimental Studies and Analytical Comparisons", *IBM Journal*, págs. 130-148.
- Statz, H.; De Mars, G. (1960): "Transients and Oscillation Pulses in Masers". *Quantum Electronics*, 530-537, Columbia Univ. Press, New York.
- Witteaman, W. J. (1967): "High Output Powers and long Lifetimes of Sealed off CO₂ Lasers". *Appl. Phys. Letters*, volumen 11, págs. 337-338.