

Vida científica

COLABORACIONES EN FÍSICA

FUNDAMENTOS FÍSICOS DEL LÁSER

Desde que en 1960 surge el primer láser¹, este dispositivo ha suscitado un gran interés tanto en el mundo científico como entre el gran público. Esto ha sido y sigue siendo debido a que ha permitido un desarrollo espectacular de la Ciencia y la Tecnología modernas y a sus múltiples aplicaciones en campos muy diversos, como puede comprobarse en otras colaboraciones científicas en esta misma sección.

INTRODUCCIÓN

Un láser es un dispositivo que produce luz con unas características peculiares que lo diferencian de las fuentes convencionales (el Sol y las estrellas, las lámparas de incandescencia, los tubos fluorescentes,...). Con objeto de destacar estas características vamos a describir someramente los distintos tipos de espectros de emisión que producen las mencionadas fuentes. Para ello vamos a comparar sus correspondientes curvas de irradiancia espectral (Figura 1).

El espectro del Sol es continuo y puede ser interpretado con la teoría del cuerpo negro de Planck [1]. Lo mismo sucede con las lámparas de incandescencia, cuyas características espectrales son similares a las del Sol. En la Figura 1 hemos representado la curva de irradiancia espectral (energía por unidad de tiempo y de superficie para cada longitud de onda) que produce una lámpara de wolframio trabajando a 3000 K sobre un detector colocado a 50 cm de ella [2]. La luz se produce en este caso por desexcitación de los átomos del filamento que por efecto Joule se ha calentado hasta la incandescencia.

Las lámparas de descarga consisten en un tubo de cuarzo o de vidrio lleno de un gas a baja

presión (de unas décimas a unas milésimas de milímetros de mercurio), que se ioniza por la aplicación de un campo eléctrico. Se producen excitaciones de los átomos o moléculas del gas por colisión con los electrones acelerados por el campo eléctrico. La desexcitación de los átomos produce la emisión luminosa. Las más utilizadas son las lámparas de hidrógeno o de deuterio, las de vapor de mercurio y de sodio y los tubos fluorescentes. Todos ellos presentan un espectro constituido por líneas intensas en las zonas visible y ultravioleta del espectro electromagnético, de anchura espectral muy pequeña, superpuestas a un fondo continuo, que es más intenso cuanto mayor es la presión del gas en el interior del tubo. Este tipo de espectros se conocen como discretos.

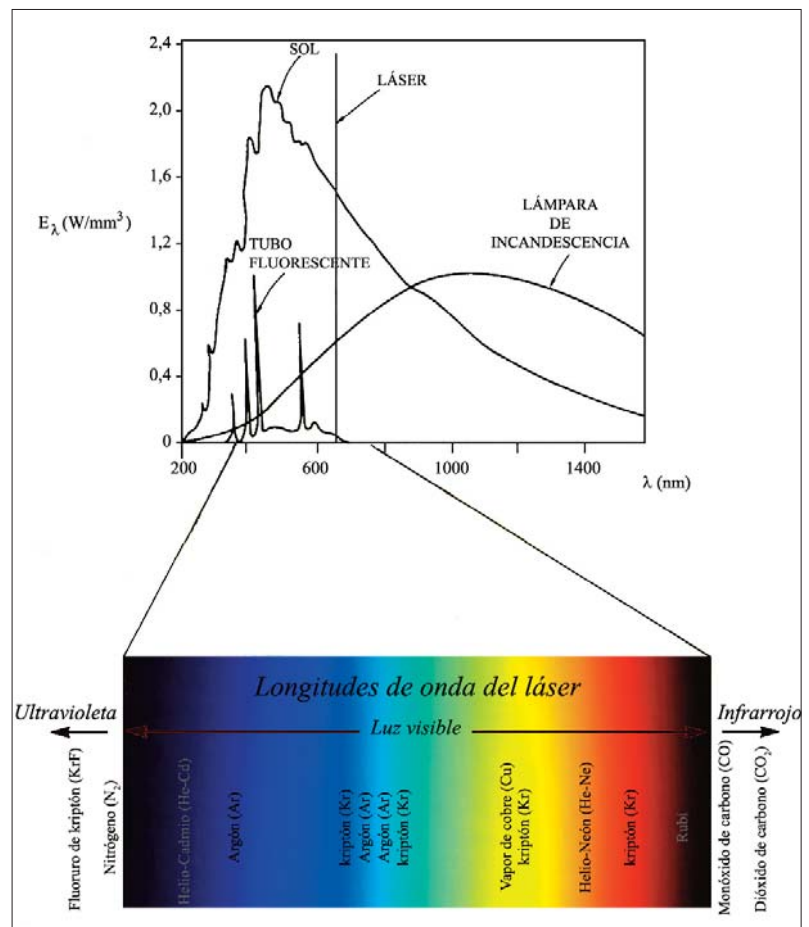


Figura 1. Espectros de emisión de diferentes fuentes luminosas.

¹Ver Efemérides: “1960, nace el láser de Rubí” en este mismo número de 100cias@uned.

La característica común de todas las fuentes mencionadas es su *incoherencia*. Uno de los mayores inconvenientes de la radiación incoherente es que no se puede modular y, por lo tanto, no es apta para la transmisión de información. Por el contrario, la emisión láser se caracteriza por su alto grado de coherencia espacial y temporal, lo que conlleva una direccionalidad muy elevada (es un rayo) y una extraordinaria monocromaticidad. Veamos ahora las propiedades de la radiación láser [3-4].

PROPIEDADES DE LA RADIACIÓN LÁSER

Direccionalidad

El haz de luz procedente de un láser es un pincel muy estrecho, es decir, la energía luminosa que transporta viaja en línea recta. Esta propiedad es una diferencia importante con respecto al Sol o a una bombilla, los cuales producen energía luminosa que viaja en todas las direcciones del espacio.

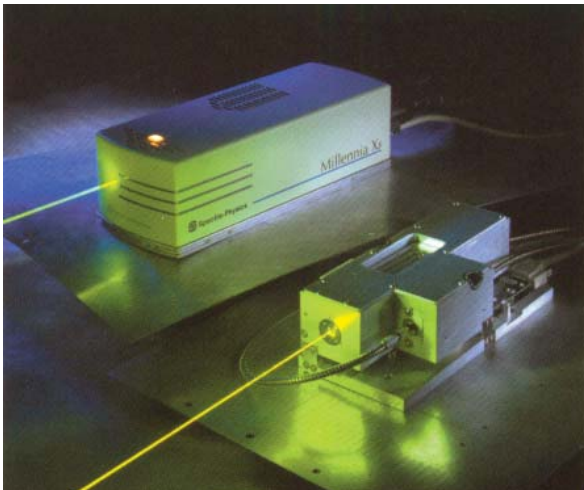


Figura 2. Direccionalidad de los rayos láser.

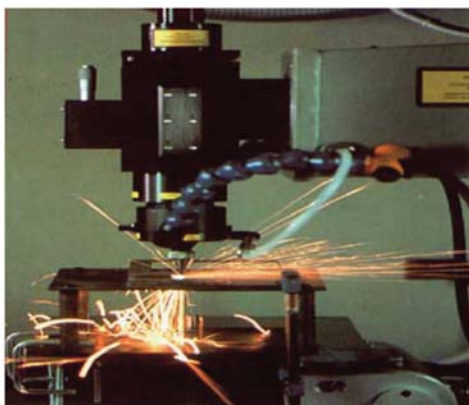


Figura 3. Aplicaciones del láser en la industria: corte (izquierda) y taladro (derecha).

Gracias a la **direccionalidad** de los láseres se ha desarrollado una rama de la Telemetría, que se denomina *telemetría láser*, entre cuyas medidas más espectaculares se encuentra el estudio de la deriva de los continentes y el seguimiento de la trayectoria de la Luna en torno a la Tierra.

Potencia e intensidad

El hecho de que los láseres puedan producir miles de vatios de manera continua en el tiempo o billones de vatios en intervalos de tiempo muy cortos (del orden de la mil millonésima de segundo) ha sido utilizado en muchos procesos industriales y en el desarrollo de nuevas técnicas quirúrgicas y de diagnóstico en Medicina.

Por otra parte, aun en láseres de 1 mW de potencia, el hecho de que se pueda concentrar en una superficie muy pequeña (por ejemplo, de 1 mm²), da lugar a haces de 1 kW/m² de intensidad. El Sol, la fuente de luz más potente de nuestro entorno (100 billones de billones de vatios), produce sobre la superficie de la Tierra (a 150 millones de kilómetros) una intensidad luminosa de 1,35 kW/m², es decir, del mismo orden que la de un pequeño láser.

Estas comparaciones ponen en evidencia la diferencia entre **potencia** e **intensidad**. Como hemos visto, una pequeña potencia concentrada en una superficie también pequeña produce una elevada intensidad.

Monocromaticidad y coherencia

Otra propiedad espectacular de los láseres es su **monocromaticidad**. La luz que sale de un láser tiene un color muy puro. Su pureza es mucho mayor que la que se podría obtener por cualquier procedimiento químico (pinturas, tintes, pigmentos,...) o que la correspondiente a la línea de emisión atómica de la cual procede. Esto es debido a una propiedad de la radia-

ción láser, su **coherencia**, que es la principal responsable de sus peculiares características.

En las fuentes convencionales la luz se produce por emisiones atómicas totalmente aleatorias, cuyo resultado es *radiación incoherente*. Es un efecto semejante al que obtenemos cuando sobre la superficie de un estanque lanzamos un montoncito de piedras. Cada una de ellas genera su propia onda que se suma a las demás en cada punto del estanque, dando lugar a un movimiento ondulatorio no regular. Sin embargo, en el caso del láser, de la multitud de transiciones atómicas que se producen en su medio activo, sólo se aprovechan aquellas que tienen lugar entre dos niveles atómicos determinados y se encuentran en fase. Volviendo al símil del estanque, es lo mismo que sucede cuando lanzamos las piedras una a una sobre el mismo punto y a intervalos de tiempo regulares. Cada piedra genera una onda que refuerza a la anterior y es reforzada por la siguiente, de manera que el resultado global es una onda perfectamente regular, cuya amplitud es muy grande, mucho mayor que la suma de todas las generadas por cada piedra individualmente. A este tipo de radiación se la conoce como *radiación coherente*.

Entre las ondas electromagnéticas sólo se había conseguido **coherencia** en el dominio de las ondas de radio (\sim km) y de televisión (\sim cm), cuyas longitudes de onda son entre diez mil y mil millones de veces mayores que las de la radiación láser (\sim m): zonas infrarroja, visible y ultravioleta del espectro. Esta propiedad es la que ha permitido el desarrollo de gran parte de la investigación básica actual, por citar algunos campos: espectroscopía láser, holografía, fotónica, ciencia de materiales,...

ASPECTOS CLÁSICOS Y CUÁNTICOS DE LA RADIACIÓN LÁSER

La palabra **láser** proviene de las siglas de la expresión inglesa **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation (amplificación de la luz por emisión estimulada de la radiación) y contiene dos aspectos físicos de diferente índole. Uno, que pudiéramos definir como clásico, la *amplificación de una onda en una cavidad resonante*, y otro, como cuántico, la producción de radiación por *emisión estimulada* [5-7].

La emisión estimulada de Einstein

La curva de emisión de un cuerpo negro en equilibrio termodinámico a la frecuencia ν y a la temperatura absoluta T , establecida por Planck en 1900, es:

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1)$$

donde u_ν es la energía electromagnética de frecuencia ν por unidad de volumen, h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz en el vacío y k la constante de Boltzmann.

En 1913, Niels Bohr estableció un modelo atómico según el cual los átomos podían pasar de unos estados energéticos a otros absorbiendo o emitiendo radiación electromagnética. Cuando pasaban de un nivel de energía E_1 a otro nivel superior, de energía E_2 , absorbían un cuanto de luz $h\nu$, verificándose la relación:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (2)$$

Por otra parte, Boltzmann había establecido la relación que existía entre el número N_2 de átomos por unidad de volumen que se encuentra en el nivel E_2 con el número N_1 de los que se encuentran en el nivel E_1 :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} = e^{-h\nu/kT} \quad (3)$$

Utilizando estos resultados, Einstein propuso una interpretación de la ecuación de Planck (1) basada en los mecanismos de absorción y emisión de las ondas electromagnéticas por los átomos. Razonó de la siguiente manera: si un conjunto de átomos se encuentra en equilibrio termodinámico con la radiación electromagnética, el número de absorciones y emisiones que se producen por unidad de tiempo y unidad de volumen ha de ser el mismo. Si no fuera así la temperatura T del conjunto cambiaría. Por simplicidad, imaginemos que nuestro sistema atómico tiene sólo dos posibles niveles de energía: E_1 y E_2 . Para que se produzca el paso de un átomo del estado E_1 al E_2 es necesario que se absorba un cuanto $h\nu$ que verifique la relación de Bohr (2), Figura 4.

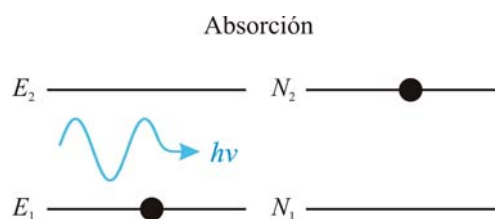


Figura 4. Absorción de la luz por un átomo.

Por consiguiente, el número de absorciones por unidad de volumen y de tiempo será tanto mayor cuanto más radiación de frecuencia ν exista en la unidad de volumen (u_ν) y cuanto mayor sea el número N_1 de átomos en el estado E_1 . Es decir:

$$\text{Absorciones } (E_2 \rightarrow E_1): B_{12} N_1 u_\nu$$

donde B_{12} es el coeficiente de proporcionalidad correspondiente al paso del átomo del nivel E_1 al E_2 , que puede depender de la frecuencia ν de la radiación.

El paso contrario, es decir, que el átomo pase del nivel E_2 al E_1 , podría producirse, según la Física Clásica, de manera espontánea (los sistemas evolucionan espontáneamente hacia niveles de mínima energía). Einstein postuló un mecanismo de **emisión espontánea** (ver Figura 5) *totalmente aleatoria*, tanto con respecto al instante en que se produce como con respecto a la dirección en que se emite la radiación. En estas condiciones, el número de emisiones espontáneas por unidad de volumen y de tiempo sólo depende del número N_2 de átomos que se encuentran en el estado E_2 y no de la densidad de radiación presente:

$$\text{Emisiones espontáneas } (E_2 \rightarrow E_1): A_{21} N_2$$

donde A_{21} es el coeficiente de proporcionalidad correspondiente al paso espontáneo del nivel E_2 al nivel E_1 . Este coeficiente puede depender, naturalmente, de la frecuencia ν .

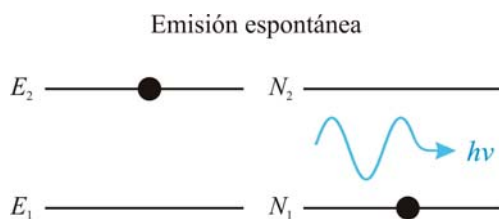


Figura 5. Emisión espontánea de la luz.

Si se igualan ahora emisiones y absorciones, y se tiene en cuenta la relación que existe entre N_2 y N_1 (3), obtenemos la expresión de u_ν para el equilibrio termodinámico:

$$B_{12} N_1 = A_{21} N_2 \Rightarrow u_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{N_2}{N_1} \frac{A_{21}}{B_{12}} e^{-h\nu/kT}$$

Esta expresión no coincide con la de Planck (1). Si admitimos que el cociente A_{21}/B_{12} vale:

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 \quad (4)$$

la expresión de u_ν coincide con la ley de Wien sólo para frecuencias elevadas.

Este hecho condujo a Einstein a imaginar un segundo mecanismo de emisión, que denominó **emisión estimulada** o **inducida** por la radiación. Según este mecanismo (ver Figura 6) la radiación puede provocar también emisiones. Es decir, si un cuanto de luz perturba a un átomo, existe una cierta probabilidad de que dicho átomo cambie de nivel energético: si se encuentra en el nivel E_1 , pasa al nivel E_2 absorbiendo el fotón $h\nu$ perturbador; si se encuentra en el nivel E_2 , pasa al nivel E_1 emitiendo un fotón $h\nu$ que acompaña al fotón perturbador.

Naturalmente, el número de emisiones estimuladas por unidad de volumen y de tiempo será proporcional a N_2 y a u_ν :

$$\text{Emisiones estimuladas } (E_2 \rightarrow E_1): B_{21} N_2 u_\nu$$

donde B_{21} es el coeficiente de proporcionalidad correspondiente a la emisión estimulada del nivel E_2 al nivel E_1 .

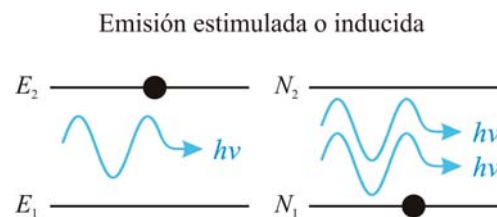


Figura 6. Emisión estimulada de la luz.

Si efectuamos ahora el balance de absorciones y emisiones en el equilibrio, obtenemos una nueva expresión para u_ν :

$$B_{12} N_1 = A_{21} N_2 + B_{21} N_2 u_\nu \Rightarrow u_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - B_{21}/B_{12}} \quad (5)$$

que coincide con la fórmula de Planck (1) a condición de que A_{21}/B_{12} verifique la relación (4) indicada anteriormente y que el cociente B_{21}/B_{12} sea igual a la unidad. Es decir, según Einstein debe existir este mecanismo de emisión estimulada lo mismo que existe el de absorción y, además, la probabilidad de que se produzca uno u otro debe ser la misma a igualdad de poblaciones. Esto es, si la radiación encontrara el mismo número de átomos en el estado E_2 que en el E_1 , se producirán tantas emisiones inducidas como absorciones.

La existencia de este mecanismo fue probada experimentalmente años más tarde (hacia 1928) por el físico alemán Rudolf W. Ladenburg (1882-1952) y la justificación del mismo se enmarca dentro de la Física Cuántica. Con esta teoría se demuestra que los dos fotones resultantes son idénticos, de manera que la onda electromagnética representativa del fotón emitido por el átomo coincide en amplitud y fase con la onda electromagnética que representa el fotón incidente. Obtenemos así una onda de amplitud doble, produciéndose un proceso de amplificación de la luz. Estos dos fotones pueden dar lugar, si se encuentran con dos átomos excitados, a otros dos fotones emparejados con ellos, resultando cuatro fotones iguales, y así sucesivamente. La radiación que se obtiene de esta manera es *coherente*.

En definitiva, la interpretación de Einstein de la curva de emisión del cuerpo negro permitió introducir un nuevo mecanismo de interacción entre la radiación y la materia, que ha dado muchos frutos en Espectroscopía, por lo que a los coeficientes fenomenológicos que intervienen en las probabilidades de transición se les denomina *coeficientes de oro de Einstein*.

Competitividad entre emisiones y absorciones

Como es natural, para obtener emisión láser intensa es necesario conseguir muchas emisiones estimuladas, es decir, necesitamos un gran número de átomos en estados excitados. Es de destacar que tanto la absorción como la emisión estimulada son mecanismos inducidos por la presencia de radiación y que ambos compiten de manera que el predominio de uno de ellos puede ensombrecer al otro. En la naturaleza se producen más absorciones que emisiones estimuladas. La relación entre el número N_1 de átomos en el estado E_1 de más baja energía y el número N_2 de átomos en el estado E_2 viene dada por la ecuación (3) de Boltzmann. En la Tabla I se indica la relación para distintas zonas del espectro solar.

Tabla I. N_2 / N_1 para la luz solar en diferentes zonas del espectro.

Sol	Ultravioleta	Visible	Microondas
$T = 5750 \text{ K}$	$\lambda = 200 \text{ nm}$	$\lambda = 480 \text{ nm}$	$\lambda = 3 \text{ cm}$
N_2 / N_1	$3,7 \times 10^{-6}$	$5,4 \times 10^{-3}$	≈ 1

Como puede verse, en el caso del ultravioleta y del visible $N_1 \gg N_2$ y las absorciones dominan sobre las emisiones estimuladas. Para que predominen las emisiones estimuladas sobre las absorciones es necesario invertir esta tendencia de la naturaleza, provocando, mediante aporte energético externo (mecanismo de *bombeo*) que haya más átomos en estados excitados que en otros niveles de más baja energía, fenómeno conocido como *inversión de población* (Figura 7). Esto sólo se logra en cada láser entre dos niveles bien determinados, lo que selecciona el color de la radiación emitida, es decir, su frecuencia ν o su energía $h\nu$.

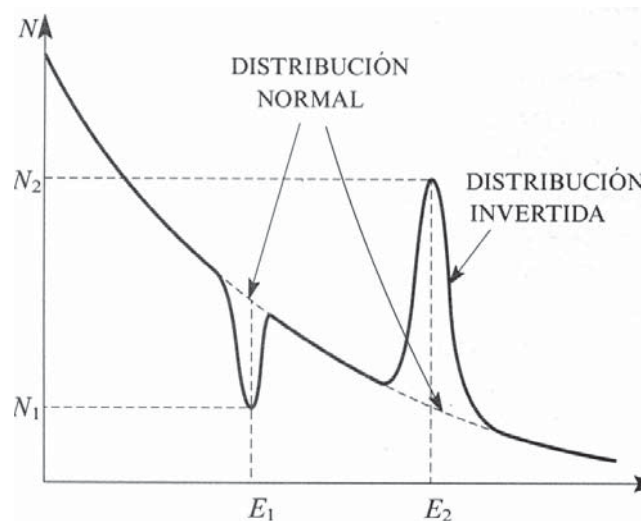


Figura 7. Inversión de población entre dos niveles energéticos.

Aunque por medio del bombeo se consiga que las emisiones estimuladas o inducidas predominen sobre las absorciones, es también necesario conseguir que predominen sobre las emisiones espontáneas, que se producen siempre de manera aleatoria (radiación incoherente). A través de los coeficientes de oro de Einstein (5), se deduce que el número de emisiones estimuladas sobre el de emisiones espontáneas viene dado por la siguiente expresión:

$$\frac{B_{21}u_\nu}{A_{21}} = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

En la Tabla II se indica el valor de esta relación para las tres regiones del espectro solar antes consideradas.

Tabla II. $B_{21} u_\nu / A_{21}$ para la luz solar en diferentes zonas del espectro.

Sol	Ultravioleta	Visible	Microondas
$T = 5750 \text{ K}$	$\lambda = 200 \text{ nm}$	$\lambda = 480 \text{ nm}$	$\lambda = 3 \text{ cm}$
$B_{21} u_\nu / A_{21}$	$3,7 \times 10^{-6}$	$5,5 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^4$

En el ultravioleta y en el visible predominan las emisiones espontáneas, mientras que en el rango de las microondas, el predominio corresponde a las emisiones estimuladas. Por esta razón, la primera amplificación de ondas electromagnéticas por emisión estimulada se obtuvo en este dominio de frecuencias (MASER = Microwaves Amplification by Stimulated Emission of Radiation), y fueron físicos procedentes del campo de las microondas, como el americano Charles H. Townes (1915-) y los soviéticos Genadievich Basov (1922-) y Aleksandr M. Prokhorov (1916-), los que desarrollaron los principios del máser y del láser.

Para obtener radiación amplificada coherente en los dominios visible y ultravioleta es necesario establecer un mecanismo por el cual $B_{21} u_\nu$ sea mucho mayor que A_{21} . Esto se consigue introduciendo el medio activo (conjunto de átomos que van a producir la radiación láser) en una cavidad resonante constituida por dos espejos paralelos, uno de ellos parcialmente transparente. Este sistema óptico es esencialmente un interferómetro Fabry-Perot clásico (Figura 8), propuesto por los físicos franceses Charles Fabry (1867-1945) y Alfred Perot (1863-1925) a finales del siglo XIX. En la Figura 9 pueden verse dos cavidades correspondientes a dos láser de He-Ne de distinta longitud y potencia.

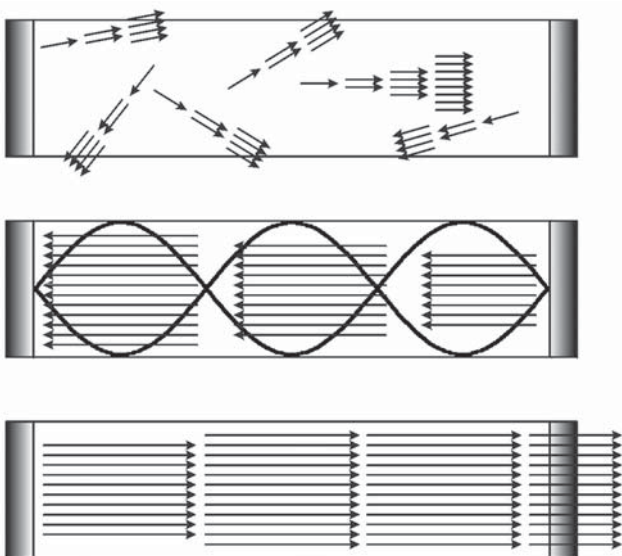


Figura 8. Cavidad láser: resonador óptico Fabry-Perot.



Figura 9. Cavidades de dos láseres de He-Ne.

El medio activo está generando continuamente radiación, tanto por emisión espontánea como por emisión estimulada. Cualquiera de las emisiones espontáneas puede ser el origen de una cadena de emisiones estimuladas. La probabilidad de que esto ocurra en cualquier punto del medio activo y en cualquier instante de tiempo es la misma. El conjunto de esta radiación seguiría siendo incoherente, pero al encerrar el medio activo en una cavidad resonante del tipo Fabry-Perot seleccionamos aquellas cascadas de emisiones estimuladas que, por múltiples reflexiones en los espejos, se propagan según el eje de la misma. De todas éstas, sólo aquellas que constituyan una onda resonante se amplificarán progresivamente, alcanzando una amplitud en los vientres de la onda estacionaria varios órdenes de magnitud mayor que la de las emisiones espontáneas (esto es debido a que la amplitud de la onda producida por N emisiones espontáneas es proporcional a N , mientras que la amplitud en los vientres de la onda estacionaria producida por N emisiones estimuladas es proporcional a N^2). Parte de esta onda estacionaria sale al exterior por el espejo semitransparente con las extraordinarias características descritas anteriormente (direccionalidad, intensidad, monocromaticidad y coherencia).

En el apartado siguiente se describe el funcionamiento del láser de He-Ne, por ser uno de los primeros que se construyeron y ser uno de los más utilizados. En el apartado "Efemérides" de este mismo número de 100cias@uned se describe el funcionamiento del láser de rubí, realizado por T. Maiman en 1960.

EL LÁSER DE HE-NE: BOMBEO POR COLISIONES RESONANTES

Éste es el láser que comúnmente se utiliza en los laboratorios de alumnos. Fue desarrollado por A. Javan en los Laboratorios de la Bell Telephone en 1961 [8]. El medio láser está constituido por una mezcla de helio y neón, en una proporción de siete átomos de helio por

uno de neón, encerrado en un tubo de descarga de cuarzo, a una presión de unos pocos milímetros de mercurio. El tubo tiene un diámetro de unos pocos milímetros y una longitud que varía entre 10 y 50 cm (Figura 10).

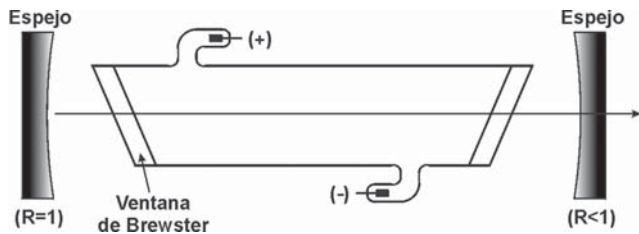


Figura 10. Esquema de un láser de He-Ne.

Los niveles de energía involucrados en la emisión láser pertenecen al átomo de neón y están esquematizados en la Figura 11.

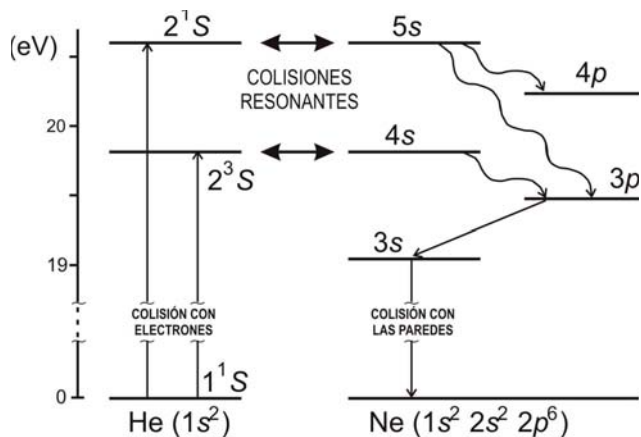
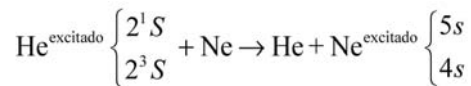


Figura 11. Niveles energéticos de los átomos de helio y neón que intervienen en la línea de emisión de un láser de He-Ne.

Aplicando una tensión eléctrica continua entre el ánodo y el cátodo de unos 1000 a 1500 V se produce una corriente de electrones de unos 10 mA. Los electrones acelerados chocan con los átomos de helio, haciendo que éste pase de su nivel fundamental 1^1S a diferentes estados excitados por absorción de energía en la colisión. De entre ellos, el átomo permanece en los estados 2^1S (20,6 eV) y 2^3S (19,81 eV) más tiempo que en los restantes por ser metaestables. Sus tiempos de vida son del orden de 10^{-6} s y de 10^{-4} s, respectivamente.

Cuando los átomos de helio excitados en uno de estos niveles colisionan con los de neón que se encuentran en el estado fundamental se produce una absorción de energía en resonancia. Esto es debido a que existen los niveles $5s$ y $4s$ del neón que tienen la misma energía que los anteriormente citados del helio, produciéndose la reacción:



Estos estados tienen una vida media del orden de 10^{-7} s. Por debajo de ellos existen dos niveles de energía tipo p , $4p$ y $3p$, cuyos tiempos de vida son del orden de 10^{-8} s, es decir, diez veces menor, por lo que se consigue inversión de población entre los siguientes niveles:

$$\begin{aligned} 5s &\rightarrow 4p & (\lambda = 3.390 \text{ nm}) \\ 5s &\rightarrow 3p & (\lambda = 632,8 \text{ nm}) \\ 4s &\rightarrow 3p & (\lambda = 1.152,3 \text{ nm}) \end{aligned}$$

ya que los estados p se despueblan rápidamente.

La línea más conocida y utilizada es la línea roja de longitud de onda 632,8 nm. Con ella se han obtenido anchuras del orden de 10^4 Hz, lo que da lugar, en longitudes de onda a $\Delta\lambda \approx 10^{-8}$ nm y, por lo tanto, a una longitud de coherencia de 40 km. Con estos láseres se redefinió la unidad de longitud (el metro).

En la actualidad existen otras radiaciones láser de He-Ne comprendidas entre el verde (543 nm) y la roja anteriormente citada, pero para que se produzcan necesitan un mayor aporte energético (bombeo) y su intensidad es mucho menor.

Por último, su régimen de trabajo es continuo, estando su potencia limitada a unos 100 mW. Por encima de este valor aparecen serios problemas de estabilidad.

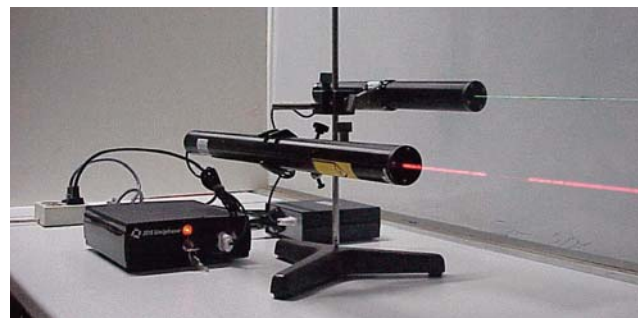


Figura 12. Dos láseres de He-Ne: verde (543,5 nm) y rojo (632,8 nm).

TIPOS DE LÁSER Y APLICACIONES

Con estos principios físicos se han construido desde 1960 multitud de láseres con diferentes medios activos y en distintos dominios del espectro electromagnético (desde el ultravioleta hasta el infrarrojo). En la actualidad se dispone de láseres de gas, de estado sólido, de colorante,..., a los cuales se les ha encontrado una gran diversidad de aplicaciones, muchas más de las que preveía la ficción (una espada de fuego destructora), y más ingeniosas y be-

Tabla III. Longitudes de onda de las líneas de emisión de los láseres más utilizados.

Láser	Medio activo	Longitud de onda	Color
Ar	gas	351,1 nm	ultravioleta
		457,9 nm	azul
		488,0 nm	azul
		514,5 nm	verde
He-Ne	gas	632,8 nm	rojo
		1,1523 m	infrarrojo
		3,390 m	infrarrojo
CO ₂	gas	10,6 m	infrarrojo
He-Cd	gas	325,0 nm	ultravioleta
		441,6 nm	azul
		537,8 nm	verde
Kr	gas	350,7 nm	ultravioleta
		356,4 nm	ultravioleta
		461,9 nm	azul
		676,4 nm	rojo
		753,0 nm	rojo
Nd:vidrio	sólido	1,06 m	infrarrojo
Nd:YAG	sólido	1,063 m	infrarrojo
Rubi	sólido	694,3 nm	rojo
GaAs	semiconductor	837 nm (4,2 K)	infrarrojo
		843 nm (4,2 K)	infrarrojo

néticas para la humanidad. En la Tabla III se indican algunos de los láseres más importantes.

En el esquema de la Figura 13 pueden verse algunas aplicaciones de los láseres. Hemos destacado aquellas en las que su utilización ha supuesto un gran avance tanto tecnológico como científico. Para información más detallada, ver las colaboraciones científicas de este mismo número de 100cias@uned.

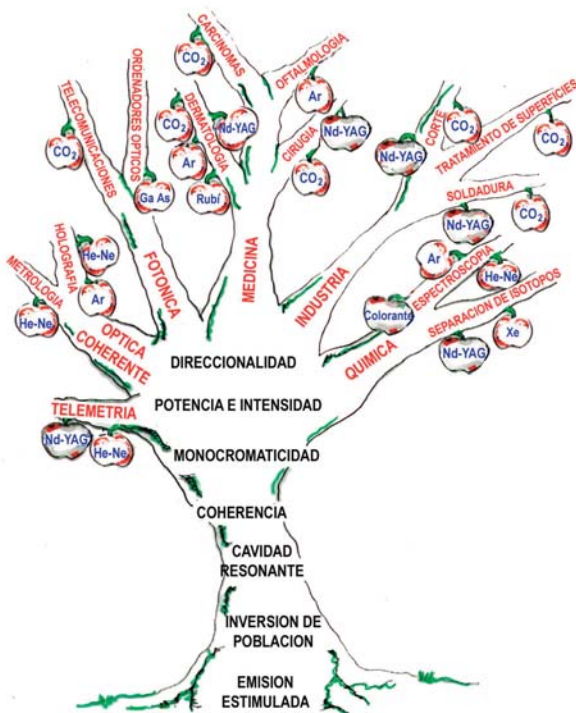


Figura 13. Líneas de investigación que la existencia de los láseres ha permitido iniciar o desarrollar.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] *Optical Radiation Measurements*. Vol. 1: Radiometry. F. Grum & R.J. Becherer. Academic Press, NY (1979). ISBN: 0-12-304901-6.
- [2] *Absolute Spectroradiometric and Photometric Scales based on an Electrically Calibrated Pyroelectric Radiometer*. C. Carreras & A. Corróns. Applied Optics, 20 (7), 1174-1177 (1981).
- [3] *Fundamentos de la Radiación Láser*. Manuel Yuste y Carmen Carreras. Cuadernos de la UNED, nº 113, Madrid (UNED, 1992). ISBN: 84-362-2838-3.
- [4] *Physique du laser*. R. Farcy. Dunod, Paris (1989). ISBN: 2-04-018899-1.
- [5] *Física Básica 2*. Antonio Fernández-Rañada (ed.). Capítulos 19 y 22. Alianza Editorial. El Libro de Bolsillo, Sección: Ciencia y Técnica, Madrid (1997). ISBN: 84-206-0823-8.
- [6] *Handbook of Laser Technology and Applications*. Volume I: Principles. Edited by Colin Webb & Julian Jones. Institute of Physics Publishing, Bristol & Philadelphia (2004). ISBN: 0-7503-0960-1.
- [7] *Les lasers* (2^e édition). D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé. Dunod, Paris (2004). ISBN: 2-10-007587-X.
- [8] Javan, Bennett and Herriott. Phys. Rev. Letters, 6, p. 106 (1961).

Carmen Carreras Béjar y Manuel Yuste Llandres
Dpto. de Física de los Materiales