Fuentes de luz (TEMA 3)

Propiedades de una fuente de luz/ondas e.m.:

- **rango espectral (espectro de potencia)**
- **irradiancia**
- **direccionalidad**
- **tipo y grado de polarización**
- **grado de coherencia (temporal y espacial)**
- **eficiencia**
- **vida útil (durada)**
- **tiempo de respuesta al encender**
- **...**
- **MECANISMO DE RADIACIÓN**

Clasificación :

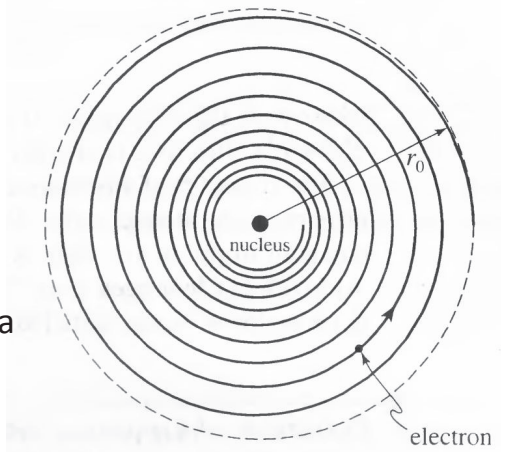
1) Electromagnéticas clásicas (antenas, ..)
2) Luminiscentes (tiempo típico de decaimiento y mecanismo de excitación)
3) Térmicas (filamentos/materiales incandescentes) y termonucleares (estrellas como el sol)
4) Láser (de emisión estimulada)

*Inestabilidad del átomo clásico

*1-54

Los cálculos que vimos en el tema 1 para las antenas implican que cualquier carga acelerada (corriente variable) genera radiación:

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r},t) = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q}{r}\vec{a}_\perp(t-r/c)$$, con $\vec{a}_\perp$ = componente de $\vec{a}$ perpendicular a $\vec{r}$



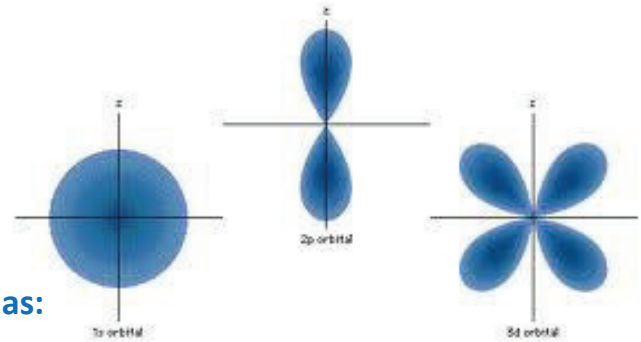
$\Rightarrow$ El modelo atómico "clásico", con uno o más electrones que orbitan alrededor del núcleo, no es estable : un electrón en órbita circular tiene una aceleración centrípeta y radiaría, dibujando un movimiento en espiral alrededor del núcleo, hasta perder toda su energía cinética.
(El cálculo hecho a partir de lo que hemos visto hasta aquí da un tiempo de vida del átomo de hidrógeno de 10^{-11} s !)

¿Por qué son estables los átomos? Porque para ellos no vale la física clásica, sino la cuántica : sólo existen unos cuantos valores posibles de energía (niveles discretos) para un electrón en un átomo; cuando está en el nivel de más baja energía, ya no puede ir a ningún otro

Ecuación de Schrödinger para un electrón (1925):

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\mathbf{r},t) = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(\mathbf{r},t) + V(\mathbf{r},t)\Psi(\mathbf{r},t)$$

orbitales = ondas de Schrödinger estacionarias:



Teoría cuántica de la luz

- Siglo XIX: descubrimiento que la luz emitida por un gas está formada de pocos colores
- 1901: Planck introduce la "cuantización" de la energía de las ondas e.m. para explicar la radiación térmica (cuerpo negro). El paquete de energía se llama "fotón"
- 1905: Einstein explica el efecto fotoeléctrico asumiendo que la radiación electromagnética de frecuencia f está compuesta por fotones cada uno de energía:

$$\boxed{E = h\,f}$$

3-2

3-1, 3-3

donde $h = 6.63 \times 10^{-34}$ J s se llama constante de Planck

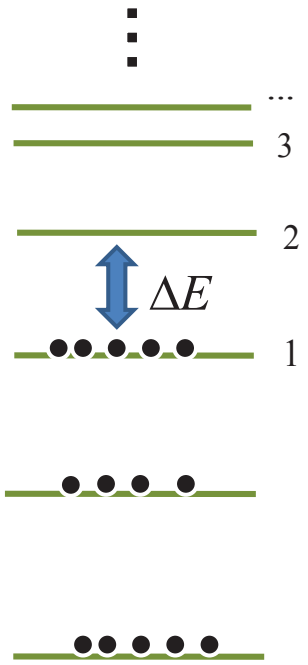
- 1920-1960: desarrollo de la teoría cuántica
- 1960: invención del láser

LUZ = campo electromagnético variable en el tiempo (onda e.m.), generado por el movimiento de cargas eléctricas (<u>saltos entre niveles de energía</u>), que es emitido o adsorbido en paquetes discretos de energía llamados fotones

NOTA: ya que la energía se conserva y la energía de un fotón es su frecuencia (a menos de una constante), la frecuencia de la luz no varía básicamente nunca, por conservación de la energía!!

Niveles discretos de energía

Sólo existen unos pocos niveles de energía discretos (o «estados») permitidos para los electrones, correspondientes a las energías de orbitales atómicos o moleculares. Los electrones tienden a ocupar los niveles más bajos, pero por el principio de exclusión de Pauli sólo puede haber como mucho dos en cada nivel: los electrones van pues rellenando los niveles desde abajo.



La diferencia de energía entre niveles electrónicos en átomos y moléculas, y también en los sólidos, se mide usualmente en "electronvoltios" (eV). Un eV es la energía adquirida por un electrón cuando atraviesa una diferencia de potencial de 1 V .
Se utiliza esta unidad en lugar de la unidad SI (J, o "julio") porque el julio es una unidad demasiado grande para la escala atómica.
La conversión del electronvoltio en unidades SI (J) es:

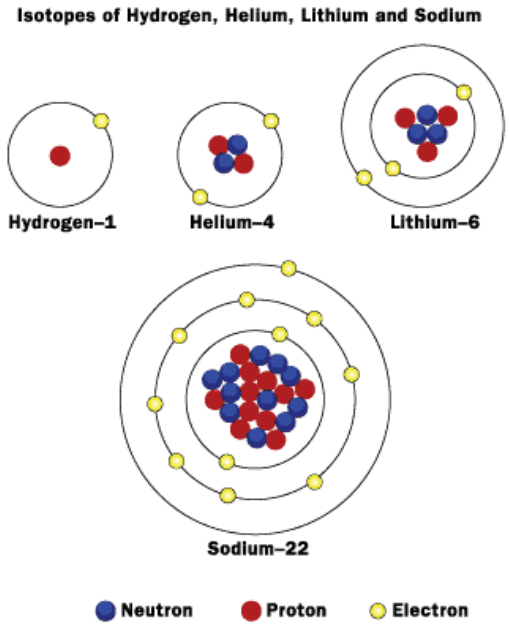
$$1\ \text{eV} = 1.602 \times 10^{-19}\ \text{J}$$

Normalmente la separación entre el nivel ocupado más alto y el primer nivel vacío es del orden de uno o varios eV.
A la diferencia de energía $\Delta E = E_2 - E_1$ corresponde una frecuencia característica $f = \dfrac{\Delta E}{h}$ del fotón emitido o absorbido en la transición entre los dos niveles, donde h es la constante de Planck, dada por : $h = 6.626 \times 10^{-34}\ \text{J s} = 4.136 \times 10^{-15}\ \text{eV s}$

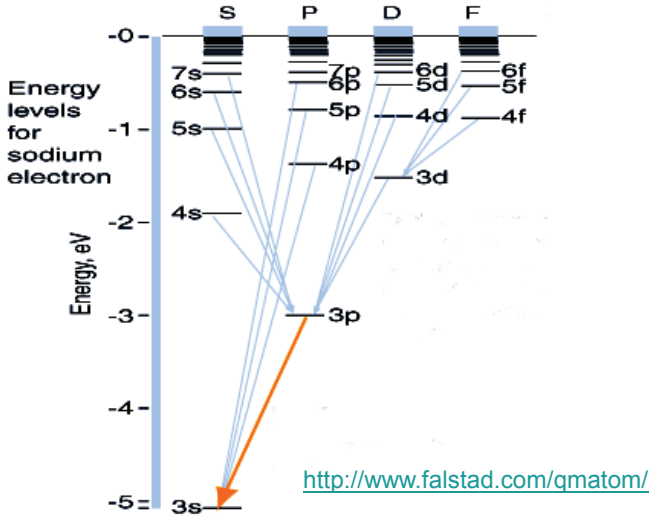
3-4, 3-5

Procesos radiativos de excitación/desexcitación

Orbitales atómicos s, p, d, …



Niveles electrónicos: niveles energéticos discretos, correspondientes a cada orbital. La energía depende tanto de la carga nuclear como de la repulsión entre todos los electrones → los niveles de energía son característicos de cada átomo



Saltos energéticos entre dos niveles E_2 y E_1:

emisión/absorción de un fotón de frecuencia

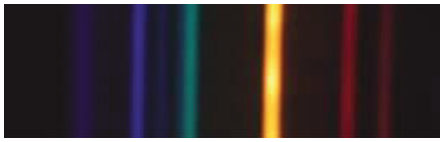
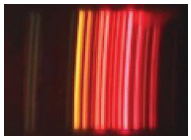
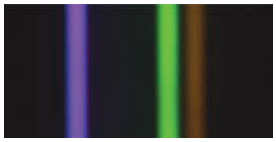
$$f = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

Niveles discretos ⇔ rayas de emisión/absorción ⇔ espectroscopia

Espectroscopia: por qué las lámparas de sodio son amarillas y el agua y el hielo son azules

Las energías de los diferentes niveles cuánticos, tanto en átomos como en moléculas, son características del material y por tanto también lo son las frecuencias emitidas o absorbidas: cada átomo o molécula tiene un espectro de radiación/absorción propio, una especie de "huella dactilar" atómica o molecular:

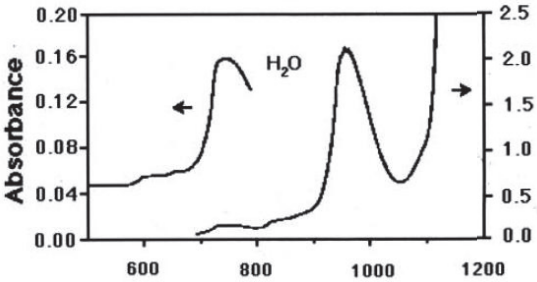
Espectros de emisión atómicos

He  Ne  Hg 

La espectroscopia (análisis de la radiación emitida o absorbida por un material) es pues una técnica de caracterización infalible. Para átomos, normalmente se miran las líneas de absorción o emisión (fluorescencia) en el rango visible/ultravioleta, correspondientes a saltos electrónicos de valencia, o en el rango de los rayos X, correspondientes a saltos electrónicos desde niveles de core; para moléculas, normalmente se miran las líneas de absorción en el infrarrojo (IR), ya que esta luz es absorbida por vibraciones biatómicas de los enlaces químicos.

En el caso del agua, los oxígenos e hidrógenos forman tanto enlaces covalentes (O – H) dentro de una misma molécula, como puentes de hidrógeno (O ··· H) entre primeras vecinas. El agua tiene pues una red muy densa de enlaces O-H. Esto hace que sea relativamente fácil excitar varias vibraciones biatómicas a la vez: el agua y el hielo absorben luz de color rojo hacia 750 nm, que excita varias vibraciones a la vez. La absorción selectiva de luz roja confiere a agua y hielo su color azul (también puede contribuir el esparcimiento Rayleigh desde impurezas).

Espectro de absorción del agua (en el visible e IR cercano)

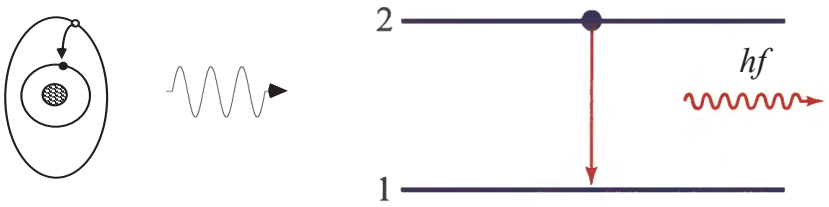


Transiciones electrónicas y fotones

Descripción cuántica de la interacción luz-materia: transiciones entre niveles atómicos (discretos) de energía debidas a emisión o absorción de fotones. Existen 3 tipos:

(1) emisión espontanea

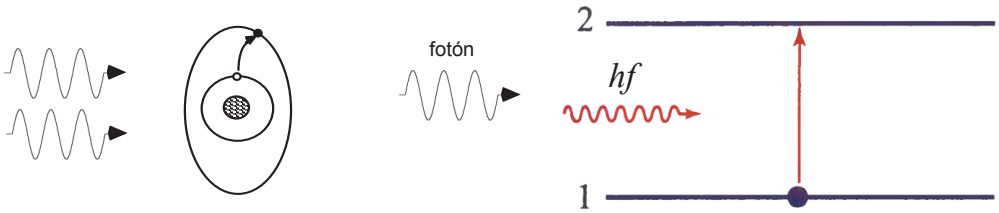
El átomo pasa de un estado excitado a otro más bajo emitiendo un fotón. La dirección de emisión es aleatoria



(2) absorción

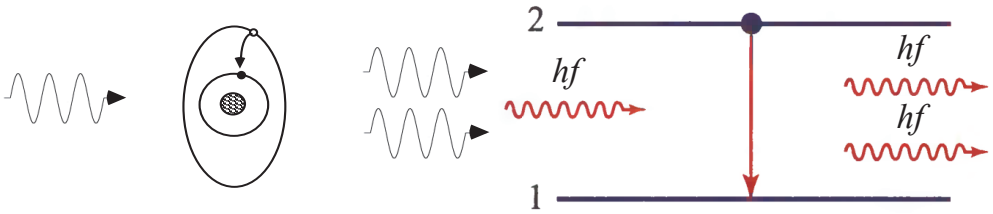
El átomo absorbe la energía del fotón, pasando a un estado más energético

"inversión temporal"



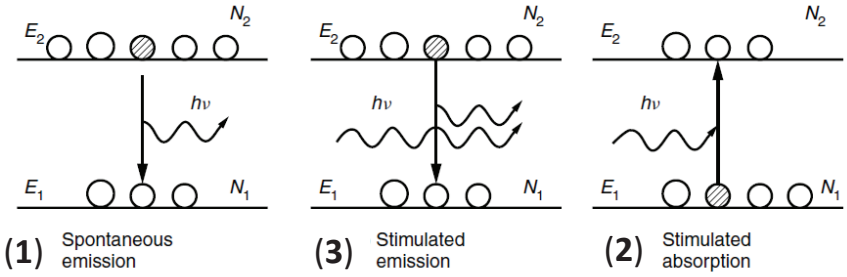
(3) emisión estimulada

Proceso inverso a la absorción. Un fotón «estimula» la emisión de un segundo fotón; el átomo pasa a un nivel menos energético. Dirección y fase del fotón emitido quedan determinadas por el fotón incidente (es una «clonación de fotones»).



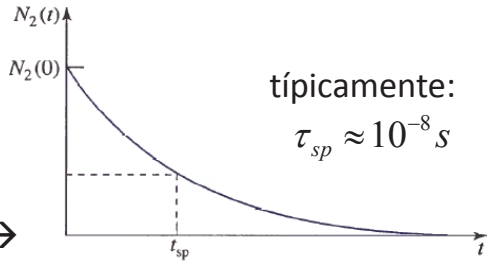
Ecuaciones de Einstein

Los tres procesos son estocásticos: cada uno se caracteriza por cierta probabilidad de ocurrir, que es función de las **poblaciones** de los niveles 1 y 2 y de la intensidad de la luz incidente (las poblaciones son las densidades de número de electrones en cada nivel de energía):



(1) emisión espontanea: $\frac{dN_2}{dt} = -A \cdot N_2 = -\frac{N_2}{\tau_{sp}}$

Sin luz incidente es el único proceso posible. La población inicial del nivel 2 decae con un tiempo característico $\tau_{sp} = A^{-1}$ →



típicamente: $\tau_{sp} \approx 10^{-8} s$

(2) absorción: $\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \cdot \Im \cdot N_1 = -\frac{dn_{fotones}}{dt}$

(3) emisión estimulada: $\frac{dN_2}{dt} = -B_{21} \cdot \Im \cdot N_2 = +\frac{dn_{fotones}}{dt}$

Los coeficientes A y B se llaman ***coeficientes de Einstein***

Nota: aquí la irradiancia y el número de fotones son relativos a los fotones que tienen la energía correcta, o sea correspondiente a la transición entre el nivel 1 y 2:

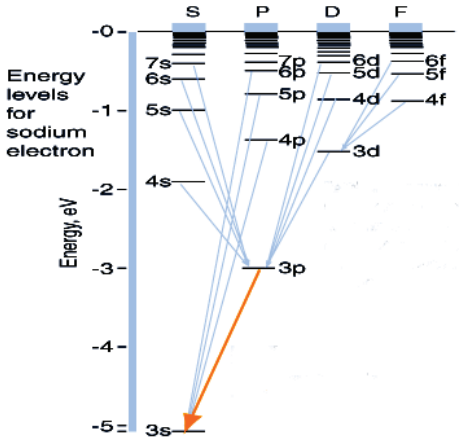
$$hf = E_2 - E_1$$

Emisores no térmicos

La emisión de luz se produce cuando se desexcita un átomo o molécula, que pasa de un nivel de energía elevada a otro de menor energía emitiendo un fotón de frecuencia $f = \Delta E / h$

Como hemos dicho, cada átomo o molécula tiene un espectro de radiación propio, correspondientes a los niveles electrónicos de cada material. Así, cada material emite, por fluorescencia, colores diferentes a temperatura ambiente. Las fuentes de luz que funcionan así se llaman "emisores no térmicos". En el caso de las fuentes térmicas, que veremos más adelante, la temperatura de la fuente es tan alta que todo los niveles cuánticos están poblados, incluso los de alta energía que suelen tener una separación pequeña de energía entre ellos: →→ por esto, veremos que una fuente térmica tiene un espectro continuo, y no un espectro discreto de rayas como una fuente no térmica

Low-pressure Na spectrum (350-700 nm)



TIPOS DE EMISORES NO TÉRMICOS

La emisión de luz puede ser espontanea (desexcitación natural, no provocada) o estimulada (en presencia de radiación externa de frecuencia adecuada). En una fuente térmica se dan ambos procesos. En una fuente no térmica, o domina un proceso o domina el otro. Si domina la emisión espontánea se habla de **fuente luminiscente**; si domina la emisión estimulada, se tiene un **láser**

Emisión espontánea ➡ Fuentes luminiscentes convencionales

Emisión estimulada ➡ Láser

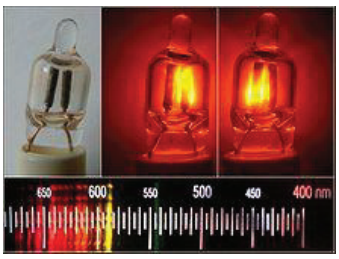
Fuentes luminiscentes

Funcionan por emisión espontánea, que ocurre después de "excitar" los electrones del material.

→ Clasificación según el tiempo de vida del estado excitado: fluorescencia ($\tau_{sp} \approx 10\, ns$) o fosforescencia ($\tau_{sp} \approx 1\, ms \div horas$)

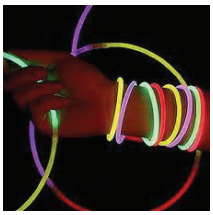
→ Clasificación según el <u>mecanismo de excitación</u>:

- **electroluminiscencia** (relámpago, neón, LED)



→Televisor al plasma y pantalla LED

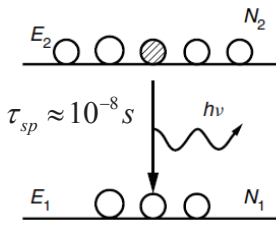
- **quimioluminiscencia** (luciérnagas, palitos de luz, fuego)



Fenómeno inverso: reacción <u>fotoquímica</u>: Ej. fotosíntesis (clorofila), visión (rodopsina)

- **fotoluminiscencia:** → materiales fosforescentes → → lámparas fluorescentes

Teoría "de 2 niveles" de una fuente luminiscente



Un electrón en el nivel 2 tiende a "saltar" al nivel 1 por emisión de luz. En el salto, el electrón emite un fotón de frecuencia igual a la diferencia de energía de los niveles: $\boxed{h\,f = E_2 - E_1}$

La ecuación de Einstein de la emisión espontánea es $\dfrac{dN_2}{dt} = -A \cdot N_2 = -\dfrac{N_2}{\tau_{sp}}$

(i) Si sólo hay emisión espontánea, la población N_2 del nivel 2 decae exponencialmente

(ii) Las variaciones de N_1 y N_2 en el tiempo *dt* son : $dN_2 = -A \cdot N_2 dt$ y $dN_1 = +A \cdot N_2 dt$

(iii) Estas variaciones son iguales, en valor absoluto, al número de fotones emitidos en el mismo intervalo de tiempo (ya que cada electrón en el nivel 2 decae por emisión de un fotón).

Es decir: $\dfrac{\Delta n_{fotones}}{\Delta t} = A \cdot N_2 = \dfrac{N_2}{\tau_{sp}}$

Por la conservación del número de electrones $N_1 + N_2 = N_{átomos} = const$, de forma que $\dfrac{dN_2}{dt} = -\dfrac{dN_1}{dt}$

(iv) Para mantener la emisión hay que repoblar continuamente el nivel 2, p. ej. mediante descargas eléctricas. El mecanismo con el que se excitan electrones al nivel 2 se llama ***bombeo***. Supongamos que la tasa de bombeo es proporcional a la población del nivel 1.

Cuando el bombeo está en función, se tiene $\dfrac{dN_2}{dt} = -A \cdot N_2 + K \cdot N_1$ y $\dfrac{dN_1}{dt} = +A \cdot N_2 - K \cdot N_1$

En estado estacionario ($\dfrac{dN_2}{dt} = \dfrac{dN_1}{dt} = 0$) se ha: $N_2 = KN_1/A$. Combinado con $N_1 + N_2 = N_{átomos}$,

esto da: $N_2 = \dfrac{N_{átomos}}{1 + A/K}$ y por tanto $\boxed{\dfrac{\Delta n_{fotones}}{\Delta t} = A \cdot N_2 = \dfrac{N_{átomos}}{1/A + 1/K}}$

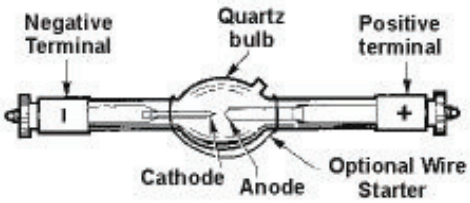
3-7, 3-8

Lámparas de descarga

Emisión de luz por electroluminiscencia: se aplica una diferencia de potencial al sistema, que se excita por paso de corriente y emite parte de la energía absorbida en forma de radiación.

Los e^- son acelerados del cátodo al ánodo → ionización del vapor

Desexitación de los átomos del gas → emisión de fotones



Se clasifican según la presión (baja o alta) del gas que funciona de material activo.

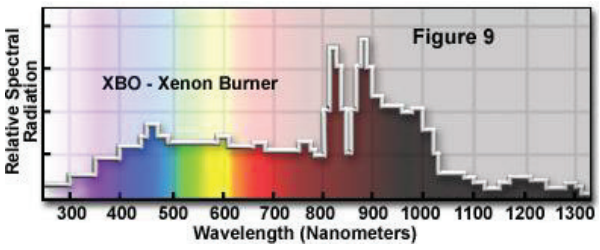
Baja presión:

Si el gas se mantiene a una presión baja, las líneas emitidas son estrechas, nítidas. Así pues, se pueden conseguir fuentes de luz bastante monocromática, para aplicaciones de laboratorio. Se pueden hacer lámparas de hidrógeno, sodio, mercurio, neón, xenón, argón, cadmio, etc. y también mezclas de estos gases.

Alta presión:

Se utilizan para el alumbrado ya que tienen un espectro de emisión casi continuo (no de rayas como un gas a baja presión): a presión elevada aumenta el ritmo de las colisiones entre átomos/moléculas del gas, y los niveles de energía se ensanchan: las lámparas emiten pues luz más blanca. Las más utilizadas son:

- les làmpades de mercuri, que poden tenir potències des de 50 W a 25 kW, però tenen línies espectrals encara bastant marcades.
- les làmpades de sodi, que tenen un color més blanc a alta pressió, amb una temperatura de color de 2100 K
-làmpades de Xenó, amb un espectre molt continu. Qualitat de llum molt semblant a la del Sol, amb una distribució propera a la de una font tèrmica a 6000 K.
-Làmpades de mercuri-xenó, amb línies de mercuri marcades

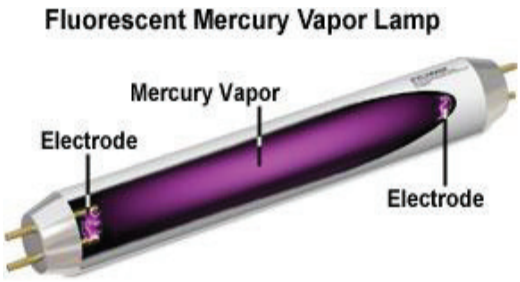


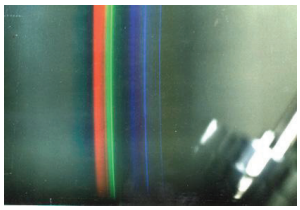
Lámparas fluorescentes

•Làmpades de descàrrega de baixa pressió i descàrregues de baixa intensitat en un vapor de mercuri o una mescla de mercuri i argó.

•Els tubs tenen un recobriment intern d'una substància fluorescent o luminescent que absorbeix la radiació ultraviolada del mercuri i en reemet una part com a llum visible en un ampli rang de freqüències (llum blanca).

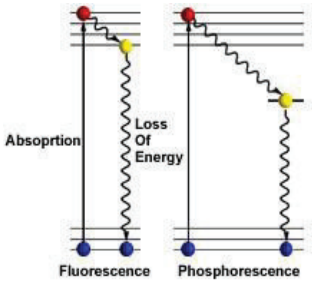
•Les característiques de la llum depenen de la pressió de mercuri i de la temperatura d'operació. Es poden obtenir diferents espectres de sortida segons el recobriment exterior, que poden ser de silicat de zenc i wolframat de magnesi, o silicat de beril·li i zenc i tungstanat de magnesi, ...





Fluorescència i fosforescència

Absorció de la radiació
Excitació de l'àtom o molècula
Part de l'energia es perd per transicions no radiatives
Emissió de radiació en forma de freqüències més petites.
Retard temporal en la fosforescència.



Lámparas fluorescentes compactas (bombillas de bajo consumo)

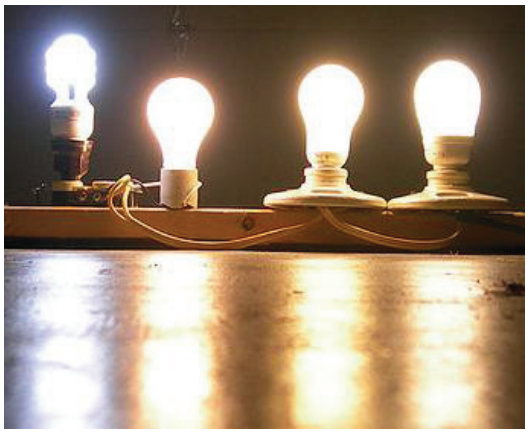
• També s'anomenen CFL: Compact Fluorecent Lamp

•Les CFL consumeixen aproximadament una quarta part de la potència de les incandescents. Per exemple, una CFL de 15W produeix la mateixa lluminositat que una incandescent de 60 W

•Els llums de colors "blanc càlid" o "blanc suau" (2700 K - 3000 K) proporcionen un color similar al de les làmpades incandescents, una mica groguenca, en aparença. Els llums "blanca", "blanca brillant" o "blanc mitjà" (3500 K) produeixen una llum blanca-groguenca, més blanca que la d'una làmpada incandescent però encara considerada com "càlida". Els llums *blanc fred* (4100 K) emeten un blanc més pur però encara una mica blavós, i les anomenades *daylight* (llum diürna, de 5000 K a 6500 K idealment) emeten una brillantor blanc, en emetre un espectre corresponent a la temperatura del sol.

•Durada: unes 8000 hores si no s'apaguen i encenen molt

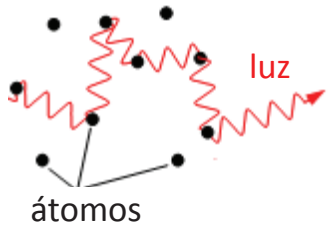
•Resposta: triguen més d'un segon en funcionar correctament



Equilibrio térmico entre luz y materia

El mecanismo principal de emisión de luz por una fuente térmica como un filamento incandescente o el sol es la emisión espontanea; la diferencia con una lámpara al neón es que mientras ésta necesita un bombeo, en una fuente térmica los niveles de energía más alta están poblados sólo gracias a la excitación térmica.

Una fuente puramente térmica (lo que en física se llama un "cuerpo negro") se puede pensar como una cavidad que en la que se establece un equilibrio térmico entre los fotones de luz y los átomos de que está hecha la fuente, como en el dibujo de al lado.



En la cavidad que constituye la fuente, la luz puede existir sólo bajo forma de ondas estacionarias entre la superficie de la cavidad, o sea, sólo bajo forma de MODOS de luz.

Sean 1 y 2 dos niveles de energía de la fuente (2 > 1), e indicamos con (*) un modo de luz de energía igual a la diferencia $E_2 - E_1$.

Si dominan las transiciones radiativas (o sea , si se pueden menospreciar otros mecanismos de excitación de los átomos, como por ejemplo las colisiones), puede escribirse:

$$\frac{dN_2}{dt} = \underbrace{-\frac{N_2}{\tau^*_{sp}}}_{\text{emisión espontanea}} \underbrace{- n^*_{fotones}\frac{N_2}{\tau^*_{sp}}}_{\text{emisión estimulada}} \underbrace{+ n^*_{fotones}\frac{N_1}{\tau^*_{sp}}}_{\text{absorción}}$$

En condiciones estacionarias, la población de todo nivel de energía es estacionaria, con que:

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{N_2}{N_1} = \frac{n^*_{fotones}}{1 + n^*_{fotones}}$$

equilibrio térmico luz-materia

Teoría de las fuentes de luz térmicas I

Se demuestra en termodinámica que en equilibrio termodinámico la población de un nivel electrónico de energía E_i es proporcional al *factor de Boltzmann* : $\boxed{N_i \propto e^{-E_i/k_B T}}$

Aquí T es la temperatura absoluta (en K) y $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K es la *constante de Boltzmann*

Por tanto: $\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{h\,f}{k_B T}\right)$. Por otro lado vimos que $\frac{N_2}{N_1} = \frac{n^*_{fotones}}{1 + n^*_{fotones}}$ cuando hay equilibrio entre luz y átomos. Combinando ambas ecuaciones se obtiene el número de fotones en un modo de luz de energía hf de una fuente térmica :

$$\boxed{n^*_{fotones} = \frac{1}{\exp(hf/k_B T) - 1}}$$

distribución de Bose-Einstein

Para una fuente térmica, la probabilidad de la emisión estimulada de un fotón en un modo de energía hf es $\frac{n^*_{fotones} N_2}{\tau^*_{sp}}$, y la probabilidad de emisión espontánea del mismo fotón es $\frac{N_2}{\tau^*_{sp}}$.

El cociente entre ambas probabilidades es igual al número de fotones del modo:

$$\frac{P_{estimulada}}{P_{espontánea}} = n^*_{fotones}(hf) = \frac{1}{\exp(hf/k_B T) - 1}$$

3-9 3-10

Dado que $n^*_{fotones}$ es el mismo para todos los posibles modos de luz que tienen energía hf, este es también el cociente entre el número total de fotones de energía hf emitidos por emisión estimulada y el número total de fotones de la misma energía emitidos por emisión espontánea.

Teoría de las fuentes de luz térmicas II

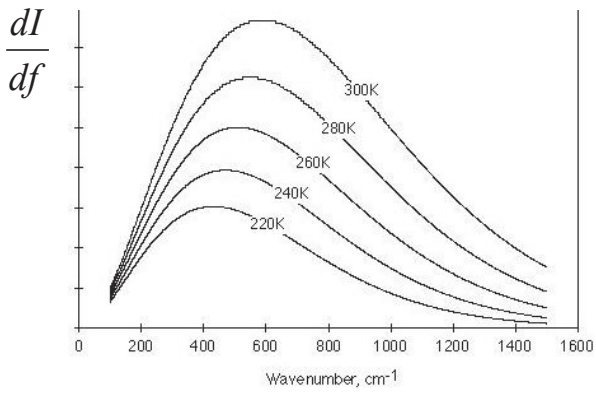
El número de fotones en un modo de energía hf de una fuente térmica es $n^*_{fotones} = \dfrac{1}{\exp(hf/k_BT)-1}$

La "energía del modo" es la energía total de *n** fotones, cada uno de energía hf :

$$\varepsilon_{\substack{\text{modo de}\\ \text{la cavidad}}} = n^*_{fotones} hf = \frac{hf}{\exp(hf/k_BT)-1}$$

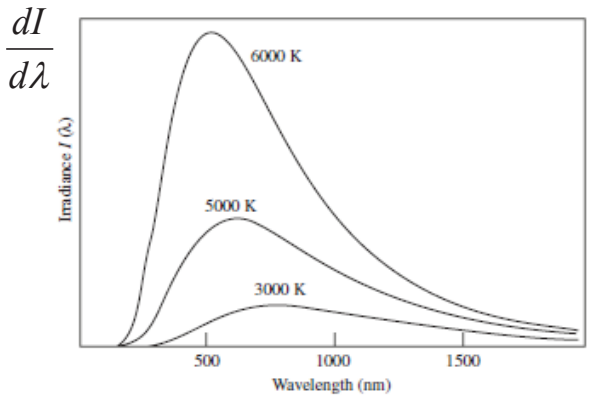
La irradiancia en función de la frecuencia f se halla multiplicando la energía del modo por la densidad de modos en función de *f*, que resulta ser proporcional al cuadrado de la frecuencia, f^2 . El espectro de la radiación resultante es por tanto proporcional a:

$$dI \propto \frac{f^3}{\exp(hf/k_BT)-1} df$$



El espectro de radiación, que se suele escribir más bien en función de la longitud de onda en el vacío, $\lambda = \lambda_{vacío} = c/f$, se llama **espectro de cuerpo negro**. En función de la longitud de onda:

$$dI \propto \frac{1}{\lambda^5 \exp(hc/k_BT\lambda)-1} d\lambda$$



Fuentes térmicas: espectro de cuerpo negro

espectro de radiación fuente térmica:
espectro de cuerpo negro

→ **ley de Wien**

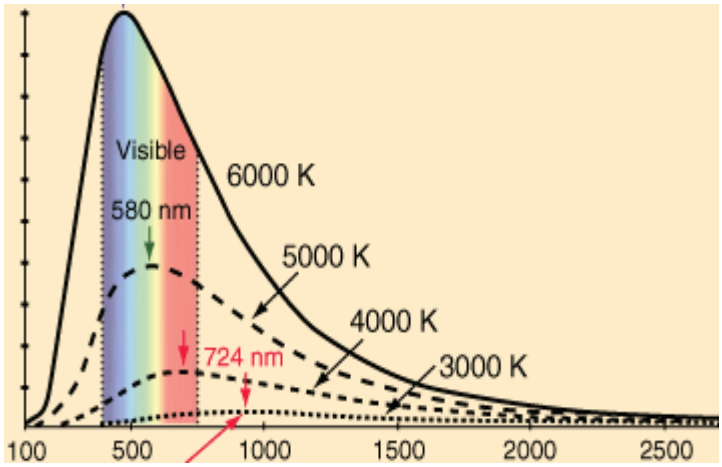
$$\boxed{\lambda_{\max} T = 2.8976 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{m\,K}}$$

→ **ley de Stefan-Boltzmann**

$$\wp = \sigma A T^4 \propto T^4$$

constante de Stefan
$\sigma = 5.67 \times 10^{-8}\ \mathrm{W\ m^{-2}\ K^{-4}}$

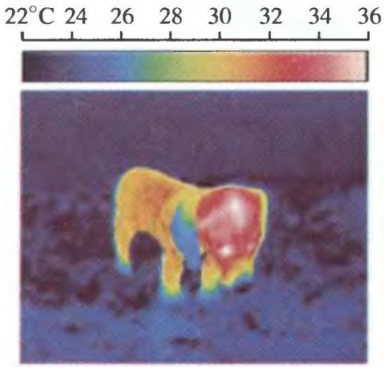
área superficial de la fuente



Aplicación: termovisión (infrarroja) (en falso color):

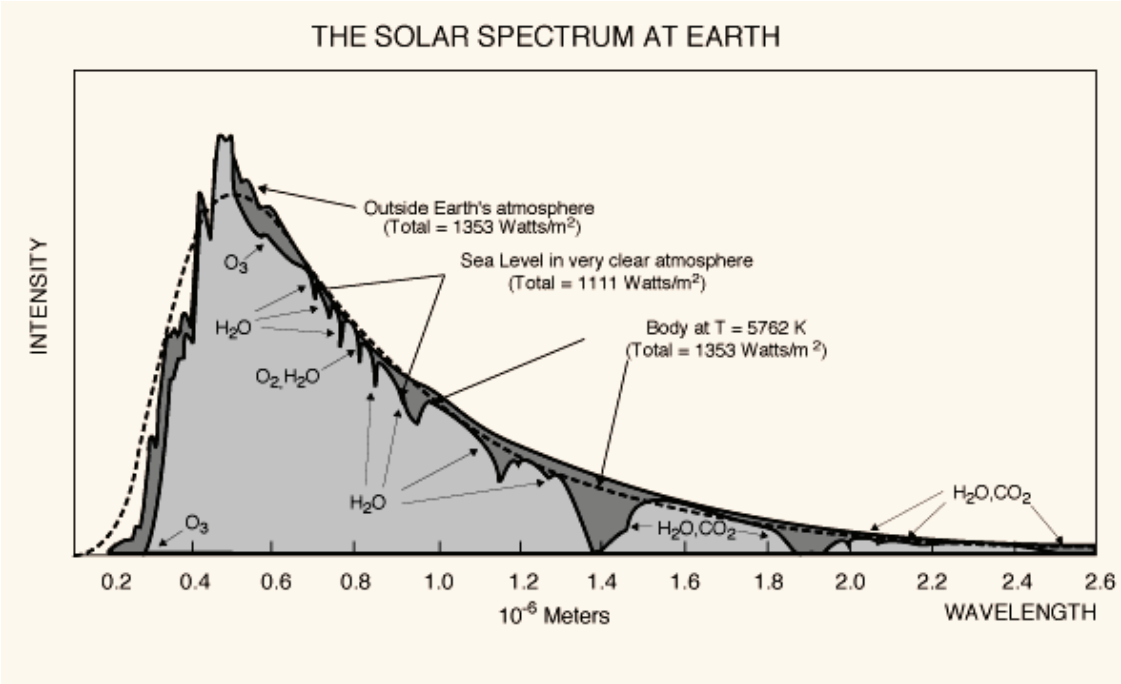
3-12, 3-18

3-13, 3-16, 3-19



Importante: la ley de Stefan-Boltzmann describe también la absorción de la luz por un cuerpo negro!

El espectro del sol medido en la Tierra



$$T \approx 5800\,\mathrm{K}, \quad \lambda_{\max} \approx 500\,\mathrm{nm}$$

Color de la luz emitida: https://phet.colorado.edu/sims/blackbody-spectrum/blackbody-spectrum_en.html

Lámparas incandescentes

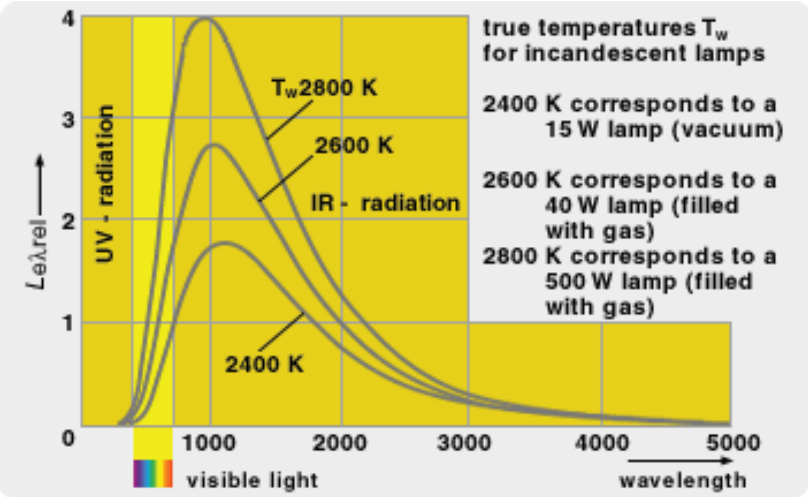
• Filament de wolframi, també anomenat tungstè (abans carboni) tancat en el buit o en un gasos inerts pesats (Argó, Criptó, Xenó) ajuden a reduir l'evaporació del filament. Filament escalfat per un corrent elèctric, de 2600 a 3000 K.

• Eficàcia:12-15 lm/W . Màxim de radiació en l' infraroig.

• Vida útil: unes 1000 hores. A més temperatura, més eficàcia lluminosa (més radiació en el visible) però vida.

•L'evaporació del filament ennegreix les parets interiors de la bombeta, redueix l'emissió fins un 18%, i augmenta la resistència del filament. → a la llarga trenca la bombeta.

•Resposta: triguen fraccions de segon en funcionar correctament



Bombeta normalment de vidre o de quars per altes temperatures.

Lámparas halógenas

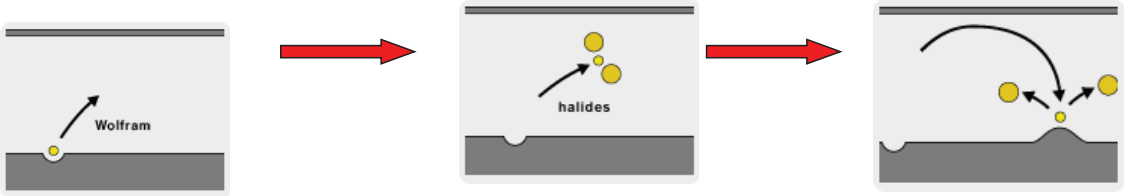
Vapors halògens (iodurs o bromurs) dins la bombeta

•Làmpada incandescent amb el filament de tungstè (també anomenat wolframi)i un gas halògen (iodurs o bromurs) que regeneren l'evaporació del filament

•Vida útil:1500 hores

•Eficàcia :18-22 lm/W

• Cicle regeneratiu que manté la bombeta neta de wolframi :

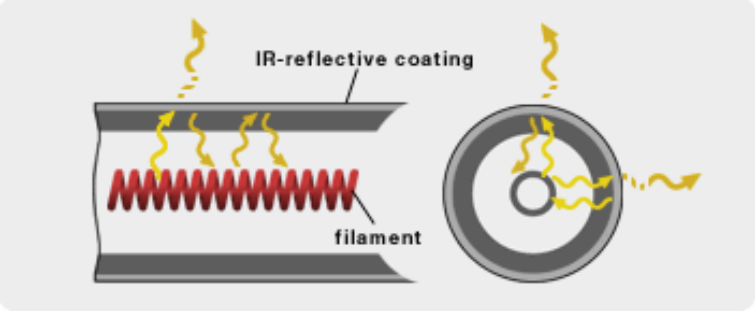


Evaporació del wolframi del filament

Reacció química del iodur amb el wolframi evaporat, donant mol·lècules de iodurs de wolframi

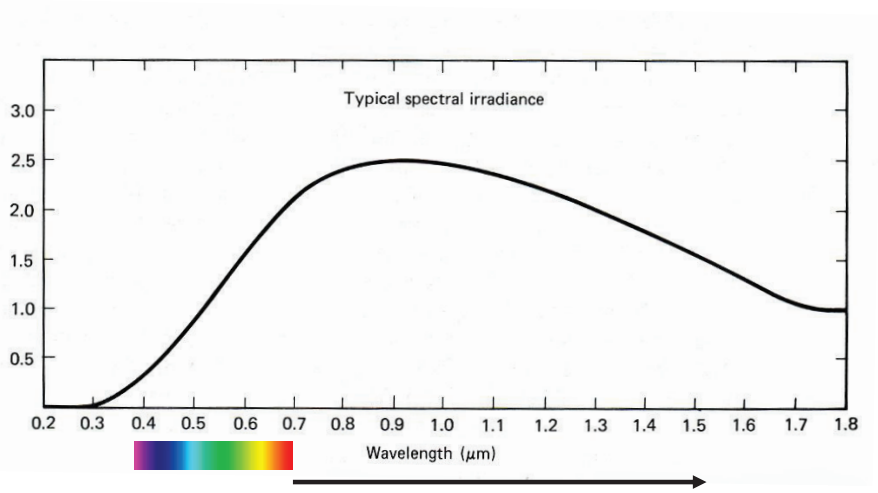
Dissociació de les mol·lècules a prop del filament calent, dipositant el wolframi

Recobriment reflector dels infraroig → Bombeta més freda



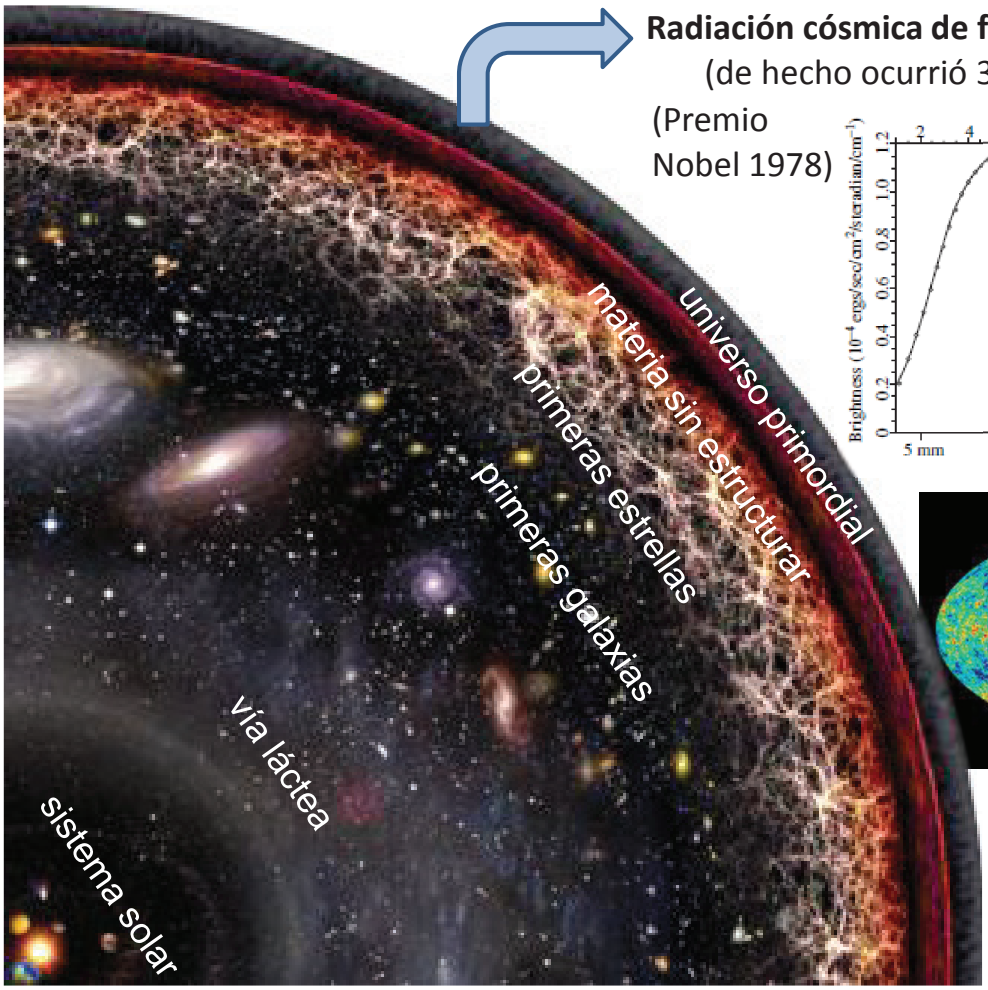
Lámparas halógenas (II)

Configuraciones:

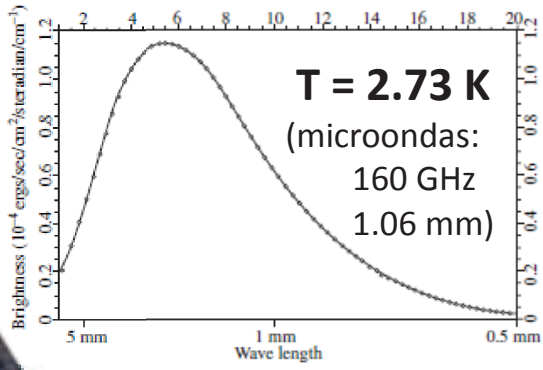


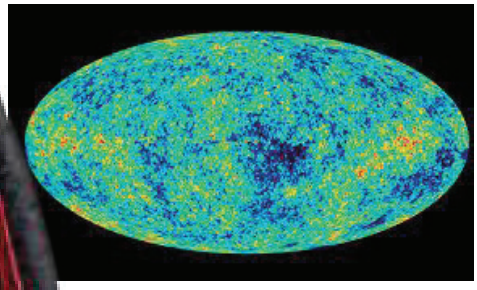
Espectro típico de irradiancia de una lámpara halógena:
(temperatura aproximada = 3000 K)

Vísible infraroig



Radiación cósmica de fondo: "eco" del Big Bang
(de hecho ocurrió 380000 años después)
(Premio Nobel 1978)





hoy, aquí

hace $13.8 \cdot 10^9$ años,
a $13.8 \cdot 10^9$ años-luz
de distancia

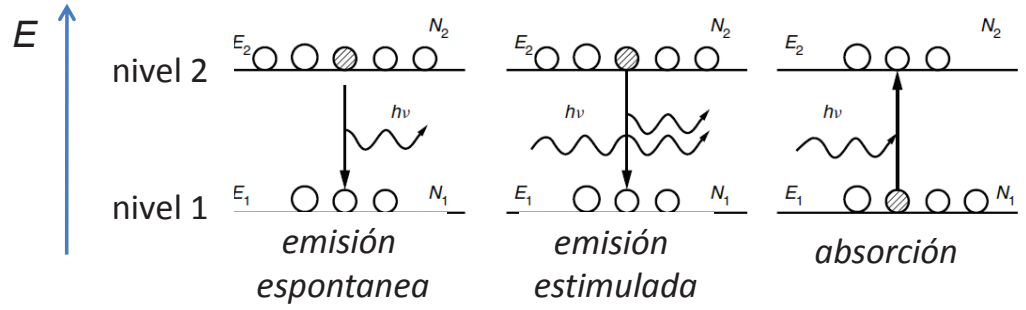
Tiempo en el pasado = distancia / c

el LÁSER y la optoelectrónica

LASER: Amplificación de Luz por Emisión eStimulada de Radiación

- Emisión estimulada y amplificación óptica
- Descripción y características del láser
- Fuentes de luz de semiconductor
- Aplicaciones: el DVD ; comunicación por fibra óptica

Amplificación de la luz



los 3 procesos ópticos cuánticos

Los tres procesos son estocásticos: cada uno se caracteriza por cierta probabilidad de ocurrir, que es función de las **poblaciones** de los niveles 1 y 2 y de la intensidad de la luz incidente (las poblaciones son las densidades de número de electrones en cada nivel de energía):

emisión espontanea

$$\frac{dN_2}{dt} = -A \cdot N_2 = -\frac{N_2}{\tau_{sp}}$$

emisión estimulada

$$\frac{dN_2}{dt} = -\beta \cdot n \cdot N_2$$

absorción

$$\frac{dN_2}{dt} = \beta \cdot n \cdot N_1$$

En cada proceso vale $\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt}$

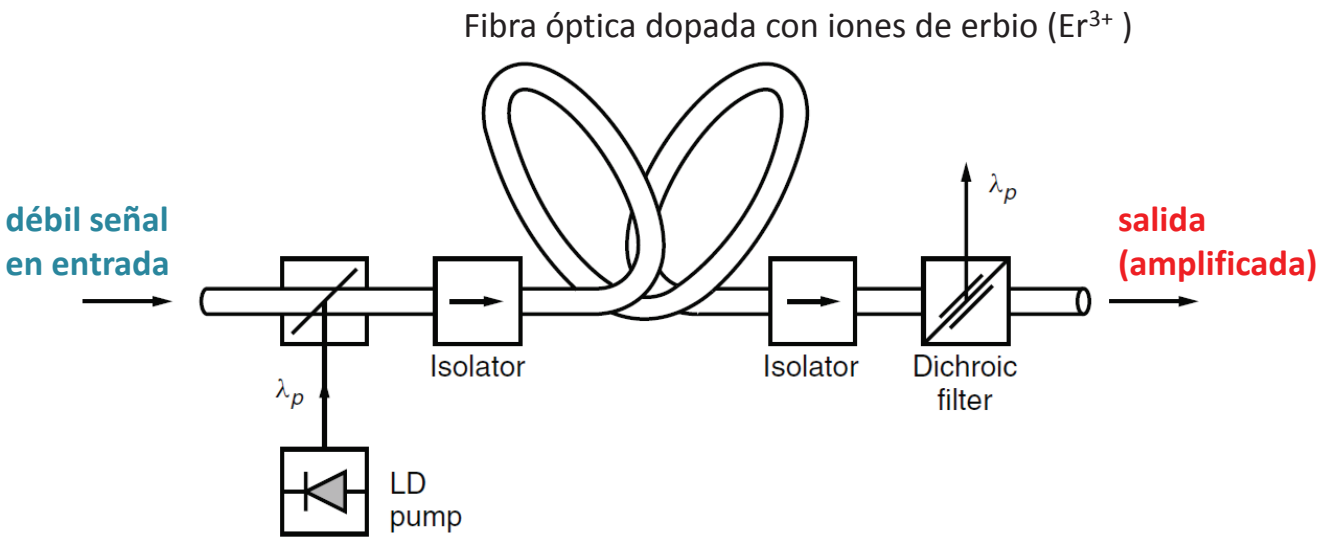
Emisión estimulada: un fotón induce el decaimiento de un nivel excitado (2) a uno más bajo (1): el fotón incidente ha de tener energía igual a la diferencia de energía:
El proceso genera un fotón idéntico al incidente (mismas frecuencia, dirección y polarización)
$\Rightarrow$ **emisión estimulada = "clonación" de fotones (principio de funcionamiento del láser)**

Emisión estimulada y absorción "compiten" entre sí : la 1ª multiplica la luz incidente, el 2º la disminuye. En condiciones normales $N_1 >> N_2$, así que "gana" la absorción y se llega a un equilibrio entre ésta y el decaimiento por emisión espontanea o algún proceso no radiativo

Amplificación por emisión estimulada

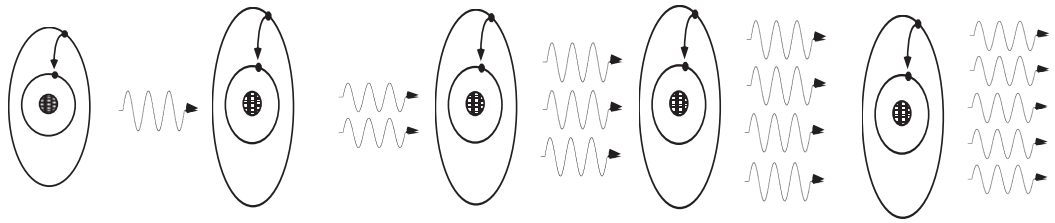
Emisión estimulada y absorción entre dos niveles 1 y 2 "compiten" entre sí : el 2º disminuye la luz incidente, la 1ª la multiplica por "clonación". En condiciones normales (p. ej. en equilibrio térmico) $N_2 >> N_1$, así que se produce casi exclusivamente absorción.
Sin embargo, si en un cierto material se logra, por algún medio , que $N_2 >> N_1$, una condición muy especial que se conoce como "inversión de población", el proceso más probable es la emisión estimulada. La luz que incida sobre tal material con la longitud de onda adecuada no será absorbida, sino que será amplificada por clonación.

aplicación: Amplificador de fibra óptica para las telecomunicaciones:



Mecanismo de funcionamiento de un láser

Amplificación de la luz por emisión estimulada → desexcitación en cadena



Todos los fotones son idénticos: todos tienen igual frecuencia, misma dirección y misma fase

→ radiación coherente

→ Elementos de un láser:

1) un MATERIAL FLUORESCENTE (con tiempo de vida τ_{sp} largo)
2) bombeado para obtener una INVERSIÓN DE POBLACIÓN (y mantenerla)
3) dentro de una CAVIDAD ÓPTICA resonante

En un láser, hay que lograr que la emisión estimulada gane sobre la absorción y sobre la emisión espontanea:

- El 1º se consigue logrando una situación muy lejana del equilibrio termodinámico en que la población del nivel más alto (2) es mayor del nivel más bajo (1), la "**inversión de población**"

- El 2º se consigue con una alta intensidad de la luz incidente, en concreto, utilizando una **cavidad óptica**

Bombeo e inversión de población

Los procesos de emisión estimulada y absorción son, en presencia de la misma intensidad de luz, proporcionales respectivamente a N_2 y a N_1 . El balance entre los dos procesos está dado por (menospreciando la emisión espontanea):

$$\frac{dn}{dt} = \beta \cdot n \cdot N_2 - \beta \cdot n \cdot N_1 = \beta \cdot n \cdot (N_2 - N_1)$$

Los dos términos en el miembro de la derecha difieren según las poblaciones de los niveles 1 y 2. Si el nivel más poblado es el nivel más bajo (1), que es la situación normal, entonces domina la absorción y el número de fotones (o la irradiancia) disminuye. Si por otro lado el nivel más poblado es el 2 , domina la emisión estimulada, y el número de fotones aumenta.

La **diferencia de población** se define como $N_{INV} = N_2 - N_1$

La condición para que domine la emisión estimulada es: $N_{INV} > 0$ **inversión de población**

En tal caso $\frac{dn}{dt} = \beta \cdot n \cdot N_{INV} > 0$ Por esta razón, la cantidad $\Gamma = \beta \cdot N_{INV}$ se llama "**ganancia**"

(La ecuación de balance puede escribirse $\frac{dn}{dt} = \Gamma(n) \cdot n$. Esta expresión es sólo aparentemente simple, ya que la ganancia Γ depende de *n* de manera indirecta y complicada)

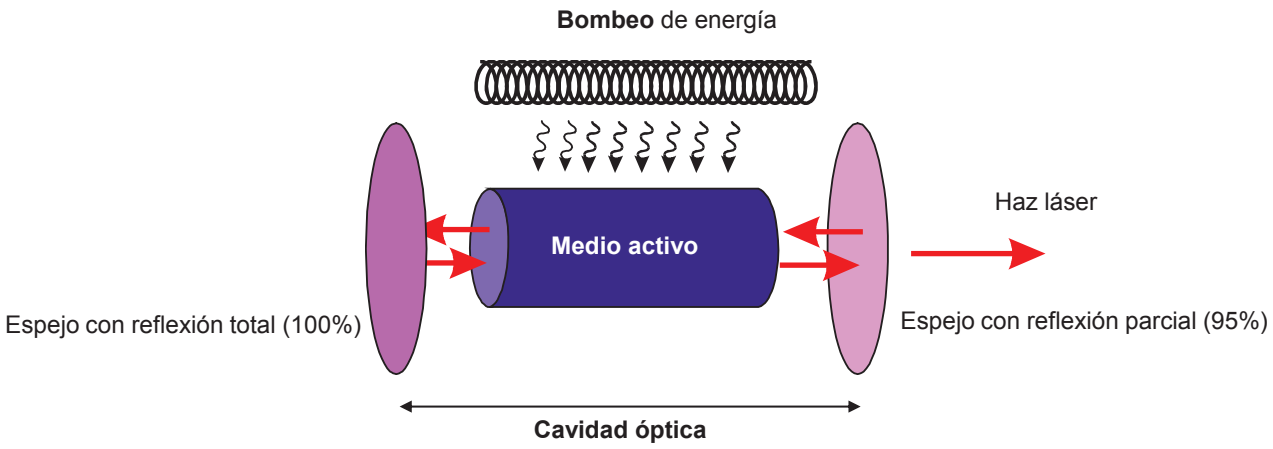
Si no se mantiene por algún mecanismo, la población N_2 decae, porque el equilibrio térmico presupone que la población del nivel 2 sea menor que la del nivel 1.

La inversión de población en un laser se obtiene de varias maneras, por ejemplo por iluminación mediante lámparas o por conducción de corriente a través del material (láser a semiconductor).

El mecanismo empleado para este fin se llama, en general, **bombeo**

El medio (material) que absorbe la luz o determina su amplificación se llama **medio activo**.

Elementos constitutivos básicos de un láser



• **Bombeo** de energía: óptico, eléctrico, químico, mediante otro láser ...

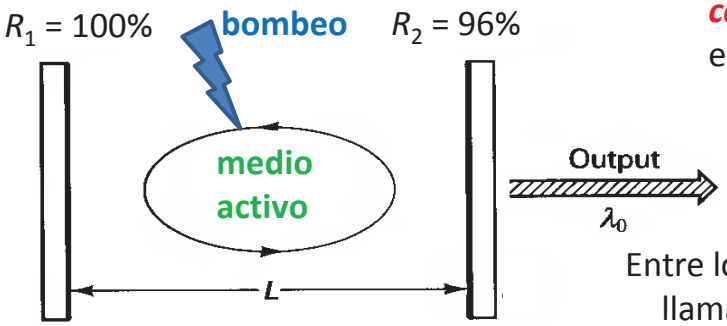
• **Medio activo (material fluorescente)** transforma parte de la energía bombeada en luz, amplificándola por emisión estimulada.

• **Cavidad** Reinyecta la luz en el medio activo, y determina una dirección privilegiada. En la cavidad se produce una onda estacionaria, lo que determina las frecuencias de emisión posibles («frecuencias de resonancia»)

• Una pequeña parte de la energía almacenada sale por un espejo, en forma del haz láser

Cavidad óptica

Para lograr una amplificación suficiente, es necesario que la misma luz interactúe más veces con el medio activo. Esto se consigue colocando el material fluorescente dentro de una ***cavidad óptica***, o sea entre espejos (p. ej. dos espejos planos paralelos - **cavidad Fabry-Perot**)

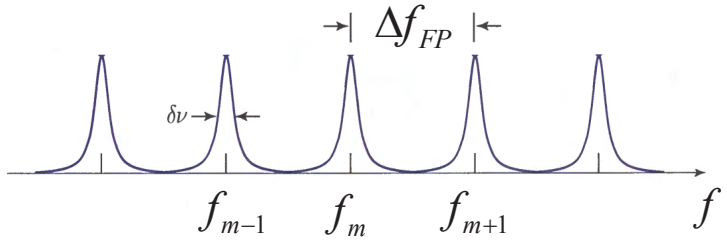


$$m\frac{\lambda_{medio}}{2} = L$$

Al menos uno de los espejos tiene que ser parcialmente transmitente, para dejar salir parte de la luz producida en la cavidad.

Entre los espejos sólo sobreviven ondas estacionarias, llamadas **modos de la cavidad**, cuyas longitud de onda es determinada por la distancia *L* entre ellos:

$$L = m\frac{\lambda_{medio}}{2} \quad \Rightarrow \quad \Delta f_{FP} = \frac{v_{prop}}{2L}$$

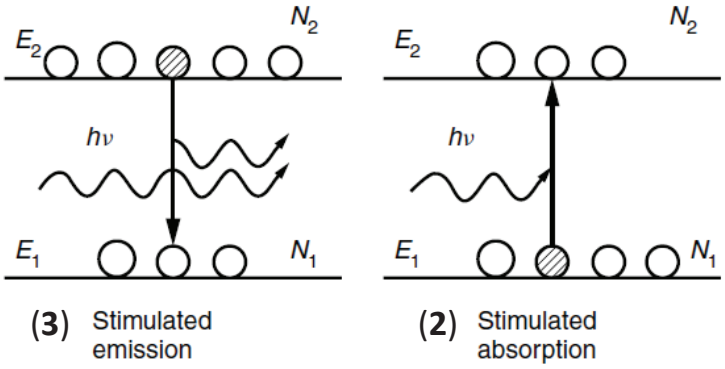


(v_{prop} es la velocidad de propagación de la luz en el medio fluorescente)

3-21 3-22

La luz emitida por un material fluorescente no es perfectamente monocromática, sino que tiene cierto ancho de banda, usualmente mayor que la separación entre los modos de cavidad, dada por $\Delta f_{FP} = v_{prop}/2L \Rightarrow$ la cavidad "selecciona" sólo unas pocas frecuencias de las que caen dentro el pico espectral de emisión del material, aumentando la monocromaticidad del láser

Absorción/emisión de luz en una cavidad óptica



$$\frac{dN_2}{dt} = -B \cdot \Im \cdot N_2$$

Einstein 1905

Sea $n^*_{fotones}$ el número de fotones en un modo (*) de luz (onda estacionaria) de la cavidad de energía correspondiente a la diferencia entre dos niveles 1 y 2 (o sea, con $hf = E_2 - E_1$). Se ha:

(1) emisión espontanea en el modo (*): $\frac{dN_2}{dt} = -A^* \cdot N_2 = -\frac{N_2}{\tau^*_{sp}}$

(2) absorción: $\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \cdot \Im^* \cdot N_1 = -\frac{1}{\tau^*_{sp}} n^*_{fotones} \cdot N_1$

(3) emisión estimulada: $\frac{dN_2}{dt} = -B_{21} \cdot \Im^* \cdot N_2 = -\frac{1}{\tau^*_{sp}} n^*_{fotones} \cdot N_2$

Nota: Einstein escribió las 2 últimas ecuaciones en función de la densidad de energía del campo en lugar de la irradiancia (llamando B el correspondiente coeficiente de proporcionalidad), y fue el 1º en ver que $B_{12} = B_{21}$.

Tiempo de vida del fotón de cavidad

En una ida y vuelta entre los espejos, la irradiancia del modo láser disminuye de un factor:

$$R_1 R_2 \exp(-2\alpha_s L) = R_1 R_2 \exp(-4k'' L)$$

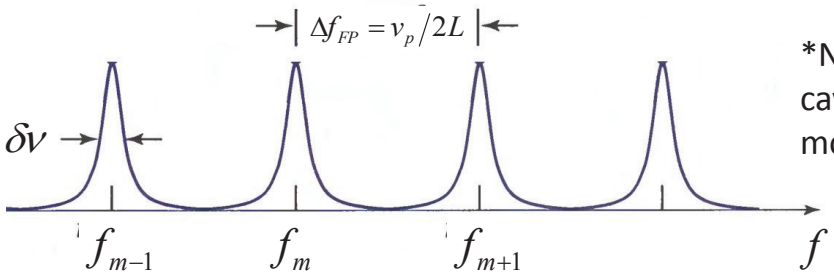
R_1 y R_2 son las reflectividades de los dos espejos, y $\alpha_s = 2k''$ es el coeficiente de atenuación de potencia debido a esparcimiento en el medio.

Definimos el coeficiente de atenuación total como: $\boxed{\alpha_{tot} = \alpha_s - \frac{1}{2L}\ln(R_1 R_2)}$

El factor de atenuación en una vuelta completa es: $\exp(-\alpha_{tot} 2L)$. Si la irradiancia inicial es $\Im_0$, después que la luz recorre una distancia *x* en la cavidad su irradiancia es: $\Im(x) = \Im_0 \exp(-\alpha_{tot} x)$

En función del tiempo *t* empleado por la luz en recorrer la distancia *x* : $\Im(t) = \Im_0 \exp(-\alpha_{tot} v_{prop} t)$
Dado que la irradiancia es proporcional al número de fotones, puede escribirse también:

$n(t) = n_0 e^{-\alpha_{tot} v_{prop} t} = n_0 e^{-t/\tau_{cavidad}}$, con: $\boxed{\tau_{cavidad} = 1/\alpha_{tot} v_{prop} = \text{tiempo de vida del fotón en la cavidad}}$



*Nota: el tiempo de vida del fotón en la cavidad determina el ancho $\delta\nu$ de cada modo: $\delta\nu = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_{cavidad}}$

Umbral y estado estacionario de un láser

La ecuación temporal para la densidad de fotones del modo láser se halla combinando ganancia y pérdidas: $\frac{dn}{dt} = -\underbrace{\frac{n}{\tau_{cavidad}}}_{\text{fotones que se escapan}} + \underbrace{\beta \cdot n \cdot (N_2 - N_1)}_{\text{emisión estimulada y absorción}}$ con $\frac{1}{\tau_{cavidad}} = \alpha_{tot} v_{prop} = v_{prop}\left[\alpha_s + \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)\right]$

En condiciones normales (sin inversión de población), ambos términos de esta ecuación son negativos y cualquier concentración inicial de fotones decae rápidamente a cero. Sin embargo, si se logra una inversión de población el 2º término es positivo y puede "contrastar" el efecto del 1º. Escribiendo la ecuación de balance como: $dn/dt = n(\beta N_{INV} - 1/\tau_{cavidad})$, es evidente que esta condición se cumple si: $N_{INV} > (\beta \tau_{cavidad})^{-1}$.

El coeficiente β suele escribirse $\beta = \sigma \cdot v_{prop}$. σ es la **sección eficaz**, que se mide en cm².

La cantidad $N_{umbral} = 1/\beta\tau_{cavidad}$ se llama umbral de operación del láser ("*lasing threshold*").

Por debajo de este valor de la inversión de población las pérdidas son mayores que la ganancia debida al balance entre emisión estimulada y absorción. Por otro lado, si $N_{INV} > N_{umbral}$, la ganancia supera las pérdidas y el medio empieza a "lasear".

A partir de la misma ecuación se puede ver también que en estado estacionario $\left(\frac{dn}{dt} = 0\right)$ la inversión de población que se establece es exactamente igual a:

$$\boxed{N_{INV}^{\text{estacionaria}} = N_{umbral} = \frac{1}{\beta\tau_{cavidad}} = \frac{\alpha_{tot} v_{prop}}{\beta} = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma}}$$

3-24

Como lograr un láser

1) Se coloca el material fluorescente, con emisión centrada a λ_{medio} y con τ_{sp} largo, entre dos espejos planos paralelos (alineados a una distancia adecuada $L = m\lambda_{medio}/2$, con *m* entero)

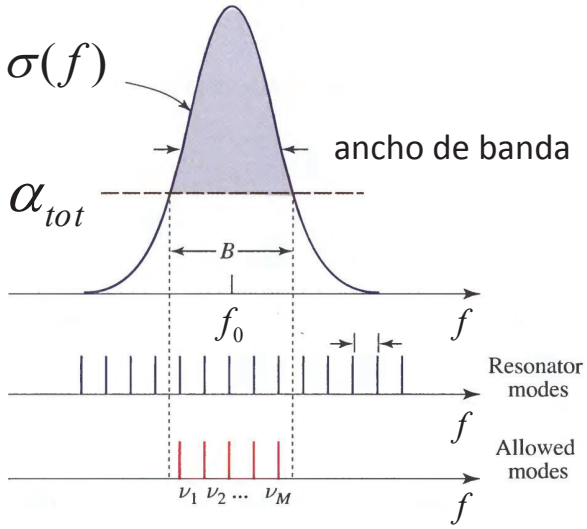
2) Se bombea (p. ej. con una lámpara) para poblar el nivel 2 hasta conseguir una inversión de población. Sin inversión de población no hay amplificación: en tal situación incluso un fotón paralelo a la cavidad no genera luz láser, sino sólo absorción en el medio.

3) Una vez se llega a tener una inversión de población, en cuanto ocurre un proceso de emisión espontanea de un fotón paralelo a la cavidad, éste es amplificado por emisión estimulada

4) Con el bombeo encendido se llega a una condición estacionaria en que la amplificación está compensada por las «pérdidas» (incluida la salida del láser).

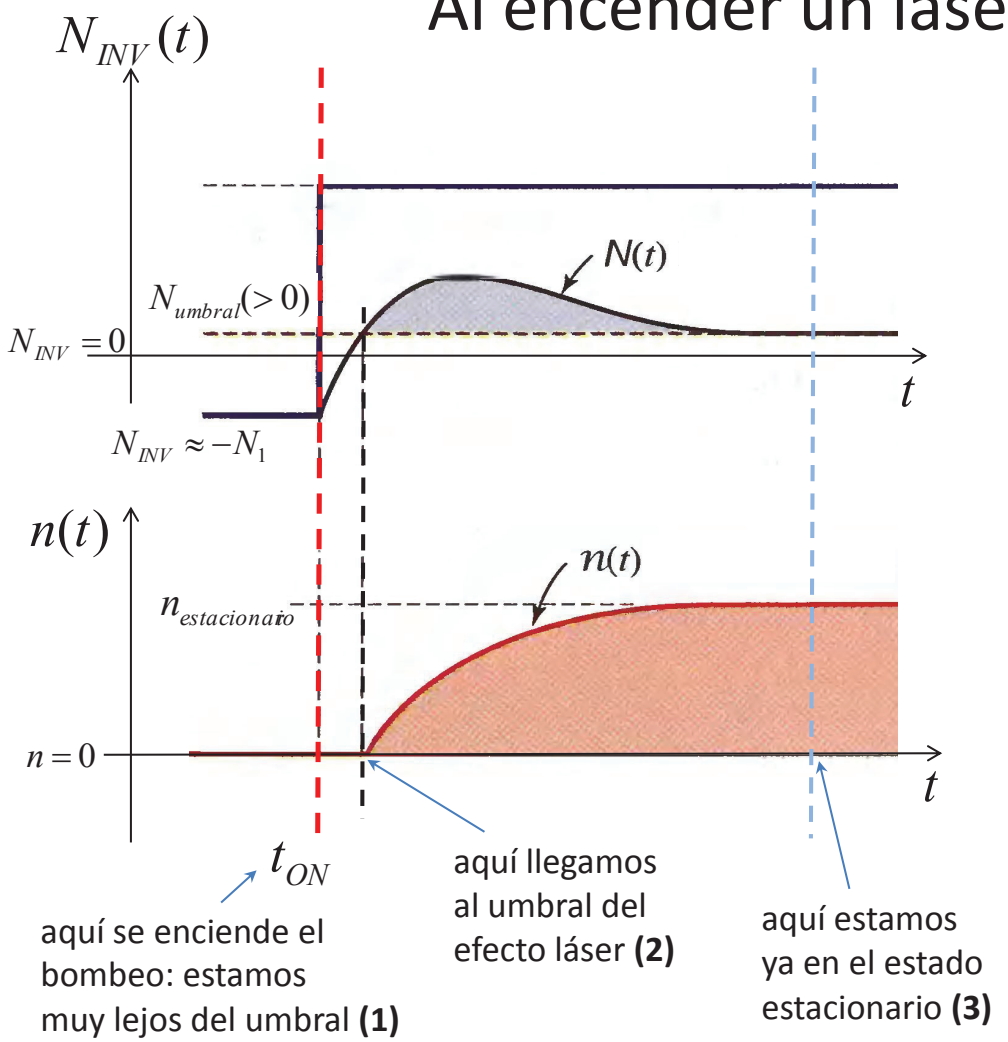
EFECTO de la CAVIDAD : el espectro de emisión de un material fluorescente puede ser más o menos ancho (las rayas de un espectro de rayas son delgadas pero aún así tienen un ancho). El efecto de la cavidad es el de seleccionar, dentro del espectro de emisión, sólo las longitudes de ondas para las que $L = m\lambda/2$.

Es por tanto la cavidad a conferir al láser su monocromaticidad casi perfecta

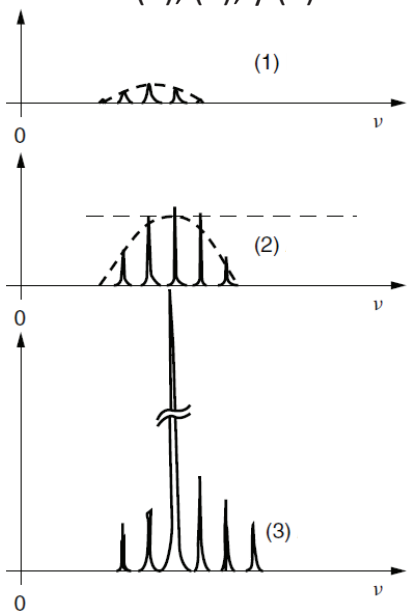


Preguntas: ¿Es más fácil conseguir una inversión de población a bajas o a altas temperaturas? ¿Es más fácil hacer funcionar un láser que emite luz roja o uno que emite luz azul?

Al encender un láser



Perfil de la potencia emitida en los instantes (1), (2), y (3)



*Sistema de dos niveles con bombeo óptico

Para producir inversión de población hay que "bombear" los electrones del nivel más bajo (1) al nivel más alto (2). P. ej. como bombeo se puede utilizar una lámpara con una alta irradiancia para que los electrones del nivel 1 absorban la luz y salten al nivel 2. Sin embargo, con este método de bombeo óptico directo entre los niveles 1 y 2 no se puede lograr una inversión de población estacionaria. Esto ocurre porque la luz de bombeo puede inducir absorción pero también emisión estimulada: por tanto, una vez que mediante el bombeo se llega a tener $N_2 = N_1$, la luz del bombeo induce tanta absorción cuánta emisión estimulada, y N_2 deja de crecer. Para verlo más en detalle, consideremos las ecuaciones de balance correspondientes:

$$\frac{dN_2}{dt} = -AN_2 + K_{\substack{bombeo\\ óptico}} \cdot N_1 - K_{\substack{bombeo\\ óptico}} \cdot N_2 \qquad \text{y} \qquad \frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}$$

N_a es la densidad de átomos y cada uno tiene un electrón que puede estar en el nivel 1 o 2 $\Rightarrow$ $\Rightarrow$ $N_1 + N_2 = N_a$. La diferencia de población es $N_{INV} = N_2 - N_1$. De estas 2 ecuaciones se obtiene $2N_2 = N_a + N_{INV}$. La ecuación de balance se escribe pues:

$$\frac{dN_{INV}}{dt}\left(= 2\frac{dN_2}{dt}\right) = -2AN_2 - 2K_{\substack{bombeo\\ óptico}}(N_2 - N_1) = -A(N_{INV} + N_a) - 2KN_{INV}$$

En estado estacionario $\frac{dN_{INV}}{dt} = 0 \;\Rightarrow\; -AN_{INV}^{(0)} - 2KN_{INV}^{(0)} = AN_a \;\Rightarrow\; N_{INV}^{(0)} = -\frac{N_a}{1+2K/A} < 0$

→La diferencia de población en estado estacionario es siempre negativa $\Rightarrow$ un sistema de 2 niveles con bombeo óptico directo no puede funcionar como láser, porque no se llega nunca a tener inversión de población (y aún menos el valor de umbral de la misma).

*Sistema de dos niveles con bombeo óptico y con fotones de cavidad

Si también hay amplificación (es decir, después que al menos un átomo del material decae por emisión espontanea radiando un fotón paralelo al eje de la cavidad), las ecuaciones de balance son: $\frac{dN_2}{dt} = -AN_2 - \beta \cdot n \cdot N_2 + \beta \cdot n \cdot N_1 + K_{\substack{bombeo \\ óptico}} \cdot N_1 - K_{\substack{bombeo \\ óptico}} \cdot N_2$ y $\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}$

Con $2N_2 = N_a + N_{INV}$ esto da:

$$\frac{dN_{INV}}{dt}\left(= 2\frac{dN_2}{dt}\right) = -2AN_2 - 2(\beta \cdot n + K_{\substack{bombeo \\ óptico}})(N_2 - N_1) = -A(N_{INV} + N_a) - 2(\beta \cdot n + K_{\substack{bombeo \\ óptico}})N_{INV}$$

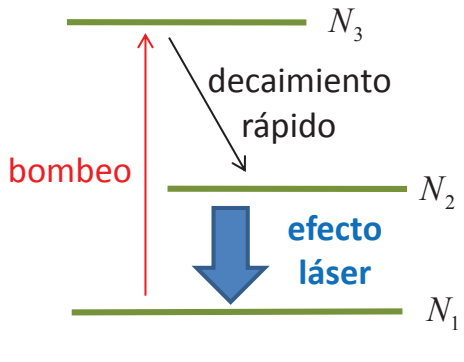
En estado estacionario $\frac{dN_{INV}}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad -AN_{INV} - 2(\beta \cdot n + K)N_{INV} = AN_a$

$$\Rightarrow \quad N_{INV} = -\frac{N_a}{1 + 2(\beta \cdot n + K)/A} < 0$$

⇒Tampoco considerando la amplificación se puede obtener una inversión de población en un sistema de 2 niveles con bombeo óptico. Como mucho, la diferencia de población tiende a cero (desde valores negativos) para intensidad de bombeo muy alta (con o sin fotones de cavidad). Sin embargo si el bombeo no es óptico, en la ecuación temporal para N_2 hay que quitar el término $-K \cdot N_2$, que corresponde a la emisión estimulada inducida por el bombeo óptico. La ecuación resultante permite obtener un láser con inversión de población positiva en ausencia ($N_{INV}^{(0)} > 0$) y también en presencia ($N_{INV} > 0$) de amplificación, como veremos a continuación

Láser de 3 niveles (o de 2 con bombeo no óptico)

Esquema más simple para lograr un láser por bombeo óptico: sistema de <u>tres</u> niveles. La transición láser es entre el nivel 1 (el más bajo) y el nivel 2. Los electrones del nivel 1 son excitados ópticamente hasta el 3 a un ritmo proporcional a la población del nivel 1 ; del nivel 3 decaen rápidamente al 2 de forma no radiativa. La ecuación para la población del nivel 2 es igual a la de un sistema de dos niveles con bombeo no óptico:



$$\frac{dN_2}{dt} = K_{bombeo}N_1 - AN_2 - \beta \cdot n \cdot N_2 + \beta \cdot n \cdot N_1$$

La densidad de átomos es N_a y cada uno tiene un electrón que puede estar en el nivel 1, 2 o 3 . En la aproximación $N_3 \approx 0$ se ha $N_1 + N_2 + N_3 = N_a \approx N_1 + N_2$, que implica también $\frac{dN_1}{dt} \approx -\frac{dN_2}{dt}$

$\Rightarrow \frac{dN_{INV}}{dt} = 2\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{bombeo} \cdot 2N_1 - \frac{2N_2}{\tau_{sp}} - 2\beta \cdot n \cdot (N_2 - N_1)$. Con $2N_2 = N_a + N_{INV}$ y $2N_1 = N_a - N_{INV}$,

se halla: $dN_{INV}/dt = \gamma_{bombeo}(N_a - N_{INV}) - A(N_a + N_{INV}) - 2\beta \cdot n \cdot N_{INV}$

Las ecuaciones de balance para un láser de 3 niveles (o 2 con bombeo no óptico) son así:

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{dN_{INV}}{dt} &= N_a(K_{bombeo} - A) - N_{INV}(K_{bombeo} + A + 2\beta \cdot n) \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{n}{\tau_{cavidad}} + \beta \cdot n \cdot N_{INV} \end{aligned}}$$

Sistema de **2 ecuaciones no lineales** en las dos variables: $\begin{cases} N_{INV} = N_2 - N_1 \\ n = \text{fotones en la cavidad} \end{cases}$

Estado estacionario de un láser de 3 niveles

Ecuaciones de balance láser de 3 niveles (o láser de 2 niveles con bombeo no óptico):

$$\begin{cases} \dfrac{dN_{INV}}{dt} = N_a(K-A) - N_{INV}(K+A+2\beta\cdot n) \\ \dfrac{dn}{dt} = -\dfrac{n}{\tau_{cavidad}} + \beta\cdot n\cdot N_{INV} \end{cases}$$

Condiciones estacionarias: $\begin{cases} \dfrac{dN_{INV}}{dt} = 0 \\ \dfrac{dn}{dt} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} N_{INV}^{\text{láser}} = N_{umbral} = \dfrac{1}{\beta\tau_{cavidad}} = \dfrac{\alpha_{tot}}{\sigma} \\ \dfrac{N_a}{N_{INV}}(K-A) = K+A+2\beta\cdot n \end{cases}$

Poniendo la 1ª ecuación en la 2ª se halla el numero de fotones en la cavidad en estado estacionario del láser:

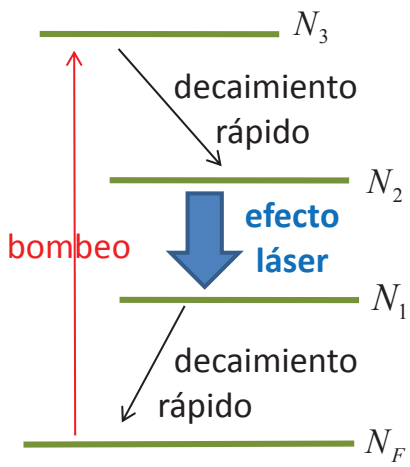
$$n = \frac{1}{2v_p}\left[\frac{N_a}{\alpha_{tot}}(K-A) - \frac{K+A}{\sigma}\right]$$

En un láser en funcionamiento, el efecto la emisión espontánea es menospreciable (A << K), de manera que para un láser de 3 niveles en estado estacionario (EE):

$$\boxed{n_{EE} = \frac{K}{2v_{prop}}\left(\frac{N_a}{\alpha_{tot}} - \frac{1}{\sigma}\right) \qquad N_{EE}^{\text{INV}} = N_{umbral} = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma}}$$

Sistema de 4 niveles con bombeo cualquiera

Lograr una inversión de población en un láser de tres niveles es complicado, porque el nivel 1 es el nivel fundamental, o sea el nivel más bajo disponible, inicialmente casi completamente lleno a donde los electrones tienden a volver por emisión espontánea. Es más fácil lograr inversión de población si existe un nivel "*F*" más bajo del 1. Este es el esquema de un láser de 4 niveles. Se bombea del nivel "*F*" hasta el 3, de donde los electrones decaen rápidamente al 2 de forma no radiativa. La transición láser es entre el 2 y el 1. Los electrones del nivel 1 decaen al nivel "*F*" de forma no radiativa y muy rápida. Con $N_1 \approx N_3 \approx 0$, que implica también $N_F + N_1 + N_2 + N_3 = N_a \approx N_F + N_2$ (N_a es la densidad de átomos), la ecuación para la población del nivel 2 es:



$\dfrac{dN_2}{dt} = K_{bombeo}N_F - AN_2 - \beta\cdot n\cdot N_2$. De $N_1 \approx 0$ se ha $N_{INV} = N_2 - N_1 \approx N_2$ y $N_F \approx N_a - N_2 \approx N_a - N_{INV}$

Se tiene entonces $dN_{INV}/dt = K_{bombeo}(N_a - N_{INV}) - AN_{INV} - \beta\cdot n\cdot N_{INV}$

Las ecuaciones de balance para un láser de 4 niveles son así:

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{dN_{INV}}{dt} &= K_{bombeo}N_a - N_{INV}(K_{bombeo} + A + \beta\, n) \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{n}{\tau_{cavidad}} + \beta\cdot n\cdot N_{INV} \end{aligned}}$$

Sistema de **2 ecuaciones no lineales** en las variables: $\begin{cases} N_{INV} = N_2 - N_1 \approx N_2 \\ n = \text{fotones en la cavidad} \end{cases}$

Estado estacionario de un láser de 4 niveles

Ecuaciones de balance láser de 4 niveles:

$$\begin{cases} \dfrac{dN_{INV}}{dt} = KN_a - N_{INV}(K + A + \beta\, n) \\ \dfrac{dn}{dt} = -\dfrac{n}{\tau_{cavidad}} + \beta \cdot n \cdot N_{INV} \end{cases}$$

Condiciones estacionarias: $\begin{cases} \dfrac{dN_{INV}}{dt} = 0 \\ \dfrac{dn}{dt} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} N_{INV}^{\text{láser}} = N_{umbral} = \dfrac{1}{\beta \tau_{cavidad}} = \dfrac{\alpha_{tot}}{\sigma} \\ \dfrac{N_a}{N_{INV}} K = K + A + \beta\, n \end{cases}$

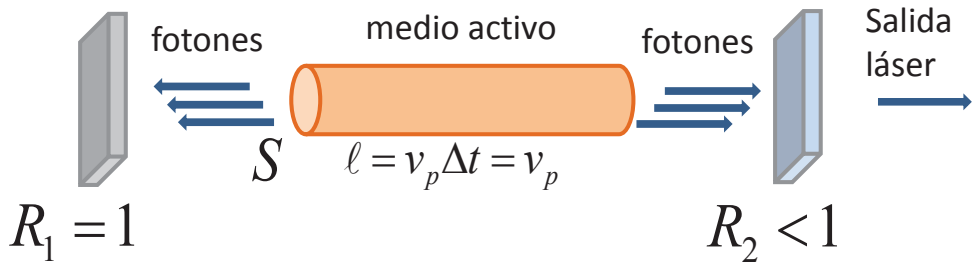
Poniendo la 1ª ecuación en la 2ª se halla el numero de fotones en la cavidad en estado estacionario (EE):

$$n_{EE} = K\left(\frac{N_a}{\alpha_{tot} v_{prop}} - \frac{1}{\beta}\right) - \frac{A}{\beta}$$

En un láser en funcionamiento, el efecto la emisión espontánea es menospreciable (*A* << *K*), de manera que para un láser de 4 niveles en estado estacionario:

$$\boxed{n_{EE} = \frac{K}{v_{prop}}\left(\frac{N_a}{\alpha_{tot}} - \frac{1}{\sigma}\right) \qquad N_{EE}^{\text{INV}} = N_{umbral} = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma}}$$

Potencia emitida e irradiancia de un láser

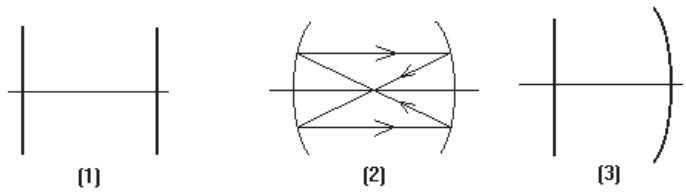


Supongamos que la frecuencia del láser sea f y que la sección del haz sea S. La cantidad *n* es la densidad de fotones en la cavidad; en un volumen de sección S y longitud v_p hay pues $S \cdot v_p \cdot n$ fotones, cada uno de energía hf. En el tiempo de un segundo, mitad de estos fotones (los que viajaban hacia la derecha) rebotan en el espejo semitransparente, y una fracción $(1 - R_2)$ lo atraviesa. La potencia emitida por el láser y su irradiancia son pues:

$$\wp_{láser} = hf \cdot \frac{n \cdot v_{prop} \cdot S}{2} \cdot (1 - R_2) \quad \text{e} \quad \Im_{láser} = \frac{\wp_{láser}}{S} = hf\,\frac{n v_{prop}}{2}(1 - R_2) \qquad \textbf{3-26}$$

Para hallar la potencia/irradiancia en estado estacionario, hay que usar la correspondiente densidad de fotones : para un láser de 3 niveles p. ej.: $n_{EE} = \dfrac{K}{2v_{prop}}\left(\dfrac{N_a}{\alpha_{tot}} - \dfrac{1}{\sigma}\right)$ **3-27**

*NOTA: Hay varias geometrías posibles para la cavidad. Cada una determina una distinta geometría del haz producido por el láser



Resumen ecuaciones láser de 2, 3 o 4 niveles

Con $R_1 = 1$: $\alpha_{tot} = \alpha_s + \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_2}\right)$, $N_{INV}^{\text{estacionaria}} = N_{umbral} = \frac{\alpha_{tot}}{\sigma}$

$$n_{EE}^{3\,\text{niveles}} = \frac{K}{2v_{prop}}\left(\frac{N_a}{\alpha_{tot}} - \frac{1}{\sigma}\right) \qquad n_{EE}^{4\,\text{niveles}} = \frac{K}{v_{prop}}\left(\frac{N_a}{\alpha_{tot}} - \frac{1}{\sigma}\right)$$

$$\wp_{láser} = hf \cdot \frac{n \cdot v_{prop} \cdot S}{2} \cdot (1 - R_2) \quad ; \quad \Im_{láser} = \frac{\wp_{láser}}{A} = hf\,\frac{n v_{prop}}{2}(1 - R_2)$$

3-29, 3-33

Dinámica láser de 3 niveles
(o 2 con bombeo no óptico)

$$\begin{cases} \dfrac{dN_{INV}}{dt} = N_a(K_{bombeo} - A) - N_{INV}(K_{bombeo} + A + 2\beta \cdot n) \\ \dfrac{dn}{dt} = -\dfrac{n}{\tau_{cavidad}} + \beta \cdot n \cdot N_{INV} \end{cases}$$

Dinámica láser de 4 niveles

$$\begin{cases} \dfrac{dN_{INV}}{dt} = K_{bombeo}N_a - N_{INV}(K_{bombeo} + A + \beta\, n) \\ \dfrac{dn}{dt} = -\dfrac{n}{\tau_{cavidad}} + \beta \cdot n \cdot N_{INV} \end{cases}$$

donde $\beta = \sigma \cdot v_{prop}$

3-28, 3-32

*Solución aproximada para el láser de 4 niveles

Las ecuaciones de balance de un láser de 4 niveles son dos ecuaciones diferenciales acopladas, que se tienen que resolver a la vez (numéricamente). Se puede hallar una solución analítica aproximada considerando el límite de la *inversión de población lentamente variable*, o sea el caso límite en que $dN_{INV}/dt \approx 0$. En esta aproximación se halla $K_{bombeo}N_a = N_{INV}(K_{bombeo} + A + \beta\, n)$

Menospreciando la emisión espontánea ($A << 1$, o sea $\tau_{sp} >> 1$), se ha pues: $N_{INV} = \dfrac{N_a}{1 + (\beta\, n/K)}$

Sustituyendo en la ecuación de balance para el número de fotones en la cavidad:

$$\boxed{\frac{dn}{dt} \cong n\left(\beta \cdot N_{INV} - \frac{1}{\tau_{cavidad}}\right) = n\left(\beta \cdot \frac{N_a}{1 + (\beta\, n/K)} - \frac{1}{\tau_{cavidad}}\right)}$$

En estado estacionario (EE) se ha $\dfrac{N_a}{(1/\beta) + (n_{EE}/K)} = \dfrac{1}{\tau_{cavidad}} \Rightarrow n_{EE} = K\left(N_a \tau_{cavidad} - \dfrac{1}{\beta}\right)$

De la ec. de balance puede hallarse una solución "indirecta", de la forma *t*(*n*) (en lugar de *n*(*t*)).

La escribimos como $\dfrac{1}{n}\dfrac{dn}{dt} = \dfrac{N_a}{1/\beta + n/K} - \dfrac{1}{\tau} = \dfrac{N_a\tau - (1/\beta + n/K)}{\tau(1/\beta + n/K)}$. Usando el hecho que $\dfrac{dn}{dt} = \left(\dfrac{dt}{dn}\right)^{-1}$, se halla:

$$\frac{dt}{dn} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\tau(1/\beta + n/K)}{(N_a\tau - 1/\beta - n/K)} = \frac{\tau}{n} \cdot \frac{(K/\beta + n)}{(n_{EE} - n)}$$

Esto se puede integrar para sacar :

3-35

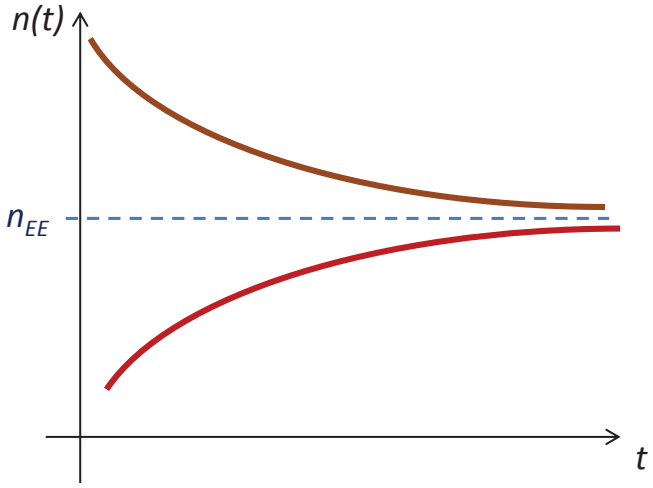
$$\boxed{\left(\beta N_a - \frac{1}{\tau}\right)t(n) = \ln n - \tau \cdot \beta N_a \ln\left(\left|n_{EE} - n\right|\right)}$$

Notad el valor absoluto en el 2º logaritmo (ya que en general es $\dfrac{d}{dx}\ln(|x|) = \dfrac{1}{x}$)

*Solución aproximada láser de 4 niveles

$$\left(\beta N_a - \frac{1}{\tau}\right) t(n) = \ln n - \tau \cdot \beta N_a \ln\left(\left|n_{EE} - n\right|\right)$$

Para trazar la gráfica de $n(t)$ se calcula el valor numérico de $t(n)$ para varios valores de n , y luego se hace una gráfica (por puntos) de n en función de t. El resultado es el siguiente:



Debido al valor absoluto que aparece en la solución $t(n)$, hay dos posibles formas de la curva $n(t)$ (curvas roja y marrón en el gráfico), que corresponden a las dos posibles condiciones iniciales, $n(0) > n_{EE}$ y $n(0) < n_{EE}$

La densidad de fotones tiende en ambos casos al valor estacionario: $n_{EE} = K\left(N_a \tau_{cavidad} - \frac{1}{\beta}\right)$

Tipos de láser (clasificación: medio activo; tipo de bombeo; patrono temporal)

Láser de GAS

gas atómico neutro (He-Ne)
gas atómico ionizado (Ar^+, Kr^+, He-Cd)
gas molecular (CO_2, N_2, F_2, HCN, CH_3F)
de excímeros (ArF, KrF, XeCl, XeF)

Bombeo por descarga eléctrica (lámpara al neón) a veces también indirecto, por colisiones con la mediación de otro gas (He-Ne)

HF → *con bombeo por reacción química (químioluminiscencia)*

Láser de ESTADO SÓLIDO

Rubí ($Cr^{3+} : Al_2O_3$)
Granate Nd:YAG ($Nd : Y_3 Al_5O_{12}$)
Zafiro dopado con titanio ($Ti : Al_2O_3$)
láser de fibra óptica (Er^+/ $Yb^+ : SiO_2$)

Bombeo óptico

láser de semiconductor → *Bombeo por paso de corriente*

Láser de colorante (en SOLUCIÓN en agua o alcohol, o en dispersión en un POLÍMERO)

Polymethine, Xanthene,
Coumarine, Rhodamina 6G, ...

Bombeo óptico

Láser de electrones libres (SINCROTRÓN - FEL)

TABLE 21-2 LASER PARAMETERS

Type	Wavelength
Helium–neon (gas)	632.8 nm
Ruby (solid)	694.3 nm
Carbon dioxide (gas)	10.6 μm
Nitrogen (gas)	337 nm
Nd:YAG (solid)	1.064 μm
Nd–glass (solid)	1.06 μm
Argon ion (gas)	488 nm or 514.5 nm
Dye (liquid)	400–900 nm (tunable)
Argon fluoride (excimer)	193 nm
Hydrogen fluoride (chemical)	2.6–3 μm
Gallium arsenide (semiconductor diode)	780–900 nm

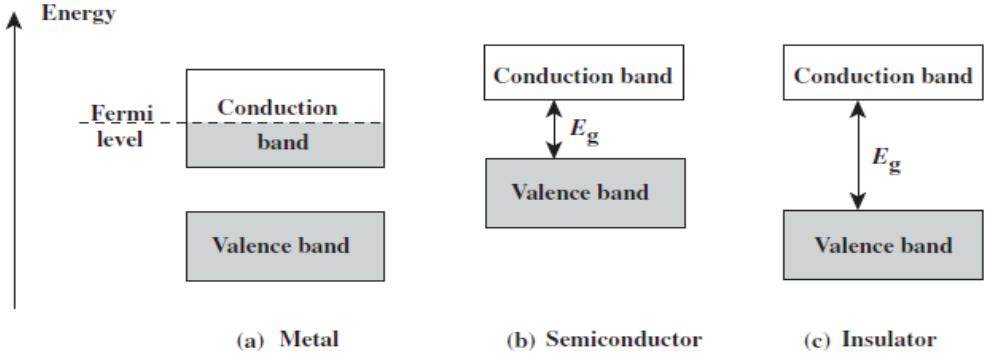
Pregunta: ¿ por qué no se utiliza el bombeo óptico para un láser de gas ?

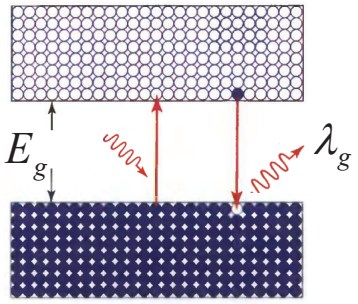
El bombeo/la salida láser puede ser continuos, o pulsado → **láser en continua (CW) o pulsado**

Fuentes de luz de semiconductor

Un sólido presenta bandas electrónicas anchas, en lugar de niveles discretos característicos de átomos aislados (gas). Como en un átomo, los electrones llenan los niveles más bajos y dejan vacíos los niveles más altos (a energía mayor).
En los metales existe una banda poblada sólo por mitad; dentro de esta banda los electrones pueden moverse casi libremente, ya que hay niveles de energía libres a su alcance. En los dieléctricos, las bandas son o totalmente llenas o totalmente vacías. Para poder moverse del nivel en el que están, los electrones deben "saltar" a través de una banda prohibida hasta un nivel a energía mucho mayor de la que tienen. El ancho de la banda prohibida se indica con E_g

La única diferencia entre un semiconductor y un buen aislante es que en el primero E_g es más pequeña

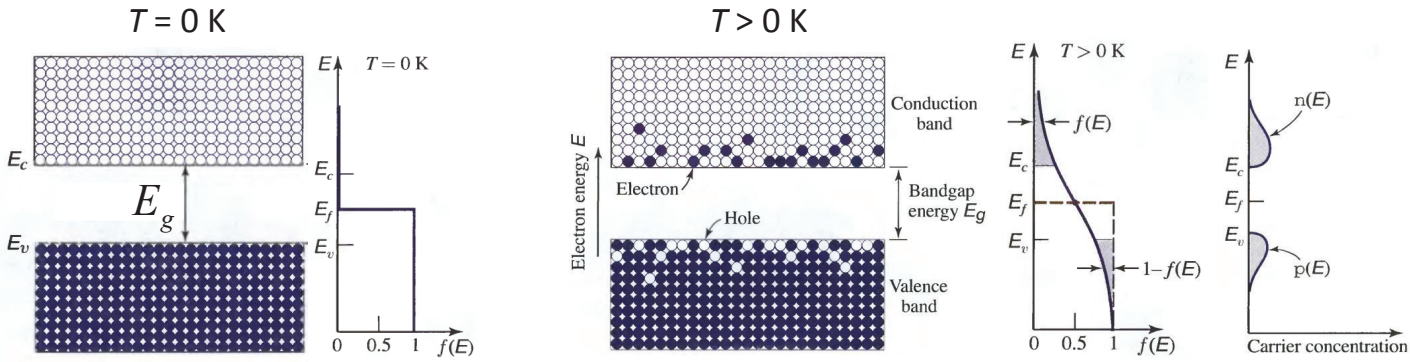




Longitud de onda máxima para la transición óptica a través de la banda prohibida: $\lambda_g = hc/E_g$

Si E_g está dada en eV, el valor de λ_g en micras es $\lambda_g(\mu m) \approx \dfrac{1.24}{E_g}$

Electrones y huecos: radiación por recombinación



Para T $\neq$ 0 los electrones tienen cierta energía térmica. En un semiconductor, para el que E_g es pequeño, la energía térmica es suficiente para que permite a una pequeña parte de "saltar" a la banda de conducción (carga negativa libre) y dejar atrás un "hueco" (carga positiva libre).
Estas cargas libres pueden conducir electricidad → de ahí el nombre *semiconductor*

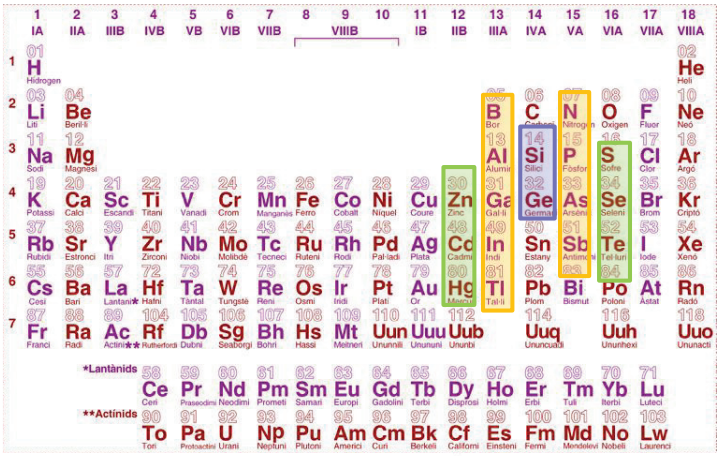
Si se aplica una corriente I a un semiconductor, el número de cargas inyectadas por segundo es I/e. Estas cargas inyectadas suponen un aumento de las densidades de electrones y huecos en el material, lo que significa un aumento de la tasa de recombinaciones (incluidas las radiativas) $\Rightarrow$ aplicando una corriente a un semiconductor puede producirse luz →

principio de funcionamiento del LED: electroluminiscencia por paso de corriente

http://www.personal.psu.edu/users/i/r/irh1/SWF/Semiconductors.swf

(energy levels & extrinsic semiconductors)

Elementos semiconductores y dopantes



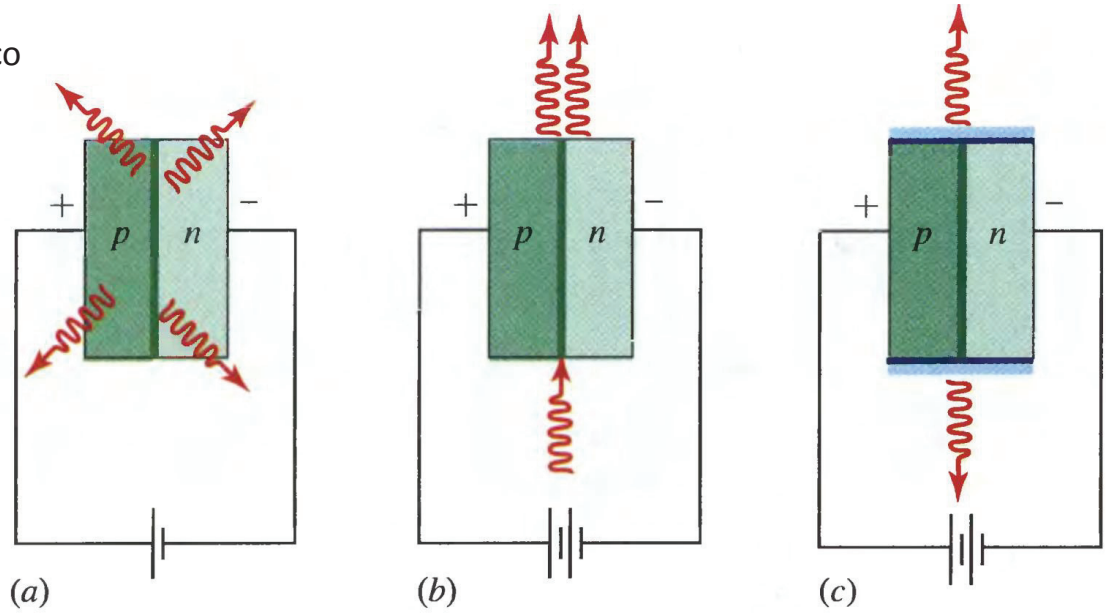
Semiconductors intrínsecs:
Elements semiconductors: 4 e- de València, **grup 14 (IV4)** ex: Si, Ge
Compostos semiconductors: 4 e- de València en promig
- formats per elements dels grups **13 (IIIA) i 15 (VA)** de la taula periòdica, GaAs,InSb,..
- formats elements dels grups **12(IIB) i 16(VIA),** ZnSe, CdS,..

Semiconductors extrínsecs: dopatge de semiconductors
- tipo N, dopat amb element de València 5, semiconductor del grup 15 (VA), Si+ P As Sb
- tipo P, dopat amb element de València 3, grup 13 (IIA), Si+

El diodo en óptica y electrónica

El diodo se utiliza en electrónica como rectificador de corriente (solo pasa corriente hacia la izquierda, es decir del material n al p), y en óptica como:
(a) LED
(b) amplificador óptico
(c) láser
(d) fotodiodo
(celda solar)

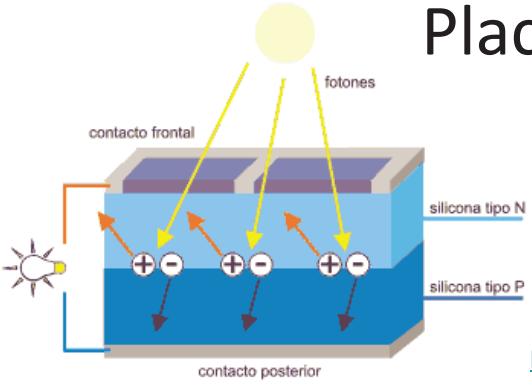
3-36



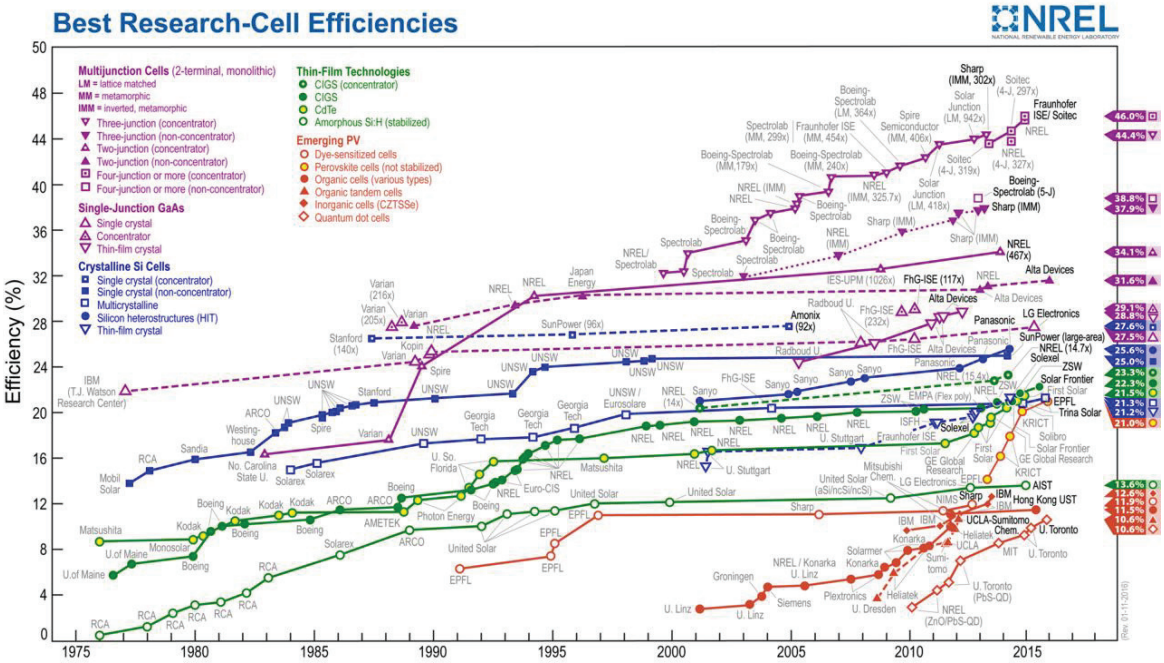
La diferencia entre LED y diodo láser está en la geometría de salida de luz, y en el valor de la corriente, que en el diodo láser tiene que ser suficiente para lograr inversión de población

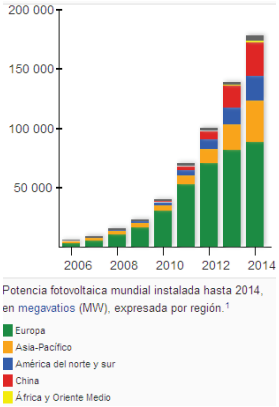
http://www.personal.psu.edu/users/i/r/irh1/SWF/Semiconductors.swf

Placas fotovoltaicas



https://es.wikipedia.org/wiki/Energ%C3%ADa_solar_fotovoltaica



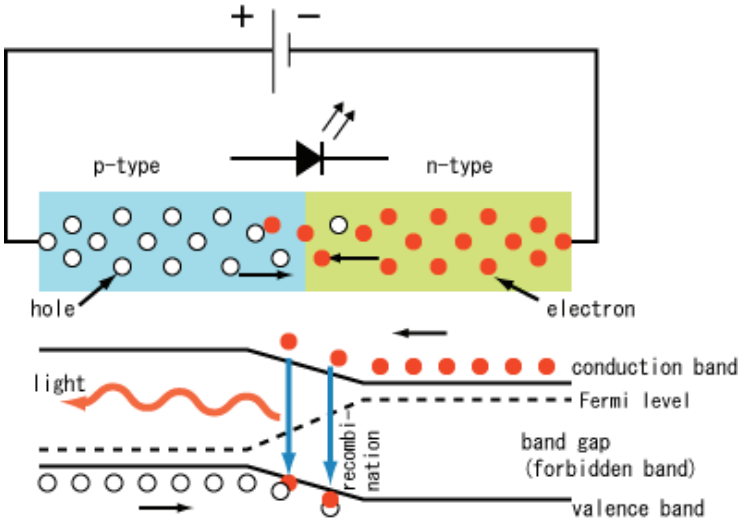


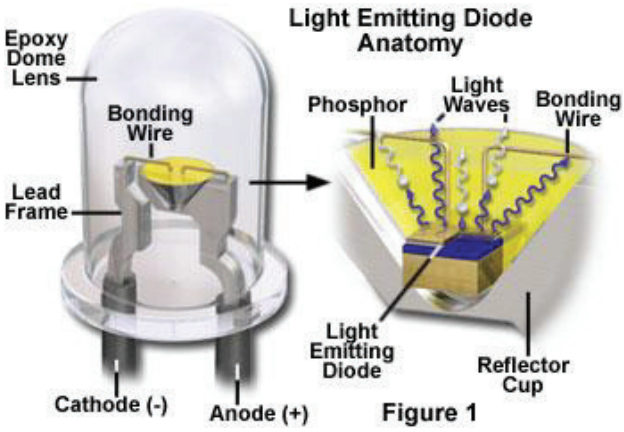
LED (Light-Emitting Diode)

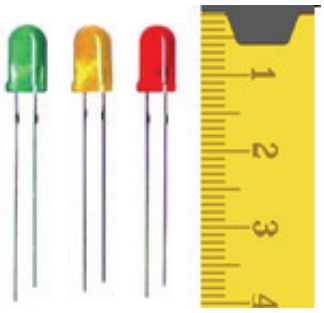
Díodes semiconductors que emeten per recombinació entre banda de València i la de conducció.

El procés es controla aplicant una diferència de potencial entre la regió *p* i la regió *n* del diode.

Recombinació d'e- i forats en la zona d'unió.







Color de un LED

La llum emesa no és molt monocromàtica.
Podem trobar bandes relativament estretes de pocs nm i bandes amples de fins a 50 nm.

La longitud d'ona d'un LED depèn de l'energia del "gap" del semiconductor, normalment a l'IR proper, visible, I UV proper.
El primer LED fou roig, d'GaAs

La freqüència d'emissió depèn del gap entre la banda de València i de conducció que depèn del semiconductor utilitzat, del dopat del semiconductor i també de la temperatura.

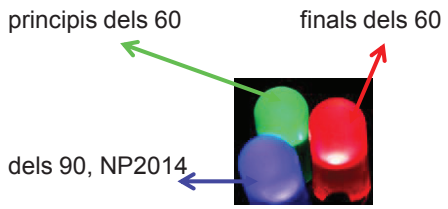
Compost	Color
Arseniür de gal·li (GaAs)	Infraroig
Arseniür de gal·li i alumini (AlGaAs)	Roig i infraroig
Arseniür fosfuri de gal·li (GaAsP)	Roig, taronja i groc
Nitrur de gal·li (GaN)	Verd
Fosfur de gal·li (GaP)	Verd
Seleniur de zinc (ZnSe)	Blau
Nitrur de gal·li i indi (InGaN)	Blau
Carbur de silici (SiC)	Blau
Diamant (C)	Ultraviolat
Silici (Si)	Groc-Verd

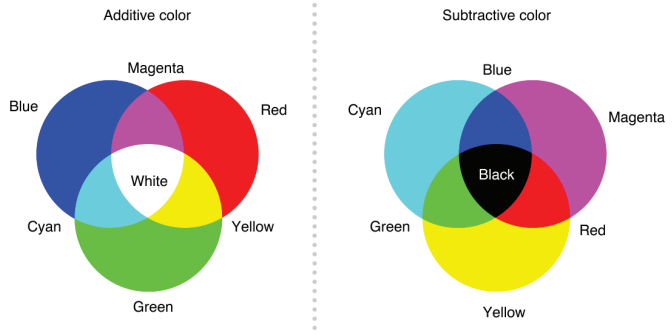
Compostos usats en la construcció de díodes LED

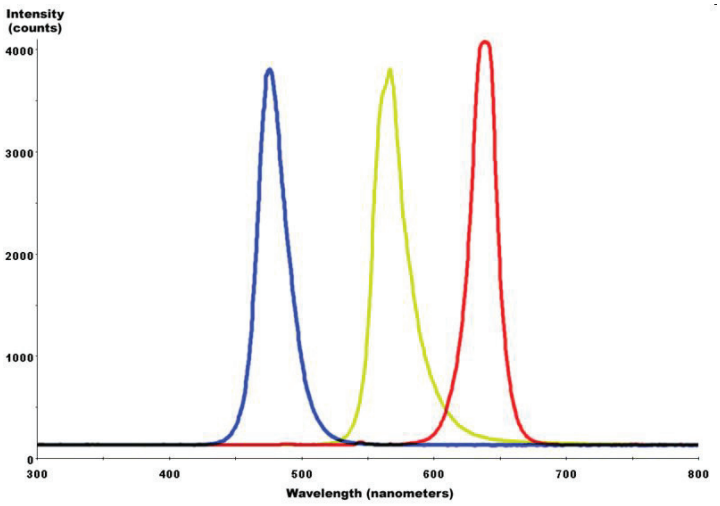
http://en.wikipedia.org/wiki/Light-emitting_diode

Pantallas LED

Per generar llum blanca s'utilitzen 3 LEDS: vermell, verd i blau (RGB) per píxel.
https://ca.wikipedia.org/wiki/Model_de_color_RGB







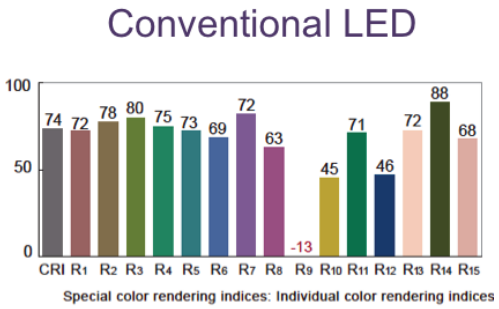
LEDs para el alumbrado

•Vida útil 50.000 hores

•Eficàcia LED blanc fins a 150 lm/W (en rosca Eddison 60 lm/W)

•Configuracions:

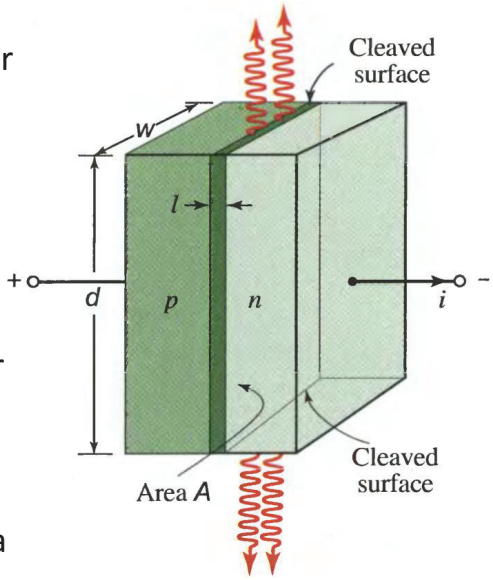
•CRI 80-95

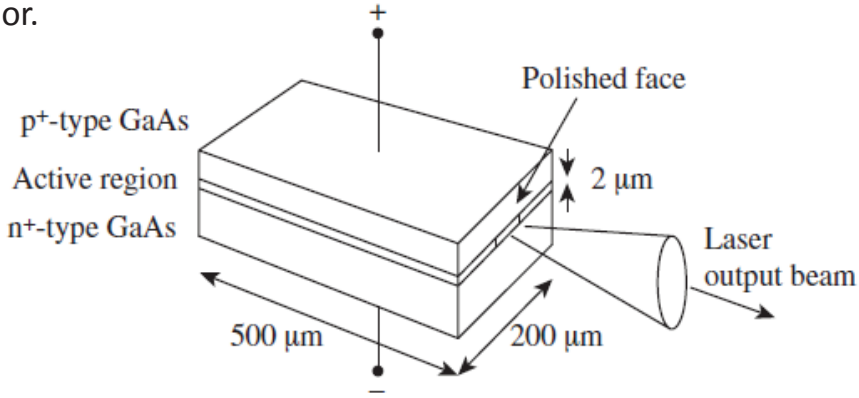


http://www2.powerled.ie/faqs/led-versus-conventional-lighting/

Diodo láser

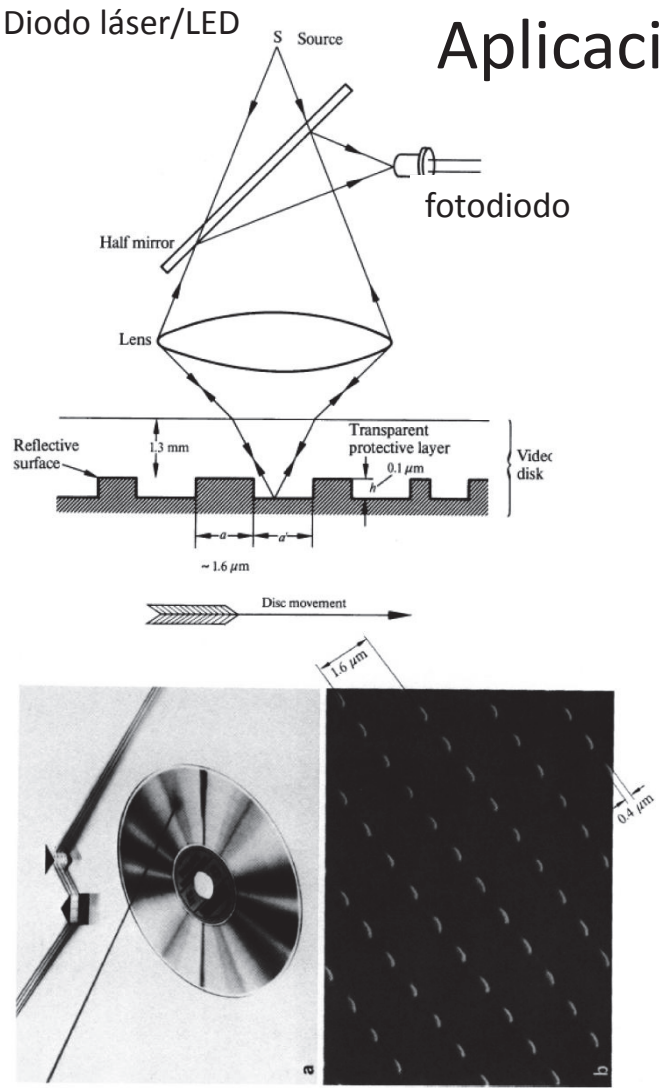
Se puede obtener un espejo suficientemente bueno para realizar un láser de semiconductor simplemente cortando de forma controlada la superficie del semiconductor (no hace falta metalizarla). La reflectividad para incidencia normal en el GaAs (índice de refracción n = 3.6), un semiconductor que se utiliza para diodos láser, es el 32 % . Esto supone pérdidas muy altas por trasmisión de fotones, que se tienen que compensar con ganancias muy altas. Sin embargo, esto no es difícil de conseguir en un diodo láser (o láser de semiconductor): el bombeo es por inyección directa de portadores, como en un LED; el umbral de inversión se consigue a partir de cierto valor de corriente aplicada: existe un valor mínimo de la corriente de bombeo para conseguir una inversión de población, encima de la que el diodo empieza a funcionar como amplificador.

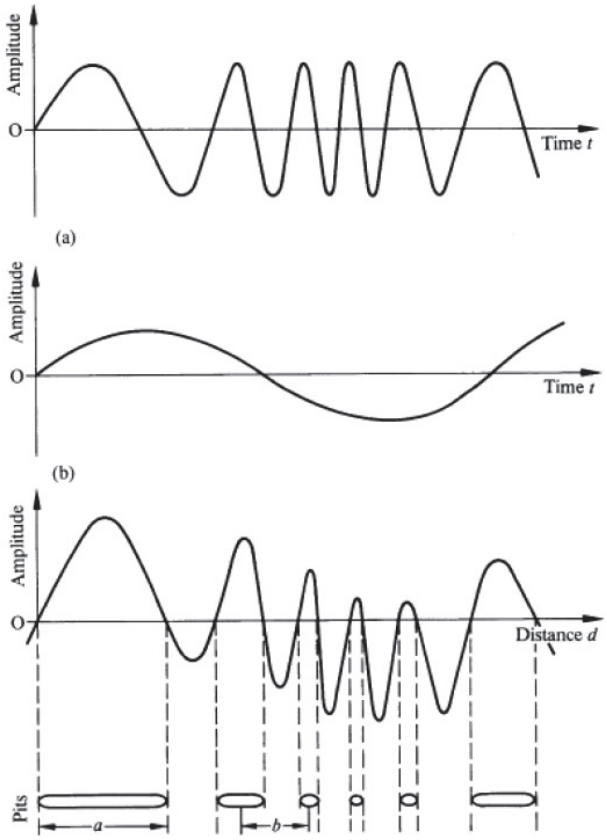




3-37, 2-50

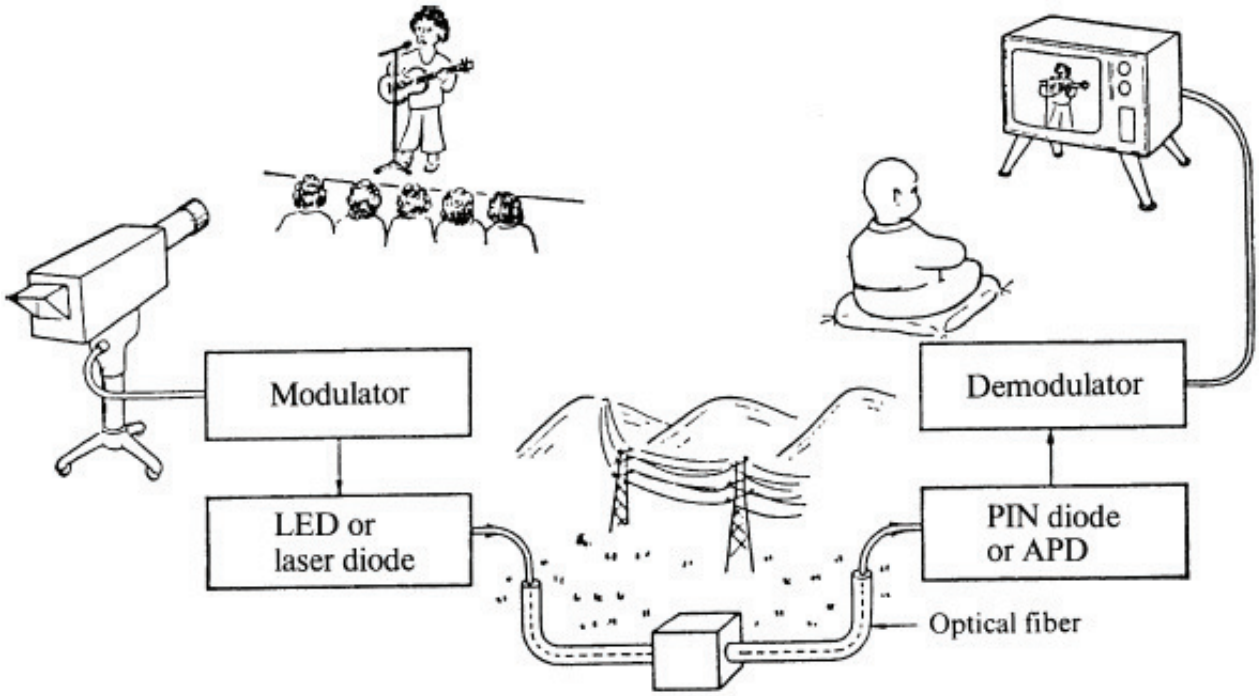
Aplicación: el CD/DVD





Pits on the surface of the disk formed from the zero crossing points. (a) Frequency modulated video signal. (b) Audio signal. (c) Pits formed from zero crossing points

Aplicación: comunicaciones por fibra óptica



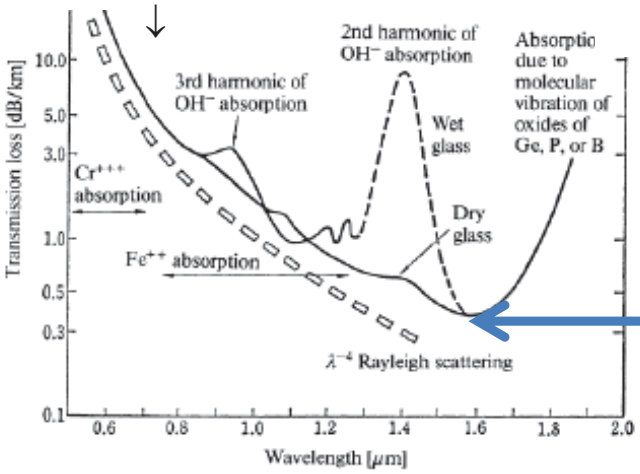
Modulación: trasformación de una señal digital o analógica en una corriente/voltaje/luz con un patrono que contiene la información sobre la señal.

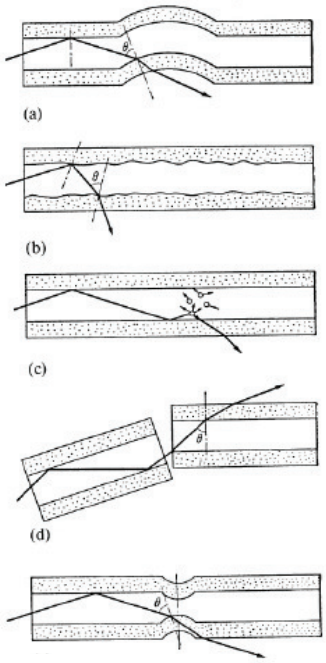
En la comunicación por fibra, la modulación es la codificación de una señal en pulsos de luz; se puede realizar de varias maneras: la más fácil, si la señal de entrada es una corriente, es la modulación directa de un LED o diodo láser

(otras tecnologías: modulación acustoóptica o electroóptica)

Atenuación y amplificación

Las perdidas pueden ser debidas a absorción y/o esparcimiento en el material , o ser causadas por defectos estructurales o de las conexiones/uniones →

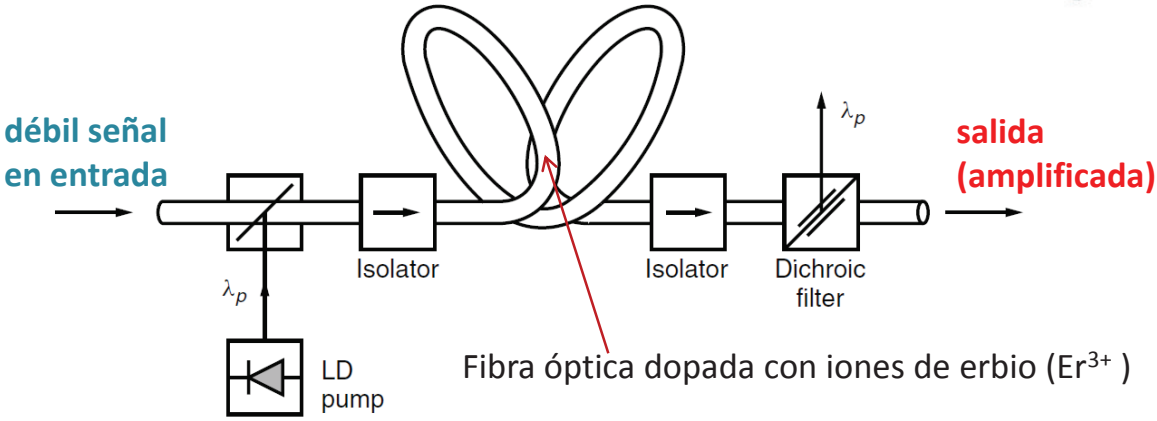




mínimo de atenuación:

$$\lambda_{\min} \approx 1.55\,\mu m$$

Solución: **amplificador de fibra óptica**



Dispersión en las fibras ópticas

Cuando un pulso corto se propaga por una fibra, además de bajar en intensidad debido a las pérdidas, también adquiere una durada mas larga debido a fenómenos de dispersión. Las principales fuentes de dispersión son tres. La primera es la más importantes para fibras multimodo; las últimas dos son importantes en fibras monomodo:

- **Dispersión modal** **2-64, 2-65**
(distinta velocidad de propagación de grupo de los varios rayos/modos que componen el pulso)

- **Dispersión del material**
(diferente velocidad de las componentes en frecuencia de un pulso) ***2-66**

- **Dispersión de la guía**
(diferente patrono de propagación en función de la frecuencia: frecuencias distintas tienen distinta distribución de amplitud de campo → la luz penetra más o menos en la funda de la fibra y sufre por tanto más o dispersión causada por a la diferencia de índice entre fibra y funda)

La dispersión limita la comunicación por fibra óptica de manera distinta que las pérdidas por atenuación: **mientras a la atenuación se puede obviar utilizando amplificadores de fibra óptica para recuperar la intensidad inicial, la *dispersión* ensancha los pulsos en el tiempo**, transformando un pulso p. ej. rectangular en un pulso de forma arbitraria, "mezclando" así el pulso correspondiente a un bit con el anterior y/o el siguiente; la única manera de obviar a esto es colocar un detector seguido por un emisor que emita un nuevo pulso de la misma calidad que el pulso inicial.