

Dispositivos Optoelectrónicos

José Ramón Sendra Sendra

18 de abril de 2001

Índice General

1	Sensores	6
1.1	Funcionamiento básico	6
1.1.1	¿Cómo se detecta la radiación electromagnética?	6
1.1.1.1	Cuantos de energía, efecto fotoeléctrico.	6
1.1.2	Conductividad eléctrica.	8
1.1.2.1	Conductividad en general	8
1.1.2.2	Conductividad en metales	9
1.1.2.3	Conductividad en semiconductores	9
1.1.2.4	Fotoconductividad	10
1.1.3	Transmisión y absorción.	11
1.1.3.1	¿Qué zona del espectro se detecta?	12
1.1.4	Diferencias entre fotorreceptores	12
1.2	Fotorresistencias	14
1.2.1	Teoría de funcionamiento	14
1.2.2	Ejemplos de utilización.	16
1.2.2.1	Báscula Schmitt-Trigger.	16
1.2.2.2	Integrador	17
1.2.2.3	Oscilador	18
1.2.2.4	Oscilador controlado por luz.	19
1.3	Fotodiodo	20
1.3.1	Unión PN	20
1.3.2	Fotodiodos PN	21
1.3.3	Fotodiodos PIN	22
1.3.4	Fotodiodos APD	22
1.3.5	Electrónica para fotodiodos	23
1.3.5.1	Amplificador de transconductancia	24
1.3.5.2	Tensiones de offset	25
1.3.5.3	Ancho de banda	25
1.3.5.4	Amplificador oscilante	26
1.4	Fototransistores	27
1.4.1	Circuitaría para aplicación mediante un fototransistor	27
1.4.2	Características técnicas	28
1.4.2.1	Características estáticas	28
1.5	Comparación entre los dispositivos sensores	31

1.6	Circuitos Integrados Optoelectrónicos (OPICs)	31
1.6.1	TSL260	31
2	Emisores	32
2.1	Diodos electroluminiscentes (LED's)	32
2.1.1	Introducción	32
2.1.1.1	Eficiencia interna	33
2.1.1.2	Potencia interna	34
2.1.1.3	Distribución angular y potencia externa	35
2.1.1.4	Ancho de banda espectral	36
2.1.1.5	Longitud de onda de emisión.	37
2.1.2	Características técnicas	39
2.1.2.1	Potencia óptica y espectro de emisión	39
2.1.2.2	Característica tensión-corriente	40
2.1.2.3	Máxima potencia disipable	40
2.1.2.4	Emisión en función de la excitación	41
2.1.3	¿Cómo se usa un LED?	41
2.2	Fundamentos del láser	43
2.2.1	Introducción	43
2.2.1.1	Diferencia entre la emisión estimulada y espontánea	43
2.2.1.2	Ecuación de equilibrio en un emisor óptico	44
2.2.2	Características técnicas	47
2.2.3	¿Cómo se usa un láser?	49
2.2.3.1	Ejemplo 1	49
2.2.3.2	Ejemplo 2	50
2.2.3.3	Ejemplo 3	52
3	Pantallas electrónicas	54
3.1	Principios de funcionamiento	54
3.1.1	Tubo de rayos catódicos	54
3.1.2	Pantallas de plasma	55
3.1.3	Pantallas de LEDs	55
3.1.4	Pantallas de cristal líquido	55
3.2	Pantallas de cristal líquido	55
3.2.1	¿Qué es un cristal líquido?	55
3.2.1.1	Cristal líquido y su relación con las pantallas	56
3.2.2	Características de una pantalla de cristal líquido	57
3.2.3	Principio de funcionamiento	57
3.2.3.1	Polarización de la luz	58
3.2.3.2	Filtros polarizadores	58
3.2.3.3	Estructura física de una pantalla de cristal líquido	59
3.2.4	Técnicas de excitación de LCDs	60
3.2.4.1	Posibles estructuras de los electrodos	60
3.2.4.2	Excitación estática	60
3.2.4.3	Excitación multiplexada	61

Introducción

Esta asignatura va a tratar sobre los dispositivos optoelectrónicos, que son aquellos que trabajan conjuntamente con señales electrónicas y ópticas. Más concretamente son capaces de transformar señales electrónicas en ópticas o viceversa. Como ejemplo tenemos la lámpara incandescente, más comúnmente conocida como bombillo o también un fluorescente, ambos transforman una señal eléctrica o electrónica en luz, es decir, transforman electrones en fotones. En el otro lado tenemos, por ejemplo, una célula solar que hace la función contraria transforma fotones en electrones.

Durante la carrera hemos tenido mucha interacción con señales electrónicas aunque siempre hemos obviado el carácter de partículas elementales de los electrones y hemos trabajado con tensiones y corrientes aunque no sería complicado hacer la conversión. Nos falta profundizar un poco en la otra parte, es decir, en los fotones o, pasando de las partículas elementales a las señales, las señales ópticas.

Hasta principios de este siglo hubo una gran controversia entre quienes afirmaban que la luz estaba compuesta por corpusculos, y quienes decían que la luz estaba compuesta por ondas. Había experimentos que permitían afirmar ambas cosas. Sólo en este siglo quedó definitivamente claro que había una dualidad onda-corpúsculo, es decir, la luz está compuesta por paquetes de ondas individuales, cada uno de los cuales tiene una energía determinada. Parece pues que la señal de identidad de cada uno de estos paquetes (en adelante fotones) viene dada por su energía, que equivale a frecuencia de vibración según

$$E = h\nu \quad (1)$$

donde ν es la frecuencia de vibración y h es la constante de Plank. Además como estamos hablando de luz, que tiene una velocidad en el vacío $c \approx 3 \cdot 10^8 m/s$ tenemos que el tiempo que tardará una onda en recorrer una de sus longitudes de onda λ (valga la redundancia) será el periodo de la señal, o sea, la inversa de la frecuencia

$$\begin{aligned} e &= v \cdot t \\ \lambda &= c \cdot T = \frac{c}{\nu} \end{aligned} \quad (2)$$

así pues tenemos una relación entre energía, frecuencia y longitud de onda, de forma que indicar una equivale a indicar las otras.

Espectro electromagnético

Una vez definidas las relaciones internas de las señales ópticas vamos a ver el espectro electromagnético al completo para poder situarnos y ver cuales son los fotones que nos van a interesar a nosotros y también el porqué de este interés.

En la figura 1 tenemos el espectro, podemos ver tres ejes de ordenadas distintos, uno de energías, otro de frecuencias y otro de longitudes de onda suponiendo que las ondas se desplazan por el vacío. El

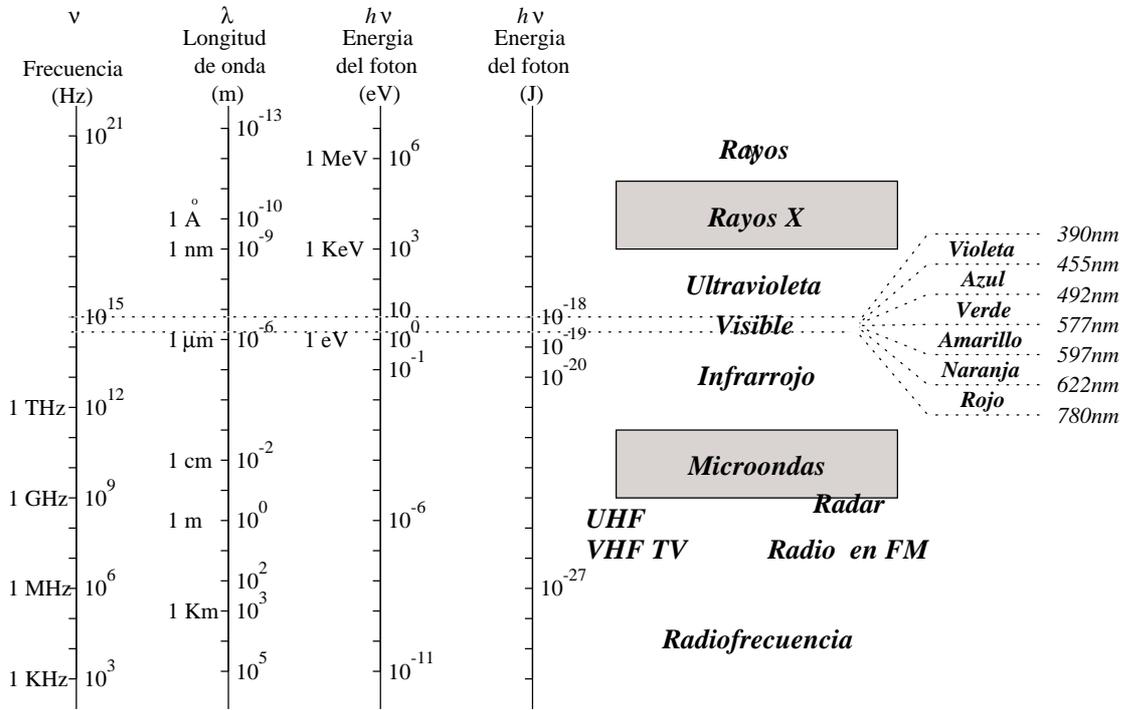


Figura 1: Espectro electromagnético

motivo de presentar los tres ejes es histórico, ya que, aunque ahora tengamos claro que el espectro es algo continuo su estudio histórico no lo presenta como tal ya que distintas ramas de del saber se encargaban de ellas, así pues:

- en la parte baja del espectro nos encontramos con la zona en la que se ha trabajado para transmisión de señal via radio y por lo tanto la nomenclatura de esta zona se hace en frecuencias, para darnos cuenta de ello tan sólo debemos reparar en que la señal eléctrica es de 50Hz, que 500KHz es una frecuencia en la que se oye la onda media, que la FM está entre los 88 y 108MHz. Todos los datos los solemos utilizar como frecuencias.
- cuando hablamos de las microondas o de la banda de las milimétricas ya estamos dando a entender que es la longitud de onda lo que se usa para nombrarlos, aunque últimamente con la telefonía móvil o la comunicación con satélites se habla de GHz, últimamente nos bombardean con la cuarta licencia digital (UMTS) en 1.8GHz, esta zona del espectro recibe pues ambos tipos de denominación.
- si seguimos subiendo en frecuencia llegamos al infrarrojo lejano que empieza en los $100\mu\text{m}$ y sigue hasta el infrarrojo cercano sobre los $0.72\mu\text{m}$ o 720nm donde empieza el visible y más concretamente el rojo, seguimos hasta el azul con una longitud de onda sobre 340nm para pasar al los rayos ultravioleta, desde los bronceadores rayos UVA (ultravioleta A) hasta los perniciosos y cancerígenos UVC que llegan hasta 1nm.
- más arriba la denominación ya pasa a ser energética y estamos desde los rayos X que llegan desde 1KeV (baja energía) que se utilizan para las radiografías hasta los 100KeV, finalmente y por parar

en algún sitio tenemos los rayos γ que se usan en tratamientos de radioterapia, como por ejemplo las bombas de cobalto o los aceleradores lineales con energía que superan 1MeV.

El rango de energías interesante desde el punto de vista de los dispositivos optoelectrónicos va a estar entre el infrarrojo medio ($\lambda < 5\mu\text{m}$) y el ultravioleta cercano, casualmente de todo el rango de frecuencias, longitudes de onda y energías hemos ido a quedarnos con los alrededores del visible

Dispositivos

Una vez ya hemos definido nuestro rango de actuación vamos a describir los dispositivos que vamos a utilizar durante el curso. Los dividiremos en dos grandes grupos, los sensores que convertirán una señal óptica en una electrónica y los emisores que harán la labor contraria, utilizarán la energía de los electrones para emitir fotones.

Entre los sensores veremos

- fotorresistencias
- fotodiodos
- fototransistores
- células solares

así como sus aplicaciones y circuitería par llevarlas a cabo.

Entre los emisores analizaremos

- LED's
- láseres
- lámparas incandescentes
- lámparas halógenas

e igualmente ejemplos prácticos de montajes para su utilización.

También se verá dentro de los emisores los dispositivos de representación, que aunque algunos están dentro del campo de los emisores se usan en labores distintas y por tanto la electrónica cambia. También dentro de los dispositivos de representaciones se verán elementos no emisores como dispositivos de cristal líquido.

Medio

Además de los dispositivos es importante analizar el medio por el que se propaga la señal óptica, aunque sin ánimo de ser excesivamente rigurosos ni exhaustivos. Se analizarán tan sólo la fibra óptica como medio de transmisión sumamente importante ya que soporta el campo de las comunicaciones ópticas y se hará hincapie en analizar algunos componentes ópticos como las lentes, los atenuadores, dispersores y espejos.

Capítulo 1

Sensores

1.1 Funcionamiento básico

1.1.1 ¿Cómo se detecta la radiación electromagnética?

1.1.1.1 Cuantos de energía, efecto fotoeléctrico.

Como ya dijimos la luz es radiación electromagnética y una de las formas de identificar una zona del espectro es a través de ϑ (frecuencia de la onda), también sabemos que cada fotón es una partícula con una energía dada por $E = h\vartheta$. La energía es la identidad del fotón de modo que no puede ni incrementarse ni disminuirse, sólo puede mantenerse o cederse completamente a otra partícula por medio de una interacción. Albert Einstein obtuvo el premio Nobel precisamente por descubrir el efecto fotoeléctrico que daba cuenta de esta característica de la radiación electromagnética. El experimento que realizó y que nos servirá para entender el principio de la detección fotoeléctrica fue el siguiente:

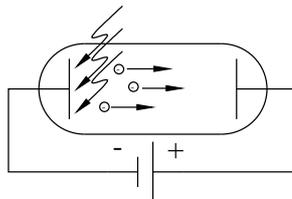


Figura 1.1: Esquema del efecto fotoeléctrico. Los fotones inciden sobre un fotocátodo (inmerso en una ampolla en la que se ha hecho vacío), su energía libera electrones que son acelerados por el campo eléctrico hasta el ánodo, generando una fotocorriente. Este efecto sucede sólo cuando la energía de los fotones supera la energía de ionización del material que compone el fotocátodo.

En la figura 1.1 podemos apreciar como un haz de luz incide sobre un fotocátodo inmerso en una ampolla en la que se ha realizado el vacío, el fotocátodo está polarizado negativamente respecto al electrodo situado en el otro extremo. El experimento consistía en iluminar el fotocátodo con una luz de una longitud de onda (o frecuencia, o energía) para comprobar que sucede cuando se produce un incremento de intensidad de esta luz (incremento del número de fotones). Se observó que el incremento de intensidad de la luz producía un incremento de la corriente entre el fotocátodo y el electrodo sólo si la energía de cada fotón individual era suficiente para extraer un electrón. Hasta entonces se pensaba que la energía era una magnitud continua y que, por tanto, independientemente de la longitud de la onda se podía

producir corriente eléctrica mediante un incremento de la intensidad luminosa ya que este implicaba un incremento de la energía. Con este experimento se demostró que esto sólo sucedía si la longitud de la onda estaba por debajo de un umbral (a menor longitud de onda mayor energía), a su vez el posterior decremento de la longitud de onda no irá acompañado de un incremento de corriente eléctrica gradual, sino por escalones. Esto nos indica como se realiza el proceso de la fotodetección, un fotón de una determinada energía interacciona con una partícula en un determinado material cediéndole su energía. Este incremento en la energía de la partícula puede dar lugar a diversos eventos que describiremos en los siguientes párrafos.

Fotocátodos, excitación electrónica. ¿Qué sucede cuando un fotón interacciona con una partícula? Al chocar con la partícula le cede su energía elevándola, si esta energía es suficiente para modificar su estado este cambiará. Pongamos el ejemplo más simple, el electrón de un átomo de hidrógeno. El estado de

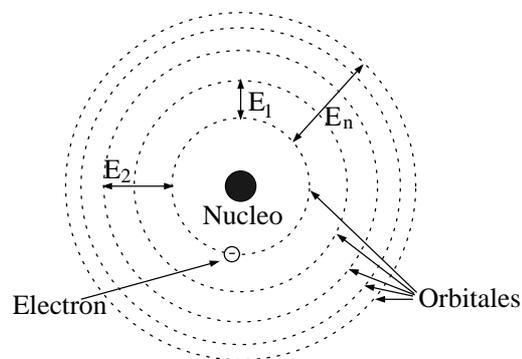


Figura 1.2: Representación gráfica del átomo de Hidrógeno

mínima energía para el electrón se encuentra en el orbital más cercano al núcleo, para pasar a un orbital superior necesita un aporte de energía igual o mayor a la diferencia entre los niveles, con una energía mayor de $E_1 eV$ y menor de $E_2 eV$ el electrón saltará desde el primer orbital al segundo liberando la energía que le sobra mediante la emisión de un nuevo fotón. Si recibiera una energía $> E_n eV$ escaparía a la atracción del núcleo ionizando el átomo y quedaría libre. Esto ocurriría así para cualquier elemento con la diferencia de que la distribución de los orbitales sería distinta y de que puede aparecer un orbital degenerado con cabida para muchos electrones en el caso de que en lugar de tener un único átomo tengamos un cristal. Los electrones pueden estar ligados a un átomo o pueden estar en la banda de conducción. Cuanto más alejados se encuentren del núcleo la energía que les liga a él será menor, si consiguen esta energía pueden abandonar el material. ¿Qué es entonces un fotocátodo? Es un material (en un principio podría valer cualquiera) tal que al incidir sobre él un fotón libera un electrón gracias a la energía aportada, lo que implica, como ya hemos dicho, que el susodicho electrón debe encontrarse a una distancia (medida en energía) del nivel de vacío menor que la energía cedida por el fotón. El que el electrón quede libre de la influencia del átomo, molécula o cristal es un caso extremo de excitación electrónica, de hecho serán cambios mucho menores los que utilizaremos para la detección de luz ya que nuestro interés será que un electrón ligado a un átomo pase a estar en conducción y por tanto contribuya a una señal electrónica.

1.1.2 Conductividad eléctrica.

1.1.2.1 Conductividad en general

La conductividad nos informa acerca de la capacidad de un material para conducir corriente eléctrica, cuanto mayor sea este parámetro mayor será el flujo de corriente para la misma diferencia de potencial. Como ejemplo simple vamos a estudiar lo que ocurre en una disolución en la que hay aniones y cationes. Si no hay diferencia de potencial entre dos puntos del material habrá un cierto movimiento de las partículas debida a la agitación térmica, este movimiento tendrá una media cero y no apreciaremos corriente eléctrica neta en ningún sentido, si ahora se aplica un campo eléctrico ε las cargas eléctricas tenderán a ser arrastradas por esta según vemos en la figura 1.3 y aparecerá un desplazamiento de carga en la

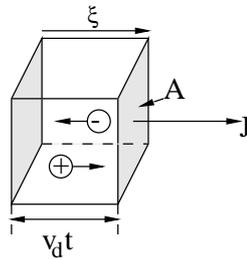


Figura 1.3: Movimiento neto de portadores de carga a través de una sección de área A cuando se aplica un campo eléctrico.

dirección del campo que se corresponde con la siguiente expresión

$$Q = Atq (nZ^- v_{dn} + pZ^+ v_{dp}) \quad (1.1)$$

Arrastre de cargas en una disolución donde Z^+ es la valencia del catión, Z^- la del anión, q la carga del electrón, p y n las densidades de las cargas positivas y negativas v_{dp} y v_{dn} las velocidades de las cargas positivas y negativas respectivamente, A el área y t el tiempo, a partir de esta expresión podemos deducir la densidad de corriente que atraviesa el material para así liberarnos de consideraciones geométricas y temporales.

$$J = qnZ^- v_{dn} + qpZ^+ v_{dp} \quad (1.2)$$

La corriente también la podemos definir como,

$$J = \sigma \xi \quad (1.3)$$

ya que es el producto entre la conductividad σ y el valor del campo eléctrico ξ . Ya ha aparecido el término que estábamos buscando, la conductividad. Para seguir acercándonos a la expresión que define la conductividad expresemos la velocidad de las partículas en función de ξ .

$$v_d = \mu \xi \quad (1.4)$$

donde el término μ es la movilidad de una partícula. Si reunimos las ecuaciones 1.2, 1.3 y 1.4 obtenemos que

$$\sigma = Z^+ qp\mu_p + Z^- qn\mu_n \quad (1.5)$$

Ya que todos los términos de la ecuación son directamente dependientes de la disolución también lo será pues la conductividad.

De todo lo deducido anteriormente debería quedarnos una fuerte duda y es la ecuación 1.4, ya que relaciona el campo ξ directamente con la velocidad, cuando de nuestros conocimientos de física sabemos que cuando se aplica un campo a una carga eléctrica se produce una fuerza que la arrastra según la siguiente expresión

$$F = ma = q\xi \Rightarrow a = \frac{q\xi}{m} \quad (1.6)$$

aplicable a las cargas positivas, con un cambio de signo llegaríamos a la adecuada para cargas negativas. Parece que no hay una relación directa entre las velocidades y el campo ya que la relación es con las aceleraciones, sin embargo las partículas aceleradas no recorren la distancia entre dos electrodos de forma directa ya que se encuentran con obstáculos que las frenan reduciendo su velocidad a cero, de modo que tienen que volver a acelerar. Parece por tanto que podríamos con esta información calcular una velocidad media si conociésemos el tiempo medio de colisión τ para una carga. ¿Cuál será entonces la velocidad de un ión inmerso en un campo? podemos verlo en la figura 1.4

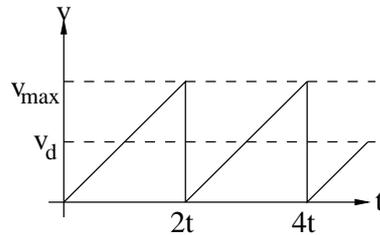


Figura 1.4: Velocidad de un ión inmerso en un campo eléctrico en función del tiempo incluyendo las colisiones.

La velocidad media que hemos quedado definida como

$$v_d = at = \frac{Zq\xi}{m}\tau \quad (1.7)$$

Ahora podremos definir movilidad partiendo de las ecuaciones 1.4 y 1.7 como

$$\mu = \frac{Zq\tau}{m} \quad (1.8)$$

como se puede observar sólo depende de las características del material.

1.1.2.2 Conductividad en metales

Si centramos nuestro estudio en metales y tenemos en cuenta que a nivel macroscópico un metal es un mar de electrones moviéndose en infinidad de orbitales electrónicos (hay que conservar el principio de Pauli) infinitesimalmente cercanos podemos utilizar el estudio anterior extrapolando, ya que nos encontramos que en este segundo caso sólo tenemos un tipo de portadores: los electrones y que las valencias de los portadores desaparecen ya que sólo tenemos electrones y no aniones, por lo demás es todo idéntico.

1.1.2.3 Conductividad en semiconductores

Una vez pasados los dos ejemplos anteriores vamos a centrarnos en nuestro ámbito de estudio, los semiconductores dentro de los cuales hablaremos del Si aunque después los resultados podremos exportarlos

a todos los demás. El Si tiene cuatro electrones en la última capa que están ligados a un orbital degenerado sp^3 , este orbital no pertenece a un único átomo sino que adquiere un segundo nivel de degeneración al interaccionar con los átomos del cristal, por encima de este orbital hay otros libres.

Si todos los electrones estuviesen anclados a un átomo no habría cargas libres y por lo tanto sería un aislante. Los orbitales libres no pertenecen a un único átomo sino que al formarse un cristal se desarrolla un orbital degenerado que pertenece a todos los átomos del cristal, este orbital al que llamaremos banda de conducción por contraposición a los ligados a los átomos que son la capa de valencia.

Paremos un momento y establezcamos las diferencias aparentes con los metales: en los metales estas dos bandas se solapan con lo que los electrones pueden moverse libremente con un mínimo aporte energético, sin embargo en los semiconductores hay una banda prohibida similar a los saltos energéticos que se apreciaban en el átomo de hidrógeno, con lo que es necesaria una energía apreciable para que un electrón pase a la banda de conducción y pueda contribuir a la corriente eléctrica. La energía térmica genera en un semiconductor pares electrón-hueco, es decir, suministra a un electrón ligado energía suficiente como para saltar la banda prohibida y dejar tras de sí una posición electrónica libre a la que llamaremos hueco. En un semiconductor intrínseco (puro) la conductividad vendrá dada pues por

$$\sigma_i = (n_i \mu_n + p_i \mu_p) q = n_i q (\mu_n + \mu_p) \quad (1.9)$$

donde $n = p = n_i$ ya que el número de electrones y de huecos ha de ser el mismo porque se generan por pares. ¿Cuántos pares se generarán? Dependerá de la temperatura según una fórmula llamada de energía de activación que viene a ser

$$n_i \propto \exp\left(\frac{-E_g}{2KT}\right) \quad (1.10)$$

el 2 aparece ya que cada una de las partículas necesita la mitad de la energía de la banda prohibida, pero ya sabemos que $n=p$ sólo para semiconductores intrínsecos, si no son intrínsecos el número de portadores de cada tipo no será el mismo, de hecho tendremos una dependencia para electrones y otra para huecos las fórmulas serán

$$\begin{aligned} n &= n_c \exp\left(\frac{-(E_g - E_F)}{KT}\right) \\ p &= n_v \exp\left(\frac{-E_F}{KT}\right) \end{aligned} \quad (1.11)$$

donde n_c y n_v son el número de estados de la banda de conducción-valencia y E_F la energía del nivel de Fermi que es el nivel energético donde, de haber un continuo de niveles tendríamos un 50% de llenado de esos niveles.

Tenemos pues para concluir que la conductividad en un semiconductor cualquiera será

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_F}{2KT}\right) \quad (1.12)$$

es decir que aumenta cuando aumenta la temperatura al contrario que en los metales. Además de las ecuaciones 1.9 y 1.11 podemos deducir que cuanto mayor sea el número de portadores mayor será la conductividad (aunque esto ocurre en cualquier material).

1.1.2.4 Fotoconductividad

Una vez hemos entendido cuales son los parámetros que influyen en la conductividad de un material llegamos a la parte interesante que es como aprovechar esta característica para medir la cantidad de luz incidente sobre él, lo estudiaremos sobre los semiconductores ya que tanto sobre disoluciones como

sobre metales los efectos son despreciables. Supongamos que tenemos un semiconductor tipo n (dopado con impurezas donadoras), la conductividad como ya hemos deducido anteriormente será,

$$\sigma_n = nq\mu_n$$

aunque la movilidad no sea una constante la vamos a considerar en un principio como tal, la carga del electrón es constante así que sólo nos queda la densidad de portadores, en este caso electrones en el semiconductor. Esta densidad es fija para una determinada temperatura si consideramos que ésta es la única fuente de energía que permite a los portadores saltar a la banda de conducción. Aquí es donde aparece la energía de los fotones incidentes, en la figura podemos observar un fotón creando un par

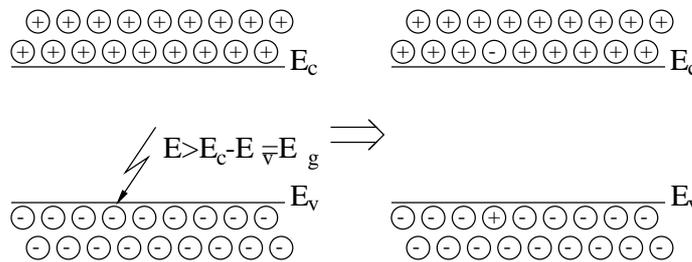


Figura 1.5: Incidencia de un fotón y generación de un par electrón hueco

electrón-hueco, su energía ha de ser igual o superior a la energía de la banda prohibida, el electrón sobre el que ha incidido el fotón saltará a la banda de conducción creando un hueco en la banda de valencia, ambos portadores de carga participarán ahora en la conducción aumentando la conductividad del material y por tanto con una misma diferencia de potencial en los extremos del semiconductor la corriente será mayor debido a la disminución de la resistencia. ¿Qué longitudes de onda serán las que incrementen la fotoconductividad? La respuesta parece evidente, aquellas cuya energía sea mayor que E_g pero vemos que no es tan simple.

1.1.3 Transmisión y absorción.

Cuando un fotón de una energía determinada incide sobre una partícula esta absorbe el fotón como ya hemos visto, cuando ha absorbido el fotón la partícula está excitada y puede realizar un cambio de estado, como ascender a un centro (por ejemplo un orbital) de energía superior pero si la energía es menor que la que necesita para cambiar de estado esta partícula liberará el fotón para volver a quedar en un estado de energía mínima, en un principio podría emitirlo en cualquier dirección y sentido pero para ello sería necesaria la participación de otra partícula llamada fonón que sería la que recibiría o donaría la cantidad de momento necesaria para cambiar la dirección del fotón y aunque esto ocurre lo hace en una proporción tan pequeña que no vamos a considerarla. Si tras la interacción con la partícula tenemos un nuevo fotón con la misma energía y el mismo sentido tenemos transmisión. Cuando el fotón tiene una energía superior a la necesaria para que la partícula con la que interacciona llegue a un nuevo estado estable no se emite un nuevo fotón, la energía puede quedar atrapada en el material con el que ha chocado el fotón y este ha sido absorbido. La absorción sólo ocurre cuando hay una interacción, no todos los fotones interaccionaran con la misma partícula ni a la misma profundidad del material absorbente, hay una probabilidad de que el fotón choque y esta se suele representar como un camino libre medio. Si el espesor del material es del orden del camino libre medio un 63% de los fotones se absorberán pero el

resto atravesarán el material, este es un concepto que será necesario asimilar para comprender la forma de fabricación de los dispositivos y también sus limitaciones.

1.1.3.1 ¿Qué zona del espectro se detecta?

Con los datos que tenemos hasta ahora podríamos entender porque no se detecta la zona del espectro electromagnético con longitudes de onda superiores a la que proporciona una energía necesaria, pero quizá resulte más complicado entender porque no se detectan todas las longitudes de onda inferiores menores que ésta. Aquí es donde aparece el problema de la absorción, para longitudes de onda con una energía muy superior a la anchura de banda prohibida la absorción es muy fuerte de modo que en unas pocas capas atómicas todos los fotones han cedido su energía a los electrones, estos electrones al estar tan cerca de la superficie tienen un tiempo de vida muy corto ya que en la zona cercana a la superficie hay una gran densidad de centros de recombinación que no van a permitir que los electrones recorran un camino apreciable de forma que no participan en el incremento de conductividad.

1.1.4 Diferencias entre fotorreceptores

Los fotorreceptores pueden ser usados en situaciones muy distintas, por ejemplo, la célula de detección de un ascensor o el sistema de recepción de un sistema de fibra óptica, se citan estos dos porque en ellos hay una diferencia fundamental y es el tiempo de respuesta. Mientras que en la célula del ascensor el tiempo de respuesta puede ser del orden de décimas de segundo sin que se degraden las características del sistema en la fibra óptica se pueden recibir señales a una frecuencia que puede llegar al gigaherzio, es decir, los tiempos de respuesta han de ser menores de 1ns. No parece que los fotodetectores de respuesta lenta tengan ninguna ventaja pero esto no es cierto, vamos a explorar el comportamiento interno del fotodetector para analizar el tiempo de respuesta. Cuando el sistema se encuentra en equilibrio térmico sin ningún tipo de excitación adicional el número de portadores ha de permanecer constante, aunque ello no signifique que deje de haber generación térmica de pares electrón-hueco ni recombinación de los mismos, pero ambas magnitudes han de ser iguales. La probabilidad de que un electrón se encuentre con un hueco y que por tanto se recombine será proporcional a la densidad de huecos existentes, por tanto el número total de recombinaciones será proporcional a la probabilidad de que un electrón se recombine (ya que el número de huecos no disminuye en equilibrio térmico) multiplicado por la densidad de electrones.

$$R = Bn_0p_0$$

donde B es la constante de probabilidad y p_0 y n_0 son las densidades de portadores en equilibrio, como hemos dicho esta también será la generación de pares electrón-hueco de forma que la variación de la densidad de portadores o lo que es lo mismo, del incremento de portadores sea nula.

$$G - R = 0 = \frac{\delta \Delta n}{\delta t}$$

Cuando aplicamos una radiación electromagnética sobre el semiconductor la generación de portadores de forma térmica no cambia (la temperatura es la misma) sin embargo la recombinación si ya que el número de portadores es mayor, la fórmula anterior nos queda entonces

$$\frac{\delta \Delta n}{\delta t} = g_{op} + Bp_0n_0 - B(p_0 + \Delta n)(n_0 + \Delta n)$$

siendo g_{op} la densidad de pares electrón-hueco generados de forma óptica, el segundo término la generación térmica y el tercero la recombinación térmica, n es el número de pares electrón-hueco generados en exceso sobre los de equilibrio térmico, simplificando bajo la suposición de que estamos en un semiconductor dopado con impurezas aceptoras (p) y con un bajo nivel de inyección llegamos a la siguiente ecuación,

$$\frac{\delta \Delta n}{\delta t} = g_{op} + Bp_0 \Delta n$$

donde el término Bp_0 es el inverso del tiempo de vida de un portador (τ_n) si resolvemos para régimen permanente, en el que la variación del número de portadores es nulo obtenemos que,

$$\Delta n = g_{op} \tau_n$$

de aquí podemos deducir que para tiempos de vida largos (tiempos de respuesta largos) la ventaja que obtenemos es que para la misma densidad de radiación óptica, es decir, para el mismo número de fotones y por tanto la misma densidad de generación de portadores el incremento de portadores es mayor y está es la gran ventaja, obtenemos más señal para la misma excitación, lo que nos simplificará la circuitería añadiendo de forma gratuita un filtro paso bajo. Si resolvemos ahora la ecuación para el régimen transitorio obtenemos que

$$\Delta n = \Delta n(t_0) e^{-t/\tau_n}$$

aquí vemos la otra cara de la moneda, la velocidad, si τ_n es pequeño aunque tendremos menos respuesta para la misma excitación la respuesta será mucho más rápida.

1.2 Fotorresistencias

1.2.1 Teoría de funcionamiento

Las fotorresistencias son fotorreceptores con un tiempo de respuesta lento, antes hemos visto la ventaja que esto suponía, ahora vamos a intentar cuantificarlo definiendo la ganancia (G) que se obtiene gracias a su respuesta lenta. Supongamos un semiconductor con forma de paralelepípedo como la figura 1.6 la ganancia vendrá definida por cuantos electrones (huecos) vamos a poder contar por cada par que se

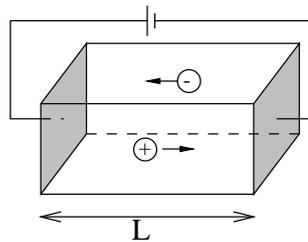


Figura 1.6: Movimiento de electrones y huecos en un semiconductor polarizado

genere, cuando un electrón es generado y contribuye a la conducción este viaja en dirección al electrodo con potencial positivo, cuando llega allí la carga abandona el semiconductor pero como la carga tiene que mantenerse otro electrón es suministrado desde el electrodo contrario generándose algo similar a una cinta sinfín, la carga desaparecerá cuando se recombine con lo que la carga sigue en el semiconductor pero ya no participa en la conducción. La ganancia vendrá pues determinada por cuantas veces atravesare este electrón (hueco) el paralelepípedo,

$$G = \frac{v_{dn}\tau_n}{L} = \frac{\mu_n \xi \tau_n}{L} = \frac{\mu_n V \tau_n}{L^2} \quad (1.13)$$

es decir, si viaja a una velocidad v_{dn} durante un tiempo τ_n recorrerá una distancia L un número de veces igual a G y por tanto lo contaremos G veces. Como podemos apreciar todos los parámetros dependen del detector excepto la tensión en bornas (V), incrementando esta tensión incrementamos la velocidad de los portadores y por tanto la ganancia, hasta un cierto límite, ya que la velocidad tiene un máximo para cada material (μ disminuye cuando ξ aumenta por encima de cierto valor). También la longitud es modulable en fabricación pero si es muy pequeña la cantidad de luz que detectamos también se reduce.

Ejemplos

El material que se usa como fotorresistencia es principalmente el Sulfuro de Cadmio (CdS). Los parámetros que se utilizan para definirla son los siguientes:

- Variación de resistencia con la iluminación: en la figura podemos ver varias curvas, típicamente no se da una sola sino una familia para que con una medida podamos situar un punto en la gráfica y a partir de la curva más cercana extrapolar el resto de los valores. Podemos apreciar que el eje de abscisas representa una magnitud denominada fc, son candelas-pie, por el nombre podríamos deducir que 1fc es la luz que llega desde una vela situada aun pie de distancia, como esto posiblemente no nos de mucha información tenemos que para un día de sol hay 1000fc, en un día nublado 100fc en una noche con luna 0.1fc y en una noche estrellada sin luna 0.01fc.
- Tiempo de respuesta, éste depende fuertemente de la cantidad de luz que esté llegando, podemos observar en la tabla ejemplos de los tiempos de subida (inicio de iluminación) y de bajada (fin de iluminación) en función de la iluminación.

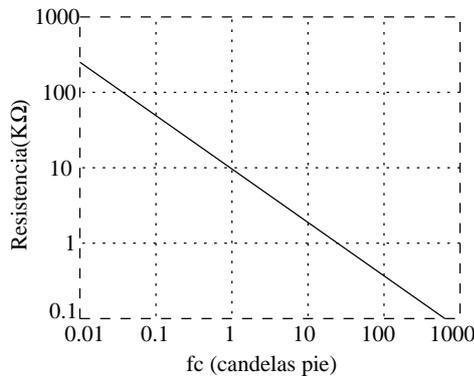


Figura 1.7: Resistencia en función de la iluminación

Iluminación	Tiempo de subida	Tiempo de bajada
1 fc	18ms	120ms
100fc	2.8ms	48ms

- Respuesta espectral. No toda la luz nos afecta por igual, como ya analizamos previamente, tan sólo un intervalo de longitudes de onda generará señal en nuestra fotorresistencia, si analizamos el eje de abscisas de la figura 1.7 y la figura 1.8a veremos una posible contradicción ¿Qué pasa si me llega la misma cantidad de luz pero de distintas longitudes de onda? ¿La resistencia de la fotorresistencia será la misma? La respuesta a la segunda pregunta es no, de todas formas las fc están referidas a la respuesta del ojo, no a la cantidad de fotones y la respuesta del CdS es bastante similar a la del ojo.

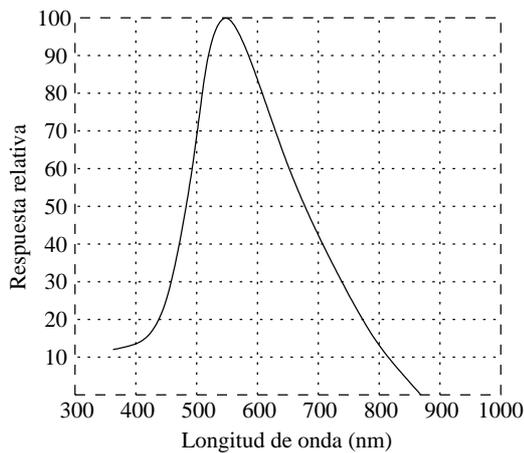


Figura 1.8: Respuesta espectral de una fotorresistencia.

- Evolución con la temperatura. No nos podemos olvidar del efecto de la temperatura en el comportamiento de un semiconductor. Si bien con iluminaciones superiores a 5fc la acción de la temperatura sobre una fotorresistencia es poco importante (alrededor del 1% en la gama de temperaturas entre -60 y 70°C), donde si se aprecia una dependencia térmica acusada es en la resistencia para

iluminaciones bajas. Para una iluminación de 0.01fc (oscuridad) la resistencia puede variar en un factor 4 entre 25 y 75°C. La gráfica 1.7 estaba tomada a 25C.

- ¿Cómo es físicamente una fotorresistencia? Podemos verla en la figura 1.9. Es un circuito con dos contactos que internamente tiene está diseñada como un zig-zag para que la longitud sea mayor y que podamos detectar más luz.

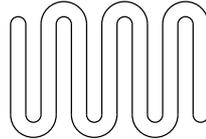


Figura 1.9: Forma de una fotorresistencia.

1.2.2 Ejemplos de utilización.

Oscilador de frecuencia dependiente de la luz

Para describir este circuito vamos a ver una breve introducción a osciladores, para lo que describiremos dos subcircuitos, la báscula Schmitt-Trigger y el integrador.

1.2.2.1 Báscula Schmitt-Trigger.

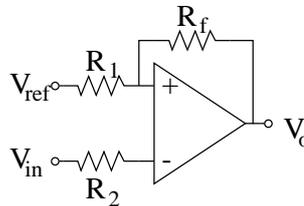


Figura 1.10: Báscula Schmitt-Trigger inversora

El circuito de la figura es un operacional con realimentación positiva, en este circuito no es aplicable el principio de tierra virtual, y el valor de la tensión de salida es bien V_{cc} o $-V_{cc}$ dependiendo de si la diferencia de tensiones en los terminales de entrada $V_+ - V_-$ es positivo o negativo. ¿Cuál será entonces su curva de funcionamiento? Para calcularla haremos dos suposiciones

1. La tensión de salida es $V_o = V_{cc}$, esto implica que

$$V_+ = V_{ref} + (V_{cc} - V_{ref}) \frac{R_1}{R_1 + R_f} = V_{ref} \frac{R_f}{R_1 + R_f} + V_{cc} \frac{R_1}{R_1 + R_f} \quad (1.14)$$

y por tanto $V_- = V_{in}$ deberá ser menor que este valor para que esto se cumpla, si $V_- > V_+$ esto ya no se cumple y por tanto $V_o = -V_{cc}$

2. La tensión de salida es $V_o = -V_{cc}$, esto implica que

$$V_+ = V_{ref} + (-V_{cc} - V_{ref}) \frac{R_1}{R_1 + R_f} = V_{ref} \frac{R_f}{R_1 + R_f} - V_{cc} \frac{R_1}{R_1 + R_f} \quad (1.15)$$

y por tanto $V_- = V_{in}$ deberá ser mayor que este valor para que esto se cumpla, si $V_- < V_+$ esto ya no se cumple y por tanto $V_o = V_{cc}$

Vamos a poner valores numéricos para representar la gráfica, por ejemplo elegiremos $V_{cc} = 5V$, $V_{ref} = 0V$ y $R_1 = R_f$. La gráfica resultante será

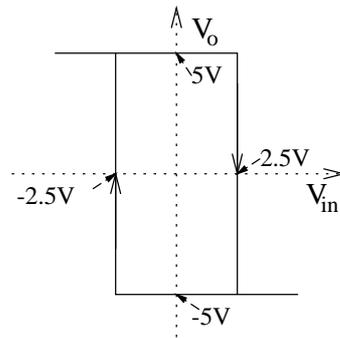


Figura 1.11: Tensión de salida frente a tensión de entrada

Este tipo de circuito tiene dos variables de diseño, V_{ref} y R_f/R_1 . Un buen ejercicio para ver si se tiene claro el funcionamiento es diseñar un circuito de forma que bascule para una tensión de entrada de -1 y 3V. Igualmente si cambiamos los puntos de aplicación de V_{in} y V_{ref} la báscula ya no será inversora como la que hemos analizado (figura 1.12).

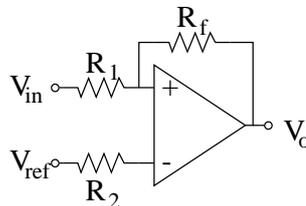


Figura 1.12: Báscula Schmitt-Trigger no inversora.

1.2.2.2 Integrador

El circuito integrador es conocido ya por todos por lo tanto no vamos a insistir mucho en él tan sólo recordar que la tensión a la salida se puede calcular como

$$V_o(t) = V_{t0} - \int_{t_0}^t \frac{V_{in}}{R} \frac{1}{C} dt \tag{1.16}$$

que para el caso de una tensión de entrada constante queda como

$$V_o(t) = V_{t0} - \frac{V_{in}}{RC} t \tag{1.17}$$

es decir una rampa de signo contrario al de la señal de entrada.

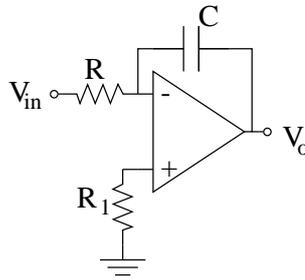


Figura 1.13: Circuito integrador

1.2.2.3 Oscilador

La conjunción de los dos circuitos anteriores puede generarnos un oscilador. ¿Cómo? Veamos el circuito de la figura 1.14. Supongamos que $2R_1 = R_f$ y que $V_{ref} = 0$ al igual que en el ejemplo del apartado anterior para analizar el circuito supongamos también que el valor de $V_{o1} = V_{cc} = 5V$ para $t = 0$, esto

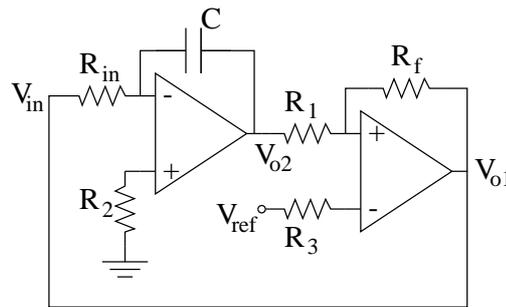


Figura 1.14: Oscilador

implica que $V_+ > V_{ref} = 0$, como no sabemos cuanto vale vamos a aventurar un valor, por ejemplo $5V$ y por tanto V_{o2} también vale $5V$. El valor de la tensión a la salida del integrador, en V_{o2} valdrá

$$V_{o2}(t) = 5V - \frac{5V}{R_{in}C}t$$

es decir empieza a disminuir, el valor de la tensión en V_+ será

$$V_+ = V_{o2} \frac{R_f}{R_1 + R_f} + V_{cc} \frac{R_1}{R_1 + R_f} = \frac{2V_{o2} + 5V}{3} = 5V - \frac{10V}{3R_{in}C}t$$

es decir que $V_+ \leq 0$ para

$$t \geq \frac{3}{2}R_{in}C$$

$$V_{o2} \leq 5V - \frac{5V}{R_{in}C} \frac{3}{2}R_{in}C = -2.5V$$

en ese momento la báscula cambiará su salida y $V_{o1} = -V_{cc} = -5V$ y la corriente que circulaba por R_{in} cambiará de signo y a partir de ahora si ponemos el reloj a cero valdrá

$$V_{o2}(t) = -2.5V + \frac{5V}{R_{in}C}t$$

su valor empezará a subir hasta que $V_+ \geq 0V$ momento en que volverá a cambiar la salida de la báscula, por tanto se produce una oscilación. ¿Qué periodo tiene esta oscilación? Pues dos veces el tiempo de carga o descarga. Como ya sabemos que V_{o2} va a ser una señal triangular con una amplitud de $2.5V_p$ tenemos que un semiperiodo durará

$$V_{o2}(t) = 2.5V = -2.5V + \frac{5V}{R_{in}C}t$$

$$t = R_{in}C$$

por tanto el periodo será de

$$t = 2R_{in}C$$

1.2.2.4 Oscilador controlado por luz.

Si la resistencia R_{in} la sustituimos por una fotorresistencia el periodo de oscilación dependerá directamente del flujo luminoso y por tanto midiendo la frecuencia de la oscilación podemos saber cual es el valor de la intensidad luminosa.

1.3 Fotodiodo

Ya hemos visto como son las fotorresistencias y sus principales características, el motivo que las diferenciaba era que el tiempo de recombinación de los portadores era alto, vamos ahora a analizar como trabajar con tiempos de respuesta bajos. Cuando el tiempo de recombinación es muy bajo la distancia recorrida por los portadores fotogenerados será corta (ya que la velocidad máxima está limitada por el decaimiento de la movilidad) y sólo vamos a poder detectar un portador si llega hasta el electrodo ya que la corriente es carga por unidad de tiempo y si el par electrón-hueco se recombina durante el trayecto se perdió la carga, esto implica que tenemos que o bien aumentar el tiempo de vida (y estropeamos la principal ventaja), incrementar la velocidad de los portadores, pero ya hemos visto que no se puede incrementar mucho o disminuimos la distancia que hayan de recorrer los portadores. Aquí es donde entra la idea del fotodiodo, pero para entenderla hagamos un pequeño inciso y recordemos la unión pn.

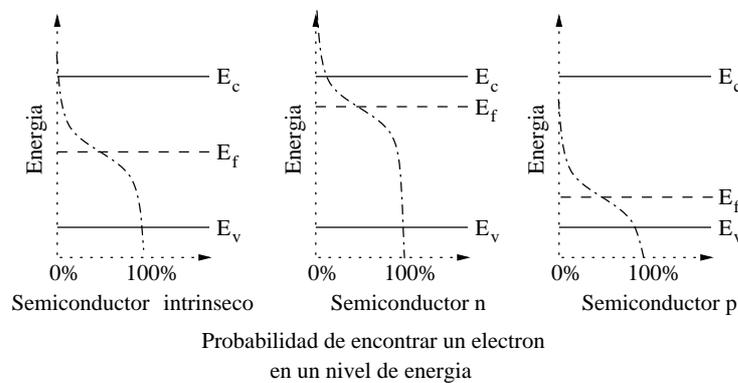


Figura 1.15: Distribución de la probabilidad de encontrar un electrón a un determinado nivel energético en un semiconductor intrínseco, n y p. Posición del Nivel de Fermi en cada caso.

1.3.1 Unión PN

Un semiconductor dopado tipo n tiene su nivel de Fermi (figura 1.15) cerca de la banda de conducción ya que este nos indica el lugar donde hay un 50% de probabilidades de encontrarnos con un portador y ahora hay muchos en la banda de conducción, por el contrario si está dopado tipo p el nivel de Fermi estará muy cercano a la banca de valencia ya que la banda de conducción estará muy despoblada de electrones así como la parte alta de la banda de valencia (poblada de huecos). Cuando unimos ambos materiales y mientras permanezcamos en equilibrio el nivel de Fermi será único, el principio de entropía hará que el exceso de portadores de signo contrario en cada uno de los materiales se uniformice, al producirse esta difusión y debido al mantenimiento de la carga quedarán cargas positivas en el lado n (donadores sin electrón) y negativas en el lado p (aceptores sin hueco) generándose un campo eléctrico que impide que esta difusión siga (figura 1.16a). Cuando aplicamos un campo eléctrico contrario al generado disminuye el campo que se opone a la circulación de carga quedando el diodo en directa, mientras que cuando aplicamos un campo eléctrico que incremente el existente no se favorece la circulación de corriente (figura 1.16b). La fórmula de la corriente en una unión pn ideal será

$$I_d = I_{sat} \left(e^{eV_a/\eta KT} - 1 \right) \tag{1.18}$$

con lo que cuando V es positiva la corriente directa crece de forma exponencial y cuando V es negativa la corriente es I_{sat} en sentido inverso.

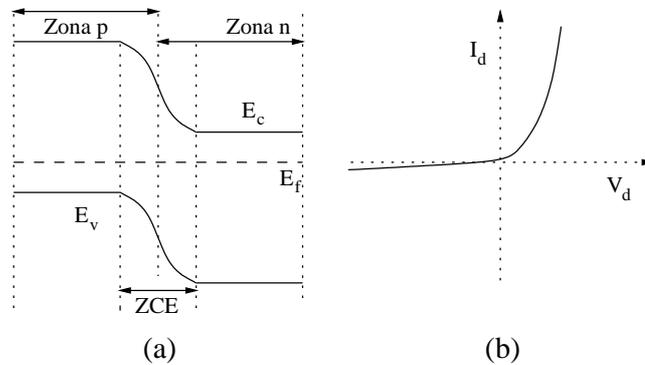


Figura 1.16: (a) Bandas de conducción y valencia en una unión pn (b) Curva I-V de un diodo pn

1.3.2 Fotodiodos PN

En la zona de carga de espacio (donde hay campo eléctrico) hay portadores de ambos tipos, mientras que en el resto del diodo (por ejemplo en la zona n) hay muchos electrones y pocos huecos $n \gg p$, un electrón en exceso en la zona n tiene pocas probabilidades de encontrarse con un hueco con quien recombinarse por lo que el tiempo de vida será alto, sin embargo en la zona de carga de espacio será bajo, lo mismo puede decirse para los huecos en el lado p. Supongamos un diodo pn sin polarización y sobre el que incida radiación electromagnética (figura 1.17), los pares electrón-hueco que incidan sobre la zona n o p desaparecerán rápidamente ya que el hueco generado en la zona n encontrará un electrón con quien recombinarse e igualmente con el electrón generado en la zona p, pero los pares generados en la zona de carga de espacio aunque tienen alta probabilidad de recombinarse también tienen un fuerte campo eléctrico que les aparta de la zona y separa al electrón y al hueco enviando a cada uno a la zona en que son mayoritarios y por tanto tienen pocas probabilidades de recombinarse y velocidad para llegar al electrodo, en ese momento si el electrón llega antes que el hueco y para mantener la neutralidad de carga un electrón se generará en el otro electrodo recombinándose rápidamente con un hueco con lo que desaparece el par (lo mismo si hubiese llegado antes el hueco). Acabamos de describir la gran ventaja

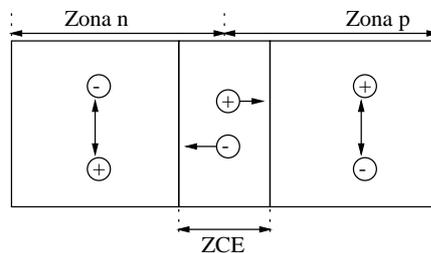


Figura 1.17: Posibles zonas de generación de un par electrón-hueco y su efecto en la detección

del fotodiodo, hay una zona muy estrecha y de alto campo eléctrico (zona de carga de espacio) en que se separan con facilidad los pares electrón-hueco y con un tiempo de vida corto pero inmediatamente llegan

a una zona en la que tienen tiempo de vida largo por lo que son capaces de llegar al electrodo, este será un dispositivo rápido en contraposición a las fotorresistencias.

Analicemos la fotocorriente para ello volvamos a mirar la figura 1.17b donde nos cuenta que la corriente (que se considera positiva en el sentido de avance de las cargas positivas) va desde la zona n a la p es decir es una corriente inversa ello implica que la fórmula 1.18 se modifica apareciendo un término negativo de la siguiente forma

$$I_d = I_{sat} \left(e^{qV_d/\eta KT} - 1 \right) - I_f \quad (1.19)$$

donde I_f es la corriente debida a los fotones o fotocorriente, así pues cuando tengamos luz incidiendo sobre nuestro fotodiodo la relación I-V evolucionará quedando de la forma que podemos ver en la figura 1.18

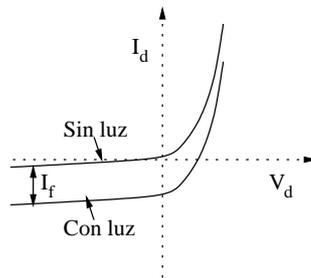


Figura 1.18: Modificación de la relación I-V en un fotodiodo cuando hay luz incidente.

1.3.3 Fotodiodos PIN

¿Cuál es el principal problema de un fotodiodo pn? Pues que la zona útil para la generación efectiva de un par electrón hueco es pequeña, tan sólo la zona de carga espacial. ¿Cómo solucionarlo? Pues incrementando la zona de carga espacial. Para incrementar la zona de carga de espacio se puede hacer de dos formas. Polarizando fuertemente el diodo en inversa (Después describiremos los fotodiodos APD) o añadir entre la zona n y la p una zona no dopada, es decir, una zona intrínseca de ahí el nombre de fotodiodo pin.

¿Qué sucede en el interior de un fotodiodo pin? Bueno pues apliquemos la misma lógica que es el caso anterior. Un par electrón hueco generado fuera de la zona de carga de espacio tiene pocas posibilidades de ser útil, ahora la zona de carga de espacio ha aumentado ya que al tamaño de esta zona en un diodo pn hay que añadir la zona i. Podemos hacerla tan grande como queramos. Pues desgraciadamente no ya que el incremento de la zona de carga de espacio hace disminuir el campo eléctrico y por tanto la velocidad de los portadores y al final lo que queda perjudicado es la velocidad así que hay que cumplir un compromiso entre velocidad y volumen de captación de portadores.

1.3.4 Fotodiodos APD

Por último describiremos los fotodiodos APD que es el acrónimo de avalanche photodiodes o traducido fotodiodos de avalancha. Su funcionamiento se basa en la polarización inversa muy fuerte (la segunda posibilidad que habíamos comentado previamente) al hacer esto se consigue que la zona de carga de espacio crezca pero también que crezca fuertemente el campo eléctrico en la ZCE. El efecto avalancha lo podemos ver en la figura 1.19 los portadores generados al ser acelerados por el campo eléctrico chocan

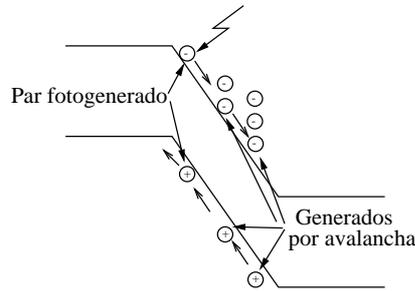


Figura 1.19: Efecto avalancha: un par electrón-hueco generado por un fotón incidente genera por choques otros pares electrón-hueco por lo que aparece ganancia.

con átomos cediéndoles su energía de esa forma la energía puede aprovecharse para la generación de nuevos portadores lo que permite que haya más de un portador de carga por fotón lo que nos devuelve al concepto de ganancia que vimos con las fotorresistencias.¹

¿Cómo se consigue aumentar esta ganancia? Pues incrementando el campo eléctrico aunque esto también tiene un límite que viene impuesto por algo similar a la ruptura zener en los diodos, con lo que la corriente aparece ya no por motivos ópticos sino electrónicos.

1.3.5 Electrónica para fotodiodos

Empecemos representando el circuito más simple que se nos podría ocurrir para obtener la señal de un fotodiodo. podemos apreciar que la respuesta en tensión no es lineal respecto a la iluminación, pero si

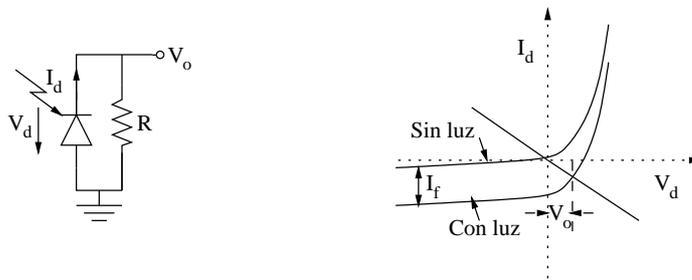


Figura 1.20: Diodo en paralelo con una resistencia y cálculo gráfico de la tensión de salida.

no lo vemos claro resolvamos la ecuación siguiente

$$V_d = I_d R \tag{1.20}$$

donde I_d tenía el valor que vimos en la ecuación 1.19 si sustituimos tenemos

$$V_d = \left(I_{sat} \left(e^{qV_d/\eta K T} - 1 \right) - I_f \right) R \tag{1.21}$$

y esta ecuación además de ser trascendente nos confirma que la respuesta no es lineal, por lo que no es la mejor electrónica para un fotodiodo.

Otra posibilidad sería la representada en la figura 1.21 ahora la ecuación a resolver sería

¹En la figura vemos el par que está a la izquierda que ha sido fotogenerado y después los otros han sido generados por avalancha, el apilamiento de los electrones a la derecha es la suma de los generados más los que ya estaban.

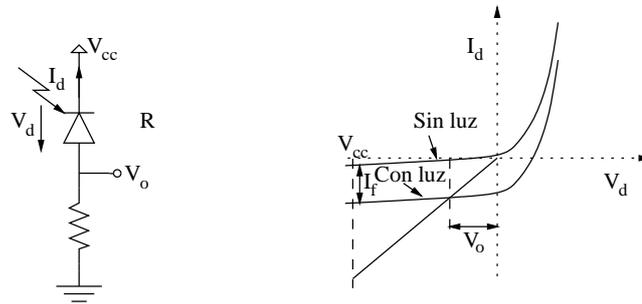


Figura 1.21: Diodo en serie con una resistencia y cálculo gráfico de la tensión de salida.

$$V_{cc} = -I_d R - V_d \tag{1.22}$$

donde nos volvemos a encontrar con una ecuación trascendente y otra vez con problemas de linealidad, aunque en este caso son menores ya que $I_d \approx I_f$ ya que la corriente inversa es pequeña.

1.3.5.1 Amplificador de transconductancia

La solución si seguimos el razonamiento del diodo en serie con la resistencia sería eliminar totalmente de la solución la parte de corriente debida a que el diodo esté en inversa, esto se podría hacer si la tensión en inversa del diodo fuera constante (aparecería el término de corriente inversa pero sería fijo) o incluso mejor si además de ser constante fuera cero ya que entonces la corriente del diodo sería exclusivamente debida a I_f . ¿Cómo hacer esto último? La solución es utilizar un amplificador operacional con realimentación negativa y aprovecharnos así del cortocircuito virtual. Veamos la figura 1.22 en ella podemos ver un fotodiodo conectado en inversa a la entrada inversora de un operacional con una realimentación a través de una resistencia R_f la tensión de salida V_o si consideramos que el operacional es ideal será

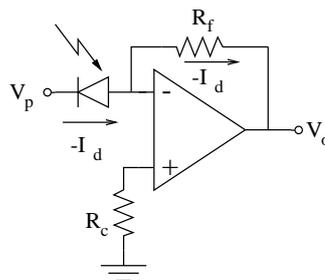


Figura 1.22: Amplificador de transconductancia.

$$V_o = -I_d R_f \tag{1.23}$$

$$V_o = - \left(I_{sat} \left(e^{qV_d/\eta K T} - 1 \right) - I_f \right) R_f \tag{1.24}$$

como en este caso V_d es fija e igual a $-V_p$ (tensión de polarización inversa) el término exponencial es constante y nos queda

$$V_o = I_f R_f - I_{osc} R_f \tag{1.25}$$

donde I_{osc} es la llamada corriente de oscuridad del fotodiodo, es decir, la corriente resultante de no haber iluminación.

1.3.5.2 Tensiones de offset

La corriente de oscuridad genera, como ya hemos visto, una tensión de offset que sería conveniente eliminar para ello lo más simple es que la tensión de polarización sea cero ya que esto genera una corriente de oscuridad nula

$$I_d = 0 = I_{sat} \left(e^{q0/\eta KT} - 1 \right) \tag{1.26}$$

parece que ya tenemos la solución ideal aunque esto sería si el amplificador operacional lo fuera, pero no lo es, de hecho tiene unas corrientes de offset y una tensión de offset, en la hojas de características las podemos ver como

$$I_{bias} = \frac{I_+ + I_-}{2} \tag{1.27}$$

$$I_{off} = \frac{I_+ - I_-}{2} \tag{1.28}$$

ambos valores son estimados, pero veamos cual sería la salida si tenemos en cuenta estas desviaciones de la idealidad, para ello en la figura 1.23 hemos puesto todas las corrientes y tensiones deseadas y no deseadas, incluyendo la corriente de oscuridad que ha vuelto a aparecer debido a V_{off} .

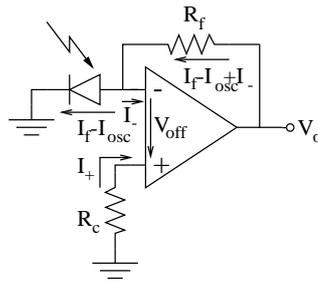


Figura 1.23: Amplificador de transconductancia con todos los componentes no ideales.

La tensión resultante sería

$$V_o = (I_f - I_{osc} + I_-) R_f - I_+ R_c - V_{off}$$

la única forma de reducir aquí la tensión no deseada es igualar las resistencias R_f y R_c de forma que la tensión debida a las corrientes se reduzca lo más posible, ya que para grandes amplificaciones el término debido a las corrientes es el que más afecta.

1.3.5.3 Ancho de banda

Una vez hemos conseguido un circuito que transforme linealmente la iluminación en señal eléctrica vamos a ver si cumple la característica que se espera de un fotodiodo, es decir, velocidad. Vamos a ver el ancho de banda del circuito, para ello sustituimos el fotodiodo por su circuito equivalente que no es más que un condensador en paralelo con una fuente de corriente (I_f) y un condensador (ZCE). Para efectos temporales el único elemento de interés es el condensador. Veamos pues la respuesta temporal del circuito de la figura 1.24 si tenemos en cuenta (a efectos de ancho de banda) que la variación de tensión que ve el condensador es la tensión de salida dividido por la ganancia del operacional en lazo abierto que es

$$G_o = \frac{A_o}{1 + j \frac{\omega}{\omega_o}} \approx -j \frac{\omega_t}{\omega}$$

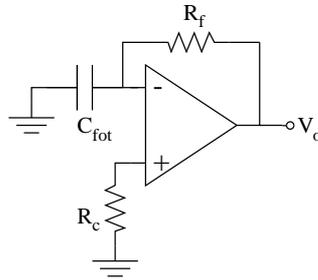


Figura 1.24: Amplificador con el circuito equivalente del fotodiodo para efectos de cálculo de ancho de banda.

donde w_o es el polo del operacional en lazo abierto, A_o la ganancia en lazo abierto y w_t el producto ganancia-ancho de banda del operacional, por tanto el condensador ve en paralelo con él una resistencia de valor

$$R_{eq} = \frac{R_f}{|G_o|} = R_f \frac{w}{w_t}$$

con lo que tenemos que la frecuencia de corte del amplificador es

$$f = \frac{f_t}{2\pi R_f C_f} \Rightarrow f_c = \sqrt{\frac{f_t}{2\pi R_f C}}$$

es decir el punto medio (en escala logarítmica) entre la frecuencia de ganancia unidad del operacional y la dada por $R_f C$.

1.3.5.4 Amplificador oscilante

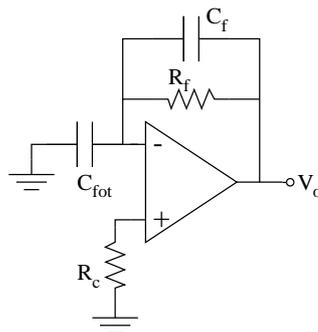


Figura 1.25: Amplificador compensado para evitar la oscilación

El amplificador de transimpedancia tiene un problema y es que oscila, debido a que se produce un desplazamiento de fase de -180° cuando la ganancia está por encima de la unidad. Fijemonos que hay un polo a bajas frecuencias $2\pi w_o$ debido al operacional y otro a la frecuencia f_c , como un polo tarda dos décadas en desarrollar los -90° , -45° la década anterior a f_c y -45° en la posterior tenemos que en la frecuencia $10f_c$ la fase habrá cambiado -180° y como a partir de esa frecuencia la ganancia cae a razón de 40dB por década (hay dos polos) si era superior a 40dB (100) tenemos oscilación.

¿Cómo evitarla? Para evitarla hemos de poner un cero que compense el desfase, el sitio adecuado para ponerlo es en f_c para que la fase no pase de -90° , así pues lo lógico será situar un condensador en paralelo con R_f y de valor tal que

$$C_f = \frac{1}{f_c 2\pi R_f}$$

así pues el circuito ideal nos quedaría como en la figura 1.25.

1.4 Fototransistores

El fototransistor sigue el mismo principio de funcionamiento de la fotorresistencia o del fotodiodo, su peculiaridad consiste en su amplificación de señal debido al efecto transistor, la fotogeneración de portadores se realiza en la base, los símbolos con los que nos podemos encontrar un fototransistor podemos verlos en la figura 1.26. Hay dos símbolos (en este caso para dispositivos npn, que son los normales)

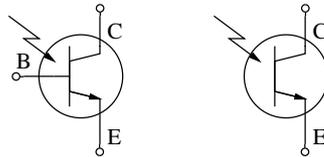


Figura 1.26: Símbolos del fototransistor

uno con terminal de base y el otro sin él, en el primer caso la corriente que entra por la base es la suma de la señal electrónica y la fotogenerada mientras que en el segundo caso sólo podemos tener señal fotogenerada.

Si nos olvidamos por un momento de la señal fotogenerada el comportamiento del dispositivo es exactamente igual que el del transistor convencional.

1.4.1 Circuitería para aplicación mediante un fototransistor

El uso del fototransistor se puede dividir en dos grupos dependiendo de si el dispositivo tiene dos o tres terminales (figura 1.26).

En el caso de que tenga tres terminales su uso será idéntico al de un transistor normal, con la única diferencia de que la señal en lugar de venir dada de forma electrónica nos llega de forma fotónica. Si comparamos los circuitos de la figura 1.27 vemos que el primero tiene una corriente de base en pequeña señal de

$$i_b = R_1 \parallel R_2 \cdot \frac{V_g}{R_g + R_1 \parallel R_2 \parallel r_{be'}} \quad (1.29)$$

mientras que en el segundo i_b viene dada por la fotocorriente, es decir por la irradiancia, si asumimos esto todas las configuraciones que conocemos para el transistor pueden extrapolarse para el fototransistor de tres terminales.

Si sólo disponemos de dos terminales la polarización del transistor viene forzada y entonces $I_{BQ} = 0$, esto nos puede incitar a pensar que no vamos a poder usar el transistor como amplificador, y de hecho para una alimentación antisimétrica no podríamos tener corrientes de pequeña señal negativas ya que el transistor estará cortado. Si nos fijamos un poco mejor veremos que esto no puede suceder, las fotocorrientes son siempre positivas, no podemos tener una señal senoidal alrededor de la de polarización

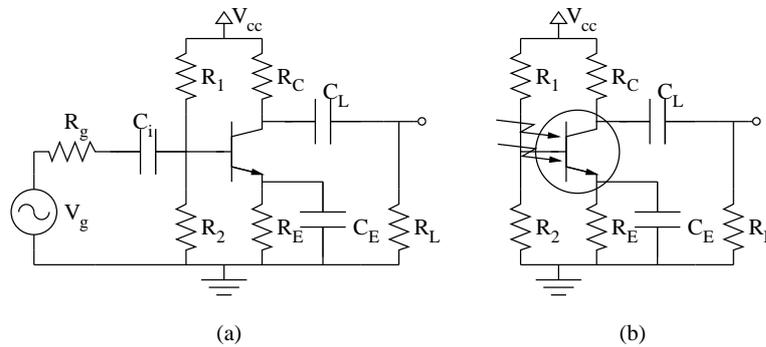


Figura 1.27: Circuitos con la misma funcionalidad con (a) un transistor convencional y (b) un fototransistor.

ya que podemos tener más o menos iluminación aunque nunca iluminación negativa. Lo que si podremos tener es señal senoidales sobre un nivel de continúa (ambos fotónicos) y entonces la I_{BQ} vendrá dada por la iluminación media del sistema.

1.4.2 Características técnicas

En este apartado vamos a describir y explicar los detalles específicos del fototransistor (respecto al transistor) con los que nos encontraremos en una hoja de características. Por ejemplo cogemos el fototransistor PT481F de Sharp que es el que tenemos en el laboratorio.

1.4.2.1 Características estáticas

Máxima potencia disipada El transistor no debe superar una potencia máxima para evitar dañarse, el daño se produce al superarse una máxima temperatura en las uniones, siendo la dañada en este caso la tensión colectro-base ya que es la que más potencia soporta (su tensión es mayor que la de emisor-base). La temperatura máxima se compone de dos términos, la temperatura ambiente y el incremento de temperatura producida por la disipación, como nosotros no podemos medir la temperatura interna del dispositivo fijamos unos máximos de disipación, que como es lógico dependerán de la temperatura ambiente, ya que será necesario una elevación menor de temperatura debida a la disipación cuanto más alta sea la temperatura externa. Para el dispositivo elegido podemos ver esta gráfica de comportamiento en la figura 1.28a

Corriente de colector de oscuridad. En todo dispositivo sensor hay una cantidad de señal que no es generada por fotones sino que aparece por efectos electrónicos internos del dispositivo, pero es importante conocer su magnitud para poder saber la fiabilidad de la señal final que se obtenga. En la figura 1.28b podemos ver un ejemplo de una curva de la corriente de colector de oscuridad frente a la temperatura, estamos hablando de corrientes del orden entre picoamperios y miliamperios dependiendo de la temperatura. Hemos de tener en cuenta que no podremos aceptar como señales correctas aquellas que sean del orden (en este dispositivos en particular) del que aparece en la figura

Variación de la corriente de colector con la temperatura ambiente La corriente fotogenerada depende de la temperatura principalmente cuando la irradiancia es baja. Debemos recordar que la gen-

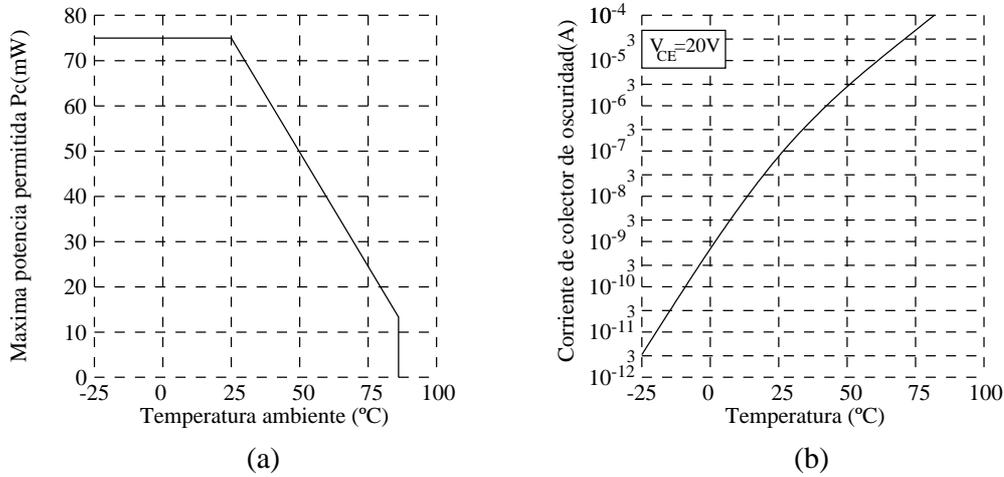


Figura 1.28: (a) Máxima potencia disipada permitida en la unión base-colector. (b) Evolución de la corriente de colector de oscuridad frente a la temperatura.

eración de portadores espontánea depende de la temperatura y que no depende de la temperatura, por ello debemos tener principal cuidado cuando trabajemos con bajos niveles de señal ya que la señal puede variar mucho dependiendo de la temperatura ambiente tal y como podemos apreciar en la figura 1.29a

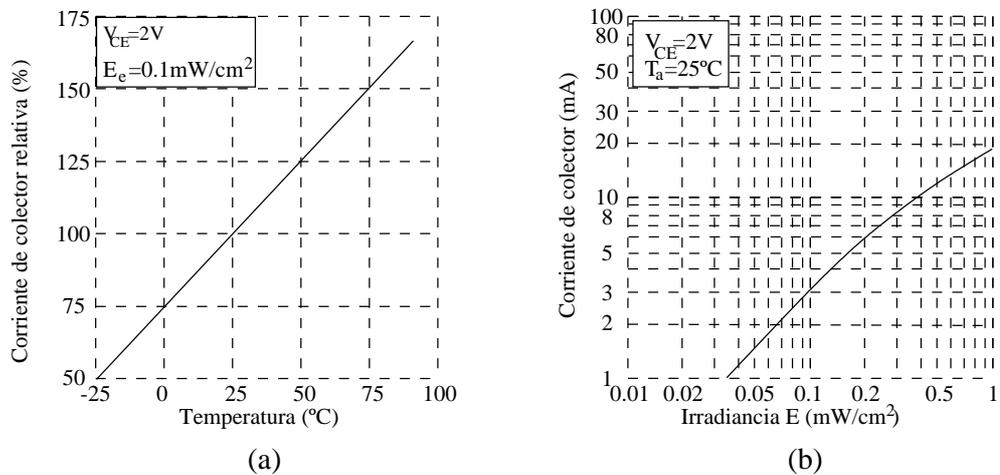


Figura 1.29: (a) Evolución de la corriente de colector frente a la temperatura para bajos niveles de irradiación. (b) Corriente de colector frente a la irradiancia

Corriente de colector frente a la irradiancia. El dato interesante será que corriente generara el dispositivo cuando una determinada cantidad de luz incida sobre él, este dato lo tenemos en la figura 1.29b si comparamos con la figura 1.29a podemos ver que para una irradiancia de $0.04mW/cm^2$ la señal sugiere ser del orden de la magnitud la corriente de oscuridad para una temperatura de $100^\circ C$ lo cual nos indica que no serían válidas las medidas tomadas.

Corriente de colector frente a tensión colector-emisor Esta familia de curvas que podemos ver en la figura 1.30a son iguales a las de un transistor normal salvo que cada curva lleva asociada una irradiancia en lugar de una corriente de base.

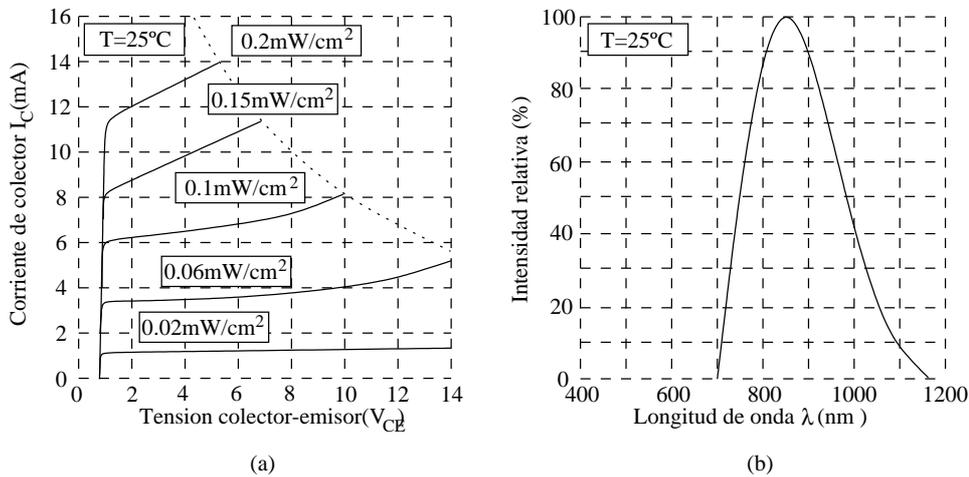


Figura 1.30: (a) Curvas de la corriente de colector frente a la tensión colector-emisor. (b) Sensibilidad espectral del fototransistor PT430

Sensibilidad espectral Como en todo sensor fotónico un parámetro fundamental es la respuesta relativa del dispositivo a distintas longitudes de onda, en este caso podemos ver en la figura 1.30b que la máxima sensibilidad se produce a los 860nm (esta cifra también la da el fabricante de forma numérica) y el rango útil se extiende desde los 700 hasta los 1100nm

Diagrama de sensibilidad angular Otro parámetro importante es la sensibilidad angular, esta característica nos da información acerca de respuesta a frente a excitaciones dependiendo de la dirección de la que llega la excitación, si nos fijamos en la curva 1.31a podemos ver que la máxima respuesta se da para iluminación frontal y que la respuesta se reduce a la mitad para un ángulo de 12° y a tan sólo un 10% para un ángulo de 20° . Este sería un fototransistor de ángulo de aceptación estrecho, por contraposición podemos encontrarlos que tengan una respuesta del 50% para un ángulo de recepción de 60° .

Señal relativa frente a distancia Por último los fabricantes suelen ofrecer para cada detector un emisor que es el más conveniente, de forma que para determinadas aplicaciones el uso del uno implica usar también el otro, en este caso podemos ver para esta pareja de dispositivos cual sería la respuesta relativa frente a la distancia para nuestro fototransistor para una excitación fija del emisor. Podemos ver en la figura 1.31b que el incremento de distancia baja mucho la respuesta y que para una distancia de 50mm tenemos ya tan sólo un 1% de la respuesta para los dos dispositivos pegados. Más adelante cuando estudiemos las aplicaciones veremos que esta disminución de la señal obliga a sistemas de recepción que sean capaces de separar la señal de interés de señales espúreas.

Otro detalle de interés en esta gráfica es que no se cumple la norma de que un incremento de distancia d debería decrementar la señal en un factor d^3 ya que la emisión no es isotrópica sino direccional.

Además de las características reseñadas nos encontraremos con todas las de un transistor normal.

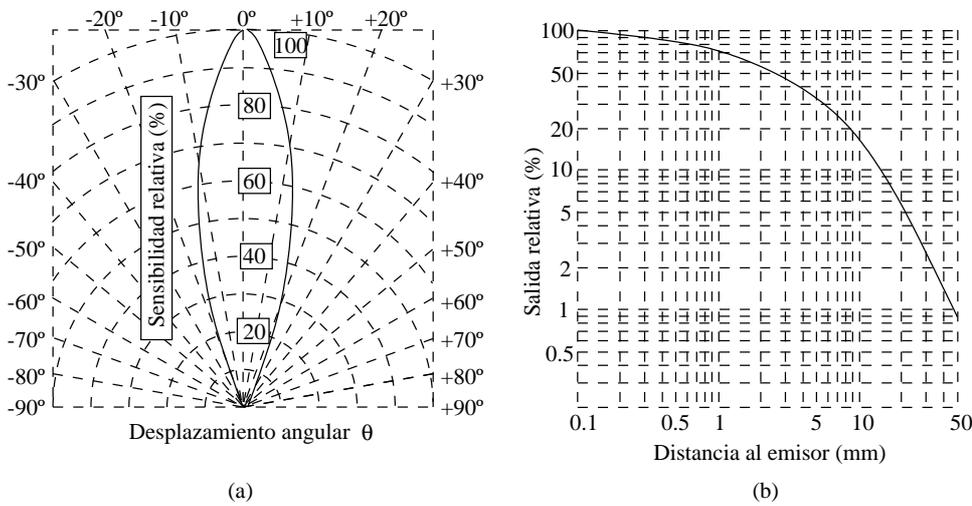


Figura 1.31: Respuesta relativa del fotodetector a: (a) Irradiaciones iguales llegadas desde distintos ángulos. (b) Distancia del fotoemisor

1.5 Comparación entre los dispositivos sensores

Una vez desarrollados los distintos dispositivos vamos a ver las ventajas e inconvenientes de cada uno en la tabla 1.1 para poder escoger una vez establecida la aplicación

Fotosensor	Ventajas	
Fotorresistencias	Gran sensibilidad radiante. Responden al espectro visible.	Elevac
Fotodiodos	Respuesta rápida. Dependencia lineal con la irradiación. Ancho margen de respuesta espectral.	
Células solares	No necesitan tensión de polarización. Se usan para la generación de potencia.	
Fototransistor	Fotocorriente elevada.	
Fotodarlington	Gran ganancia de corriente.	

Tabla 1.1: Comparación entre dispositivos sensores

1.6 Circuitos Integrados Optoelectrónicos (OPICs)

Los dispositivos que hemos visto hasta ahora son discretos, sin embargo, podemos encontrar en un sólo integrado una aplicación, por ejemplo un fotodiodo con un amplificador compensado para obtener directamente tensión a partir de luz o un sensor con una báscula Schmitt-Trigger que permita diferenciar entre niveles lógicos ópticos, etc. Vamos a dar algunos ejemplos prácticos y a analizar sus características fundamentales.

1.6.1 TSL260

Capítulo 2

Emisores

Consideraremos emisores optoelectrónicos todos aquellos que son capaces de convertir energía eléctrica en luz, y analizaremos tres tipos de emisores aunque nos centraremos especialmente en unos. Estudiaremos con profundidad los emisores electroluminiscentes (LED's y láseres) y describiremos someramente los termoluminiscentes (bombillas) y los basados en plasma (halógenos).

2.1 Diodos electroluminiscentes (LED's)

2.1.1 Introducción

La emisión de un fotón en un semiconductor se produce cuando un electrón se recombina con un hueco, el fotón emitido tendrá la energía resultante de la diferencia entre los niveles inicial y final del electrón (figura 2.1b). Este proceso es el inverso que ocurre cuando se produce la absorción de un fotón en un fotodiodo, donde la energía de un fotón se utiliza para generar un par electrón-hueco (figura 2.1a). Para

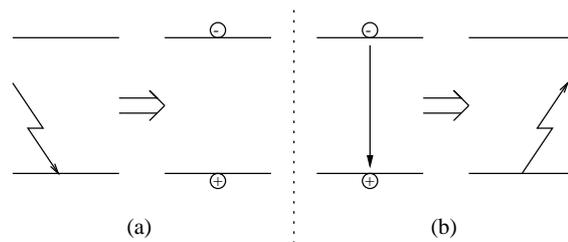


Figura 2.1: (a) Generación de un par electrón-hueco por la absorción de un fotón de energía superior a E_g (b) Emisión de un fotón por recombinación de un par electrón-hueco de forma radiativa.

que un electrón se encuentre con un hueco deberemos tener electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia cuando la situación en reposo es que los electrones estén en la banda de valencia y los huecos en la de conducción (mínima energía). Para tener electrones en abundancia en la banda de conducción deberemos tener un material n, pero en este caso la banda de valencia estará también repleta de electrones y por tanto no hay huecos para recombinarse, igualmente si encontramos un número apreciable de huecos en la banda de valencia es que tenemos un material p y por tanto la banda de conducción estará llena de huecos y tampoco habrá un gran número de recombinaciones. Por ello parece lógico que la forma de conseguir recombinaciones de manera fácil es inyectar electrones en

un material p o huecos en un material n. La única forma de conseguir ambas cosas es mediante una unión pn.

En la figura 3.1.3a tenemos una unión pn en equilibrio, si la polarizamos en directa (fig.3.1.3b) tenemos que los huecos de la zona p pueden entrar en la zona n y los electrones de la zona n entrar en la zona p y se producen recombinaciones. No hemos descubierto nada nuevo, es el modo de operación normal de cualquier diodo, hemos utilizado diodos algunas veces en prácticas de laboratorio y nunca los hemos visto lucir. ¿Por qué? Hay muchas formas de que se produzca una recombinación de un electrón

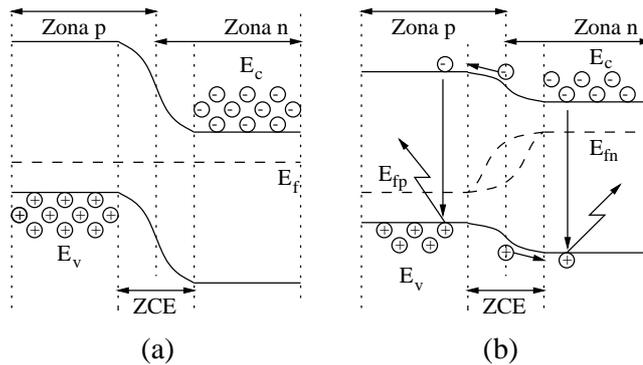


Figura 2.2: (a) Unión pn en equilibrio, los electrones y los huecos no pueden desplazarse ya que tienen una barrera que se lo impide (b) Unión pn polarizada positivamente, las barreras han bajado y ahora los electrones se mueven de n a p y los huecos de p a n cuando llegan a la zona contraria se puede producir una recombinación.

con un hueco y no todas las veces la energía generada con el cambio de nivel se utiliza para la emisión de un fotón, puede perderse en calor, a las recombinaciones que produzcan un fotón las llamaremos radiativas y a las que no pues no radiativas (¡ingenioso eh!). Nos encontraremos con materiales cuya probabilidad de tener transiciones (otra forma de llamar a las recombinaciones) radiativas es mayor que en otros. Podemos deducir que el Silicio es de los que sus transiciones son principalmente no radiativas mientras que en otros como el GaAs (Arseniuro de Galio) serán radiativas. Esta diferencia es debida a un factor que hasta ahora no hemos tenido en cuenta y es que la representación que hemos hecho de las bandas de conducción y valencia pertenecen al espacio real, pero hay otra forma de representarlas y es en el espacio recíproco. Este no es un curso de física del estado sólido así que no vamos a describir este fenómeno sólo diremos que a los materiales que no emiten se les llama de Gap directo y a los que no de gap indirecto. Entre los primeros se encuentra en GaAs y entre los segundos el Si.

2.1.1.1 Eficiencia interna

Hemos conseguido separar materiales que pueden utilizarse como emisores de luz y otros que no, dentro de los que pueden emitir nos encontramos que por desgracia no todas las recombinaciones van a ser radiativas ya que aún nos encontramos con una descripción demasiado ideal, no vamos a profundizar más en los motivos para que una transición sea o no radiativa pero si vamos a evaluar sus consecuencias y las vamos a utilizar para el cálculo de la eficiencia de un diodo emisor de luz (LED). Definiremos eficiencia interna como:

$$\eta_{int} = \frac{\phi}{j / (d \cdot e)} = \frac{\Phi}{i / e} \tag{2.1}$$

donde ϕ es la densidad volúmica y Φ el número de fotones generados en el interior del semiconductor, j es la densidad superficial de corriente que al ser dividida por d (espesor del diodo) y por e (carga eléctrica del electrón) nos da la densidad volúmica de electrones inyectados en el LED por unidad de tiempo. El lado derecho de la fórmula utiliza número en lugar de densidad y por tanto obtenemos una igualdad. También podemos definirla como:

$$\eta_{int} = \frac{r_r}{r_T} \quad (2.2)$$

aquí r_r es la densidad de recombinaciones radiativas por unidad de tiempo en el material y r_T la densidad total de recombinaciones también por unidad de tiempo, y ya que la densidad de recombinaciones de cualquier tipo viene dada por

$$r = \frac{\Delta n}{\tau} \quad (2.3)$$

siendo Δn el incremento de la densidad de portadores y τ el tiempo de vida de estos portadores, y ya que $r_T = r_r + r_{nr}$ podemos obtener que

$$\eta_{int} = \frac{\Delta n / \tau_r}{\Delta n / \tau_T} = \frac{\Delta n / \tau_r}{\Delta n / \tau_r + \Delta n / \tau_{nr}} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \quad (2.4)$$

con lo que a partir de parámetros del semiconductor como son los tiempos de vida para recombinaciones radiativas y no radiativas podemos obtener la eficiencia para emisión de luz

¿De que orden de magnitud son las η_{int} ? Podemos evaluarlas a partir de los datos de tiempo de recombinación para varios semiconductores, veamos algunos ejemplos para Si, Ge y GaAs con dopados de 10^{18}cm^{-3} a una temperatura de 300K.

Semiconductor	τ_r	τ_{nr}	η_{int}
Si	$5,6 \cdot 10^{-4} \text{s}$	$2,3 \cdot 10^{-9} \text{s}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$
Ge	$1,9 \cdot 10^{-5} \text{s}$	$6,1 \cdot 10^{-9} \text{s}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$
GaAs	$1,4 \cdot 10^{-9} \text{s}$	$3,3 \cdot 10^{-9} \text{s}$	0,7

2.1.1.2 Potencia interna

Una vez visto la relación entre la η_{int} y los tiempos de recombinación podemos desarrollar una fórmula para la potencia interna emitida (P_{int})

$$P_{int} = \Phi E_{foton} \quad (2.5)$$

es decir, el número de fotones emitidos por la energía de cada fotón individual, si suponemos que el LED emite a una única longitud de onda (es una simplificación) la energía de cada fotón podremos extraerla de su frecuencia o de su longitud de onda

$$P_{int} = \Phi \cdot (h \cdot f) = \eta_{int} \cdot \frac{i}{e} \cdot h \cdot \frac{c}{\lambda} = \left(\frac{\eta_{int} h c}{e \lambda} \right) \cdot i \quad (2.6)$$

con lo cual tenemos que la potencia emitida internamente por el LED es directamente proporcional a la corriente que lo atraviesa. Esta es una de las características más importantes de un LED y nos indica que la excitación debe realizarse mediante corriente en lugar de mediante tensión para poder modular correctamente la señal de salida.

2.1.1.3 Distribución angular y potencia externa

Preguntémonos ahora acerca de la distribución angular de los fotones fuera del emisor. En el interior los fotones son emitidos uniformemente en todas direcciones, como podemos ver en la figura 2.3, si recordamos las leyes de la refracción para un rayo de luz que pasa de un medio de mayor índice de refracción a uno de menor tenemos que hay un ángulo límite a partir del cual hay reflexión total. Esto nos lleva a dos hechos: el primero es que la luz tendrá una mayor intensidad según el vector normal a la superficie e irá disminuyendo para vectores con mayor ángulo, el segundo es que parte de la luz no logrará salir del semiconductor resultando en que la potencia externa es menor que la generada internamente.

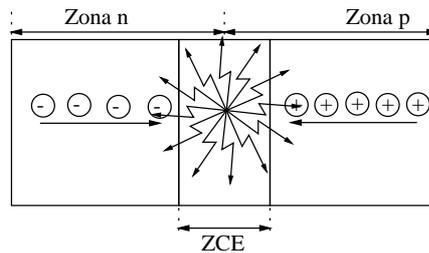


Figura 2.3: Emisión omnidireccional de fotones en el interior de un diodo electroluminiscente.

La distribución angular de la luz emitida no es igual para todos los emisores, para los más simples en cuanto a su fabricación esta es Lambertiana, es decir, la densidad de luz emitida en función del ángulo es $I(\theta) = I_0 \cos(\theta)$, para este tipo de emisión que podemos ver en la figura 2.4a la emisión se reduce al 50%, es decir, la apertura angular es de 120° (60° a cada lado de la normal). Hay emisores con una apertura menor como podemos ver en la figura 2.4b. Esta apertura será importante cuando intentemos enfocar la luz mediante una lente ya que sólo podremos aprovechar la luz hasta un ángulo determinado y el resto se perderá.

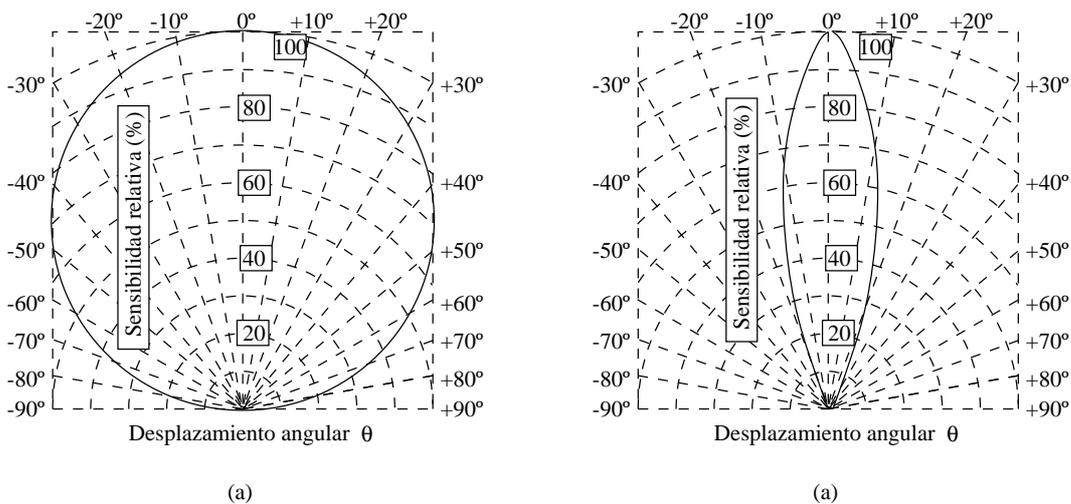


Figura 2.4: Espectros de emisión de diferentes dispositivos (a) Lambertiano (b) Emisión direccional

Siguiendo con el tema tenemos que la potencia externa será menor que la interna según la siguiente

relación

$$P_{ext} = \frac{P_{int} \cdot F \cdot n_{medio}^2}{4 \cdot n_{emisor}^2} \quad (2.7)$$

donde F es la transmitividad desde el emisor hasta el medio y es una función de los índices de refracción de ambos o también de la reflectividad R

$$F = 1 - R = 1 - \left(\frac{n_i - n_t}{n_i + n_t} \right)^2 \quad (2.8)$$

Ejemplo

Intentamos enfocar la salida de luz de un emisor LED a través de una lente, si tenemos en cuenta que $\tau_{nr} = 2\tau_r$, que el emisor tiene un índice de refracción de 3.6, que la luz es emitida de forma Lambertiana y que el ángulo sólido que recoge la lente es de $\pi/16$. Calcular: la eficiencia interna, la eficiencia externa y cuantos electrones inyectados en el LED se convierten en fotones enfocados por la lente.

1. $\eta_{int} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} = \frac{2\tau_r}{\tau_r + 2\tau_r} = 0.66$
2. $\eta_{ext} = \frac{\Phi_{ext}}{i/e} = \frac{\Phi_{int} \cdot F \cdot n_t^2}{4 \cdot n_i^2} \cdot \frac{\epsilon}{i} = \frac{\eta_{int} \cdot n_t^2}{4 \cdot n_i^2} \left(1 - \left(\frac{n_i - n_t}{n_i + n_t} \right)^2 \right)$
 $\eta_{ext} = \frac{0.66 \cdot 1^2}{4 \cdot 3.6^2} \left(1 - \left(\frac{3.6 - 1}{3.6 + 1} \right)^2 \right) = 8.6 \cdot 10^{-3}$
3. $\frac{\Phi_{enfocados}}{\Phi_{ext}} = \frac{\int_0^{\pi/16} I(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta}{\int_0^{\pi/2} I(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta} = \frac{\int_0^{\pi/16} I_0 \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta}{\int_0^{\pi/2} I_0 \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta} = \frac{\int_0^{\pi/16} \sin(2\theta) / 2 \cdot d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin(2\theta) / 2 \cdot d\theta}$
 $\frac{\Phi_{enfocados}}{\Phi_{ext}} = \frac{\cos(2\theta)|_0^{\pi/16}}{\cos(2\theta)|_0^{\pi/2}} = \frac{1 - \cos(2\pi/16)}{2} = \sin^2(\pi/8) = 0.12$
 $\frac{\Phi_{enfocados}}{i/e} = \frac{\Phi_{ext}}{i/e} \cdot \frac{\Phi_{enfocados}}{\Phi_{ext}} = 10^{-3}$

tenemos como resultado que la eficiencia final es de tan sólo un 0.1%.

2.1.1.4 Ancho de banda espectral

Definiremos como ancho de banda espectral la diferencia en longitud de onda entre los dos puntos en los que la amplitud de la señal ha caído hasta un 50%. El GaAs que tiene el pico de emisión en 870nm tiene un ancho de banda entre 20 y 40nm, dependiendo del tipo de LED. ¿A qué es debido este ancho de banda? ¿Por qué no todos los fotones son emitidos con la energía (equivale a longitud de onda) del ancho de banda prohibida del material. La respuesta podemos obtenerla si analizamos cuáles son las posibles transiciones en un semiconductor, veamos algunas de ellas, las más interesantes para nosotros. En la figura 2.5 podemos ver las posibles transiciones

Dentro de ellas algunas serán radiativas y otras no y además vemos que para cada una la energía liberada es distinta por tanto los fotones emitidos serán distintos. Como punto en que la probabilidad de emisión es mayor tenemos la transición banda-banda, pero tenemos longitudes de onda mayores (energías menores) como las emisiones desde o hasta los centros donores o aceptores y también longitudes de onda menores como en las que intervienen los portadores calientes (sobre-excitados). Una vez ya podemos comprender el motivo para una emisión distinta de la monocromática surge una nueva duda. Si generamos luz cuya energía es la del ancho de banda prohibida, ¿Por qué esta luz no es absorbida en el mismo semiconductor por el mismo principio por el que funciona un fotodiodo? En realidad si

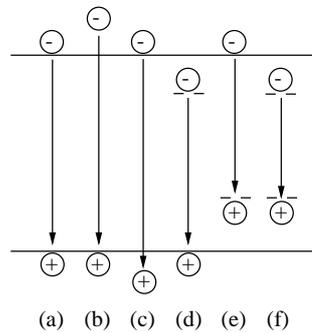


Figura 2.5: Posibles transiciones en un semiconductor (a) electrón relajado- hueco relajado (banda-banda); (b) electrón caliente-hueco relajado; (c) electrón relajado-hueco caliente; (d) nivel donador-hueco; (e) electrón-nivel aceptor; (f) nivel donor-nivel aceptor

que se absorbe parte de la luz, pero si nos fijamos en la figura 2.2 en la que se representa una unión pn veremos que si el dopado es alto la parte inferior de la banda de conducción en la zona n está poblada de electrones y la parte superior de la banda de valencia en la zona p está poblada de huecos con lo que no hay posibilidad de absorción banda a banda sólo serán absorbidos aquellos fotones con energía algo mayor que la de la banda prohibida, de esta forma una gran parte del espectro de emisión no se verá afectado.

2.1.1.5 Longitud de onda de emisión.

Ya hemos dado un repaso algunas de las características del LED, nos quedaría dentro de la distribución espectral el punto de máxima emisión. Por lo que conocemos del funcionamiento de los emisores electroluminiscentes el punto teórico de emisión debería venir fijado por el ancho de banda prohibida, si pudiésemos modificar éste a voluntad podríamos construir LEDs que emitirán en la longitud de onda que deseáramos.

En la figura 2.6 se representa el ancho de banda prohibida (o longitud de onda para esa energía) frente al tamaño de la red cristalina (separación media entre átomos en el material, este dato lo utilizaremos más adelante). Podemos apreciar que se representan gran cantidad de semiconductores, entre ellos el Si, el Ge y el GaAs a los que ya hemos aludido anteriormente, además nos encontramos con todas las posibles combinaciones (tabla 2.1) entre los tres elementos del grupo III (Al, Ga, In) en negrita y los tres elementos del grupo V también en negrita, estas combinaciones nos dan lugar a 9 posibles com-

B	C	N
Al	Si	P
Ga	Ge	As
In	Sn	Sb
Tl	Pb	Bi

Tabla 2.1: Tabla periódica de los elementos incluyendo las columnas p_1 , p_2 y p_3

puestos binarios. Todos estos semiconductores pueden encontrarse en la figura y podemos ver que tienen anchos de banda prohibida distintos, a su vez estos elementos están unidos por líneas que representan compuestos ternarios, ejemplo, entre el GaAs y el AlAs nos encontramos con una línea que representa

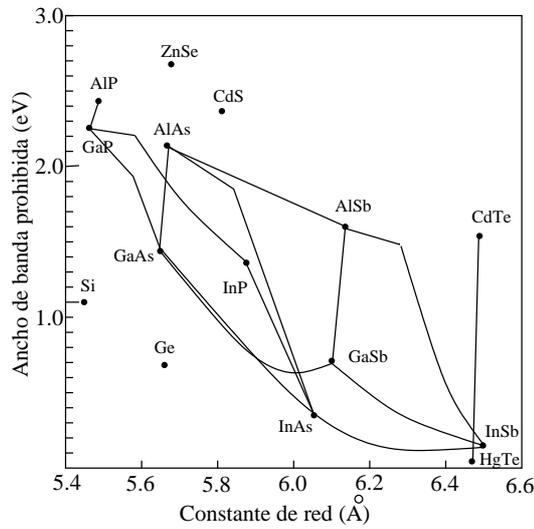


Figura 2.6: Representación de los semiconductores más conocidos mostrando la energía de su banda prohibida frente a la separación entre átomos.

el compuesto $Al_xGa_{1-x}As$, donde x puede variar entre 0 y 1. Los caso extremos son GaAs para x=0 y AlAs para x=1, en cualquier punto intermedio nos encontraremos con el compuesto ternario que tendrá un ancho de banda prohibida que podemos calcular aproximadamente como:

$$E_{gAl_xGa_{1-x}As} = E_{gGaAs} \cdot (1 - x) + E_{gAlAs} \cdot x \tag{2.9}$$

(el cálculo no es tan simple para otros ternarios como el $InAs_xSb_{1-x}$ como podemos observar en la gráfica), con ello vemos que podemos recorrer la zona de anchos de banda prohibida situada entre ambos, si hacemos una extrapolación para el $Ga_xIn_{1-x}As$ vemos que podemos barrer desde el AlAs hasta el InAs una zona que va desde los 600nm hasta los $4\mu m$ o incluso hasta los $10\mu m$ si incluimos al InSb. Como conclusión podemos extraer que se pueden fabricar emisores de luz con emisión máxima controlable a voluntad en un amplio rango de longitudes de onda.

Ejemplo

¿Cuál será la longitud de onda de emisión para un LED de GaAs?

Solución:

A partir de la gráfica 2.6 trazamos una línea horizontal y vemos donde corta en el eje y, esa será bien la energía de la bandaprohibida (eje izquierdo) o la longitud de onda para un fotón con esa energía (eje derecho)

Ejemplo

¿De qué material tendría que ser un LED que emitiera en el amarillo (550nm)?

Solución:

Trazando una línea en la figura 2.6 vemos que nos corta en la línea que une el AlP y el GaP, así que el material deberá ser $Al_xGa_{1-x}P$

2.1.2 Características técnicas

Si olvidamos la configuración externa y el encapsulado los detalles de funcionamiento de mayor interés para la utilización de LEDs son

- Potencia óptica y espectro de emisión
- Característica tensión-corriente.
- Comportamiento en régimen no continuo
- Influencia con la temperatura

2.1.2.1 Potencia óptica y espectro de emisión

Para los LEDs que emiten en el visible, el color percibido por el ojo humano depende del espectro de emisión aunque no tiene porque haber una dependencia directa, de hecho nos encontramos con dos parámetros:

- **Longitud de onda de pico** λ_p , que es la que corresponde a la intensidad máxima de emisión
- **Longitud de onda dominante** λ_d , que está relacionada con el color captado por el ojo humano, como dijimos previamente no tiene porque coincidir con λ_p . Así que dos emisores con distinta λ_p pueden tener aparentemente el mismo color.

En la figura 2.7a podemos ver el espectro de emisión de cinco LEDs distintos, de menor a mayor longitud de onda tenemos un LED azul (poner ref), verde (HLMP3950), amarillo (HLMP3850), rojo (HLMP3750) e infrarrojo (GL480)

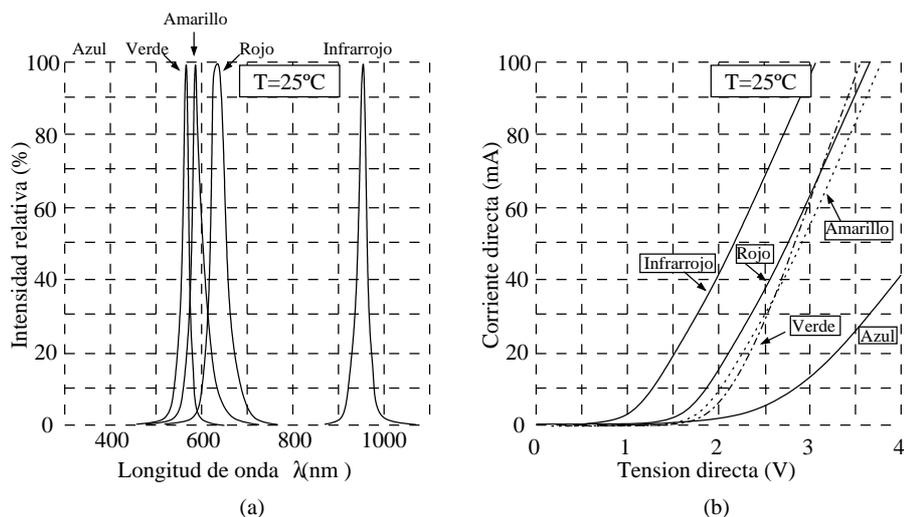


Figura 2.7: Características de cinco LEDs (a) Espectro de emisión (b) Curvas I-V

2.1.2.2 Característica tensión-corriente

Esta característica tiene la misma forma que cualquier diodo, ya sea un diodo rectificador, un fotodiodo, un LED o incluso un láser, podemos verla en la figura 1.16, las diferencias entre los distintos componentes estarán en la pendiente de la curva en directa (que tiene que ver con la resistencia serie del dispositivo), la tensión de ruptura en inversa y la tensión umbral para la que la conducción se hace importante.

Si analizamos sólo los LEDs nos encontramos que la principal diferencia entre ellos es la tensión umbral, esto es debido a que como vimos en el apartado 2.1.1.5 la longitud de onda de emisión depende directamente de la anchura de la zanda prohibida del dispositivo y esta va a ser también la que nos fije cuanta tensión de directa hay que poner para que las bandas de conducción de la zona p y n se acerquen lo suficiente para que empiece la conducción. De esto podremos deducir que cuanto mayor sea la longitud de onda de emisión mayor será la tensión umbral. En la figura 2.7b tenemos las curvas I-V de los mismo cinco LEDs de los que se represento su espectro de emisión, podemos apreciar que la tensión umbral crece cuando la longitud de onda decrece, es decir, cuando crece la energía de los fotones emitidos (mayor ancho de banda prohibido).

La curva tensión- corriente habrá que tenerla muy en cuenta cuando diseñemos un circuito ya que estamos acostumbrados a decir que en un diodo en directa caen 0.7V y vemos que esto no es cierto para los LED ya que no son de Si, al contrario que la mayoría de los diodos rectificadores.

2.1.2.3 Máxima potencia disipable

Como en cualquier dispositivo hay una máxima potencia que se puede disipar en su interior, en el caso de los LEDs se especifica una máxima corriente para evitar que la temperatura interna supere un cierto valor. En el caso de los LEDs el funcionamiento puede ser pulsado, por contraposición a funcionamiento en continua y esa máxima corriente puede aumentar respecto a la que el fabricante nos da dependiendo tanto de la fracción temporal en la que el LED esté emitiendo como del periodo absoluto de esta emisión, en la figura se aprecia esta característica, vemos que para una determinada anchura de pulso la corriente

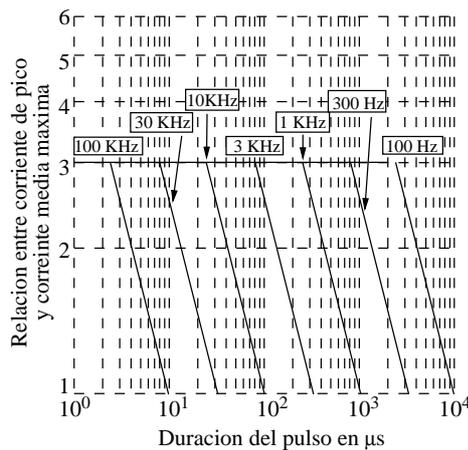


Figura 2.8: Máxima corriente de pico en función de la duración del pulso y de la frecuencia.

máxima disminuye cuando aumenta la frecuencia ya que el periodo útil llega a un valor crítico.

2.1.2.4 Emisión en función de la excitación

En la explicación teórica del funcionamiento del LED dedujimos que la intensidad luminosa emitida era proporcional a la corriente directa, sin embargo esto deja de ser cierto cuando trabajando en régimen de pulsos sobrepasamos la corriente media recomendada, ambos detalles pueden apreciarse en la figura 2.9.

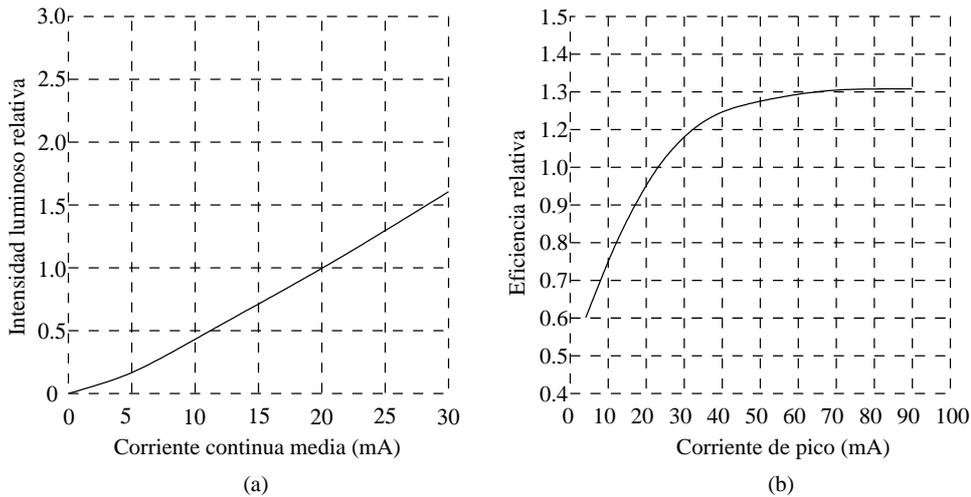


Figura 2.9: (a) Luminosidad relativa a la corriente media (b) Eficiencia relativa a la corriente de pico

2.1.3 ¿Cómo se usa un LED?

En esta sección describiremos unos pocos circuitos para LEDs, lo primero que habremos de tener en cuenta es la limitación de corriente para no dañar el LED y su curva tensión -corriente que nos informa de la tensión que caerá en bornas del dispositivo por la corriente deseada.

Para limitar la corriente que pasará por un LED de forma rápida y sin fijarnos en la curva I-V el mejor sistema con emisión continua será el que se ve en la figura 2.10a para determinar el valor de la resistencia aplicaremos la fórmula siguiente

$$R_s = \frac{V_{in} - V_{led}}{I_{led}} \tag{2.10}$$

recordemos que V_{led} no es 0.7V como en los diodos rectificadores ino que depende de la longitud de onda de emisión y que por tanto deberemos mirar las hojas de características, de todas formas muchas veces tan sólo deseamos saber si un LED funciona o no, para ello unos valores siempre válidos serían: $V_{in}=6V$ y $R_s=220$.

Excitación de un LED en circuitos lógicos Veamos un par de ejemplos para integrados TTL y CMOS. El primer circuito (figura 2.10b) exige que el integrado sea capaz de drenar la corriente que necesita el LED y esto sólo es posible a nivel bajo que es donde la corriente en un integrado es alta, sin embargo tanto para salidas CMOS como en las TTL a nivel alto la corriente no es lo suficientemente alta como para excitar un LED y hay que recurrir a amplificación, un circuito ejemplo es el de la figura 2.10c,

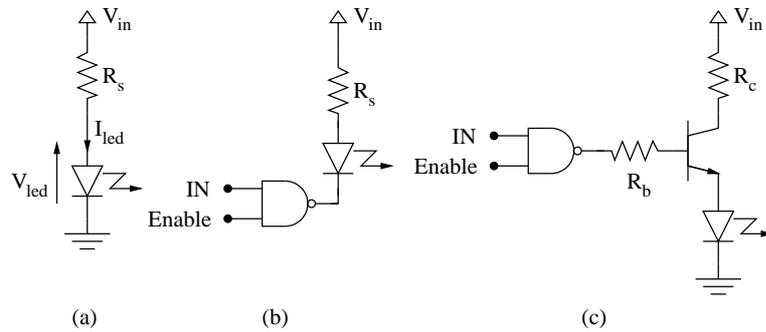


Figura 2.10: Circuitos para excitar un LED con limitación de corriente máxima.

donde la resistencia R_b fija junto con V_{be} y V_{led} la corriente, mientras que R_c limita la corriente máxima por si cometemos un error en el diseño del resto del circuito.

Control de corriente en LEDs En los circuitos anteriores no hemos controlado la corriente en el LED tan sólo la hemos limitado, si deseamos que la corriente que atravesase el LED sea proporcional a la tensión con la que deseamos excitarlo podemos llevarlo a cabo con cualquiera de los circuitos de la figura 2.11 en ambos casos la corriente que excita el LED es

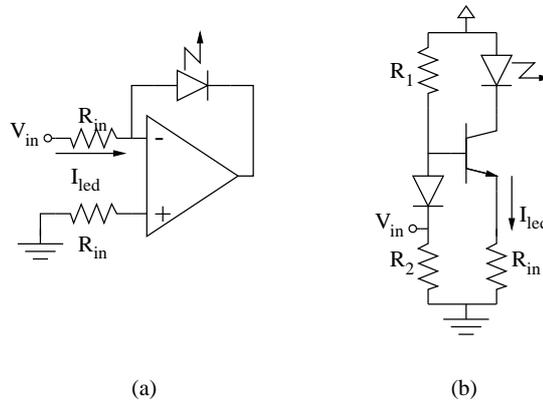


Figura 2.11: Circuitos de control lineal de la corriente de excitación a partir de tensión.

$$I_{led} = \frac{V_{in}}{R_{in}} \tag{2.11}$$

en el primer circuito es muy simple gracias al cortocircuito virtual, pero tiene un problema y es que si V_{in} es negativa obligaremos a pasar corriente en inversa por el LED lo que no es aconsejable. En el segundo caso la situación parece un poco más compleja pero es fácil de analizar, si el diodo rectificador está polarizado en directa la tensión en el emisor del transistor será

$$V_e = V_{in} + V_d - V_{be} \tag{2.12}$$

y como las tensiones del diodo y de la unión base-emisor será prácticamente iguales tenemos que

$$V_e \approx V_{in} \tag{2.13}$$

y por tanto ya tenemos la ecuación ??, la ventaja de este circuito respecto al anterior es que no podemos hacer pasar corriente en inversa a través del LED y que R_{in} nos sirve como resistencia limitadora ya que para una corriente demasiado alta el transistor se saturará y por tanto la corriente por el LED no podrá elevarse.

2.2 Fundamentos del láser

2.2.1 Introducción

En los fotones emitidos en un LED no hay ninguna relación entre ellos, cada uno se emite sin correlación alguna con los parámetros de los otros, cada uno tiene su energía su dirección y sentido y su fase independientemente de los parámetros de los demás fotones, sin embargo en un láser vamos a tener emisión coherente y en ésta cuando un fotón se emite tiene una correlación muy fuerte con los demás en todos los parámetros que se acaban de citar. ¿A qué es debido esto? Se debe a lo que se llama emisión estimulada.

2.2.1.1 Diferencia entre la emisión estimulada y espontánea

El descubrimiento de la emisión estimulada es otro de los hallazgos que le debemos a Albert Einstein, él describió una nueva posibilidad a la interacción entre un fotón y un par electrón-hueco (figura 2.12) que se añade a las dos ya descritas (fig 2.1) con anterioridad. Esta nueva interacción consiste en que un fotón

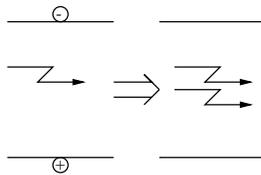


Figura 2.12: Emisión estimulada de un fotón

estimula a un electrón situado en la banda de conducción para que se recombine con un hueco emitiendo un fotón con la misma energía, dirección, sentido y fase que el fotón que le estimulo. Ahora tenemos que en cualquier emisión en un semiconductor tendremos emisión espontánea y estimulada ¿Cuál predomina? Evidentemente la espontánea, porque sino no tendríamos que molestarnos en fabricar láseres, ya estarían hechos. Ya que la respuesta es que predomina la emisión espontánea un dato interesante sería ver que relación hay entre el número de los fotones emitidos de cada tipo. También debemos a Einstein la fórmula para obtener esta relación, si denominamos τ_{sp} al número de fotones generados por emisión espontánea y τ_{st} al de generados estimuladamente tenemos que:

$$\frac{\Phi_{st}}{\Phi_{sp}} \approx \exp\left(-\frac{hf}{KT}\right) \tag{2.14}$$

Ejemplo

Calcular la relación entre Φ_{sp} y Φ_{st} para fotones con una longitud de onda de 900nm en un emisor a una temperatura de 300K.

$$\frac{\Phi_{st}}{\Phi_{sp}} \approx \exp\left(-\frac{hc}{KT\lambda}\right) = \exp\left(-\frac{6.62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 0.9 \cdot 10^{-6}}\right) = 7 \cdot 10^{-24}$$

como podemos comprobar no es muy probable la emisión estimulada

2.2.1.2 Ecuación de equilibrio en un emisor óptico

En un emisor vamos a tener los tres procesos de interacción entre fotones y pares electrón-hueco de los que ya hemos hablado, es decir, absorción, emisión espontánea y estimulada de forma que en régimen permanente tengamos el mismo número de absorciones que de emisiones y el número de portadores quede constante

$$\Phi_{ab}(\text{Fotones absorbidos}) = \Phi_{sp}(\text{Fotones espontáneos}) + \Phi_{st}(\text{Fotones estimulados})$$

donde $\Phi_{ab} \propto n_{Ev} \cdot \phi$, $\Phi_{sp} \propto n_{Ec} / \tau_{sp}$ y $\Phi_{st} \propto n_{Ec} \cdot \phi$ siendo n_{Ev} la densidad de electrones existentes en la banda de valencia, n_{Ec} en la banda de conducción y ϕ la densidad de fotones, en estas condiciones nunca se podrá conseguir radiación estimulada ya que los fotones se pierden por absorción en lugar de utilizarse para generar otros fotones de forma estimulada.

PRIMERA CONDICIÓN para conseguir emisión láser, salimos del equilibrio ya que tenemos que eliminar la absorción de los fotones y para ello tendremos que disminuirla cantidad de electrones que hay en la banda de valencia (parece simple, tan sólo hay que tener un semiconductor p) y a la vez incrementar el número de fotones estimulados y para ello hay que incrementar el número de electrones en la banda de conducción. Parece que las dos condiciones que sería fácil conseguir las por separado va a ser complicado ponerlas juntas, pero vamos a intentarlo. Volvamos a nuestra querida unión p-n, cuando está en directa tenemos que la zona de carga de espacio disminuye ya que la barrera de potencial entre las dos zonas disminuye, esto permite que las zonas p y n se acerquen. Si incrementamos el dopado de las dos zonas de forma que el nivel de Fermi de la zona n esté por encima de la banda de conducción y el de la zona p por debajo de la banda de valencia también y debido al incremento de carga voy a disminuir la zona de carga de espacio de forma que va a haber una zona que cuando yo ponga el diodo en directa en que la banda de conducción esté repleta de electrones y la de valencia de huecos. Esto es lo que se llama inversión de población y con ello conseguimos nuestro primer objetivo.

Pero aún no hemos conseguido nuestro objetivo final porque aunque hemos eliminado la absorción seguimos teniendo emisión espontánea y hemos visto que es mucho más probable que la estimulada.

SEGUNDA CONDICIÓN, hemos de conseguir que haya una amplificación interna selectiva en el láser de forma que sólo aquellos fotones que nos interesen se autoestimulen y los que no que desaparezcan, bueno el concepto no parece muy claro pero vamos a intentar aclararlo. Imaginemos una cavidad óptica terminada en dos espejos paralelos entre si de modo que los fotones sean reflejados y vuelvan hacia atrás, pero no todos, sólo aquellos que vayan perpendiculares al espejo por que los que no se saldrán de la cavidad cuando reboten, sólo quedarán dentro los perpendiculares. Pensemos ahora en que los fotones son ondas (realmente lo son) y que por tanto en el interior de la cavidad habrá interferencias, tan sólo aquellas ondas que generen una interferencia constructiva permanecerán en la cavidad, las que no se autodestruirán. ¿Qué fotones tendrán interferencia constructiva? Aquellos que en todos sus trayectos de ida y vuelta al pasar por el mismo sitio en el mismo sentido tengan la misma fase, esto implica que un número entero de longitudes de onda del fotón tienen que caber en un camino completo. Si analizamos la cavidad de la figura tenemos que:

$$q \frac{\lambda}{n} = 2L \quad (2.15)$$

donde q es un número entero, n es el índice de refracción del medio y L es la longitud de la cavidad.

La fórmula obtenida nos servirá para más cosas en un futuro pero de momento podemos extraer como consecuencia que no todas las longitudes de onda van a tener una interferencia constructiva, sólo las que cumplan con la ecuación planteada van a poder automantenerse en el interior de la cavidad resonante. Supongamos ahora que se cumplen nuestras dos condiciones anteriores, es decir, la inversión de población y la existencia de una cavidad óptica.

¿Qué ocurre en el interior del láser? Por un lado tenemos un incremento en el número de fotones debido a la emisión estimulada de aquellos fotones que permanezcan en el interior de la cavidad (interferencia constructiva).

¿Cómo variará el número de fotones en el interior de la cavidad tras un desplazamiento completo por ella?

- Aparece el concepto de ganancia g como el inverso de la distancia que tendrá que recorrer un número dado de fotones para que su número se multiplique por el número e , es decir, cuando recorramos una distancia $2L$ el número de fotones se habrá incrementado por $\exp(2Lg)$.
- También tenemos el concepto de pérdida α de fotones debido a absorción (aunque tenemos inversión de población el número de fotones en la banda de conducción no es cero), tras el recorrido de una distancia $2L$ el número de fotones se habrá decrementado por $\exp(-2L\alpha)$.
- Por último tenemos que cada vez que el haz de fotones incide sobre uno de los espejos no todos se reflejan, también alguno sale al exterior, esto decrementa el número de fotones que pueden participar en generación de nuevos fotones estimulados. Definiremos como r_1 y r_2 a las reflectividades de cada uno de los espejos.

Ahora ya podemos responder a la pregunta anterior sobre la variación del número de fotones (Φ_f/Φ_i) en la cavidad, este responderá a la siguiente fórmula:

$$\frac{\Phi_f}{\Phi_i} = \exp(2Lg) \exp(-2L\alpha) r_1 r_2 \quad (2.16)$$

donde la primera exponencial responde a las ganancias, la segunda a las pérdidas y el producto de las reflectividades es la cantidad de luz que nos queda tras incidir sobre los dos espejos consecutivamente. En esta relación vemos que como mínimo tiene que ser 1 para que se automantenga la emisión siendo la luz transmitida la que seremos capaces de detectar. Ya vamos acabando con todo lo necesario para comprender la emisión láser ahora nos queda entender como evoluciona el proceso desde que el láser está apagado hasta que le suministramos potencia. Para ello debemos plantear las ecuaciones dinámicas tanto para la densidad de portadores como para la de fotones, éstas se plantean a continuación:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{e \cdot d} - \frac{n}{\tau_{sp}} - C \cdot n \cdot \phi \quad (2.17)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = C \cdot n \cdot \phi + \delta \frac{n}{\tau_{sp}} - \frac{\phi}{\tau_{ph}} \quad (2.18)$$

en la primera ecuación tenemos que la densidad de portadores aumenta con la corriente (son cargas que están entrando en el sistema) y que se decrementa por la emisión espontánea de fotones (dada por la densidad de portadores y el tiempo de vida para una recombinación espontánea) y por la emisión estimulada de fotones, esta última es proporcional al producto de las densidades de fotones y electrones (un fotón sólo podrá estimular a un electrón si este existe). Como podremos apreciar en esta fórmula hemos despreciado las transiciones no radiativas, pero no va a influir en el resultado del proceso. En la segunda ecuación vemos la evolución de la densidad de fotones, en ella sólo hemos incluido aquellos fotones interesantes para la emisión láser, es decir, los emitidos de forma estimulada. La densidad de fotones se incrementará por emisión estimulada, es la misma magnitud que en el caso de los electrones,

también participará una pequeña parte de las emisiones espontáneas que casualmente emitan fotones idénticos a los que necesitamos, δ es un número tan pequeño que podremos despreciar esta contribución, por último habrá un decaimiento del número de fotones relacionado con la densidad de fotones y con su vida media.

Cuando el sistema esté estable tanto la densidad portadores como de fotones será fija y por tanto las derivadas serán nulas, sin embargo cuando el sistema se inicie el número de fotones tendrá que empezar a crecer hasta alcanzar un regimen estable, por tanto veamos primero cual será la condición para que la emisión láser se inicie

$$0 < \frac{d\phi}{dt} = C \cdot n \cdot \phi - \frac{\phi}{\tau_{ph}} \Rightarrow n > \frac{1}{C\tau_{ph}} \quad (2.19)$$

la densidad de portadores tendrá que ser mayor que un determinado valor umbral que viene fijado en la ecuación anterior, a este valor lo denominaremos n_{th} .

Si ahora llegamos a la estabilidad e igualamos la ecuación dinámica para los electrones a cero cuando se está iniciando la emisión láser y por tanto $\phi = 0$ y $n = n_{th}$ tenemos que:

$$0 = \frac{j}{e \cdot d} - \frac{n}{\tau_{sp}} - C \cdot n \cdot \phi \Rightarrow \frac{j}{e \cdot d} = \frac{n_{th}}{\tau_{sp}} \quad (2.20)$$

a la corriente que obtenemos la llamaremos j_{th} y ahora si resolvemos la ecuación en régimen estacionari cuando ya tenemos emisión láser podemos concluir que

$$0 = \frac{j}{e \cdot d} - \frac{n}{\tau_{sp}} - C \cdot n \cdot \phi \Rightarrow \phi = \frac{1}{C \cdot n \cdot e} (j - j_{th}) = K (j - j_{th}) \quad (2.21)$$

la densidad de fotones será cero hasta que se alcance una densidad de corriente umbral (o una corriente si tenemos en cuenta el área del dispositivo) y que a partir de ahí ya tendremos incremento de emisión directamente proporcional al incremento de corriente.

Visión de conjunto Ahora podemos ver el funcionamiento del sistema. Inicialmente no hay excitación (corriente) en el láser y por tanto no hay luz, se inyecta una corriente menor que la umbral y no obtenemos luz coherente, en este momento no hemos llegado a la n_{th} y $\phi = 0$, la ganancia de la cavidad no es lo suficientemente grande como para que haya amplificación óptica, ahora incrementamos la corriente de forma que sobrepasamos el umbral, por tanto sobrepasamos n_{th} y se incrementa ϕ lo cual implica que la ganancia se ha incrementado y $\Phi_f/\Phi_i > 1$ hasta que alcanzamos el regimen permanente y tanto n como ϕ permanecen constantes, ahora $\Phi_f/\Phi_i = 1$. Como las pérdidas y la reflectividad en la cavidad permanecen aproximadamente constantes durante el proceso podremos definir una ganancia umbral según la siguiente relación

$$\exp(2 \cdot L \cdot g) \exp(-2 \cdot L \cdot \alpha) r_1 r_2 = 1 \quad (2.22)$$

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (2.23)$$

una vez definida la ganancia umbral toda la disquisición anterior podría realizarse en función de la variación de este parámetro. De hecho y para láseres con alto grado de confinamiento (entraremos más tarde con este tema) se cumple que

$$g_{th} = \beta J_{th} \quad (2.24)$$

y por tanto

$$J_{th} = \frac{1}{\beta} \left[\alpha + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \right] \quad (2.25)$$

con lo que a partir de datos del láser se puede obtener su densidad de corriente umbral.

2.2.2 Características técnicas

Cuando compramos un láser este viene junto a un fotodiodo en la misma carcasa, siendo este último para poder medir la potencia óptica emitida por el láser. La configuración típica con la que nos encontramos podemos verla en la figura 2.13, en el apartado 2.2.3 veremos como se usa el láser aprovechando la existencia del fotodiodo.

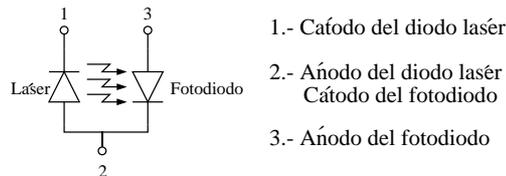


Figura 2.13: Configuración típica de un láser comercial

Las características con las que nos encontraremos en una hoja de características son las siguientes:

Corriente umbral Esta característica como ya hemos visto es fundamental, nos indica a partir de que corriente el diodo láser va a cambiar de emisión espontánea a estimulada y por tanto cuando va a ser útil. Esta corriente umbral está lejos de ser una constante, de hecho tiene una variación acusada con la temperatura de la unión. Típicamente en las hojas de características (figura 2.14a) tendremos una representación de la potencia óptica emitida en función de la corriente, lo que nos permite extraer esta corriente umbral, a su vez esta evolución se presenta para varias temperaturas para darnos una idea de los márgenes en que se mueve este parámetro. De la misma forma en la figura 2.14b podemos ver la evolución de la I_{th} en función de la temperatura directamente.

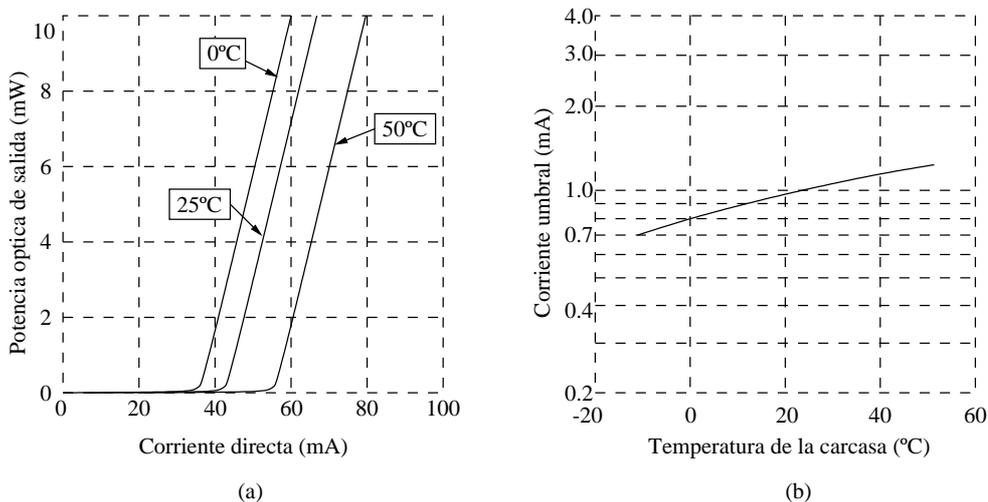


Figura 2.14: (a) Potencia óptica en función de la corriente de excitación (b) Característica tensión corriente

Característica tensión-corriente Como estamos hablando de un diodo la curva I-V será la típica de tal dispositivo, con una tensión umbral que dependerá como ya sabemos del ancho de banda prohibida

(mayor para menor longitud de onda), debido a las grandes variaciones de comportamiento que tiene este dispositivo con la temperatura esta curva nos vendrá para varios valores de temperatura (figura 2.15b)

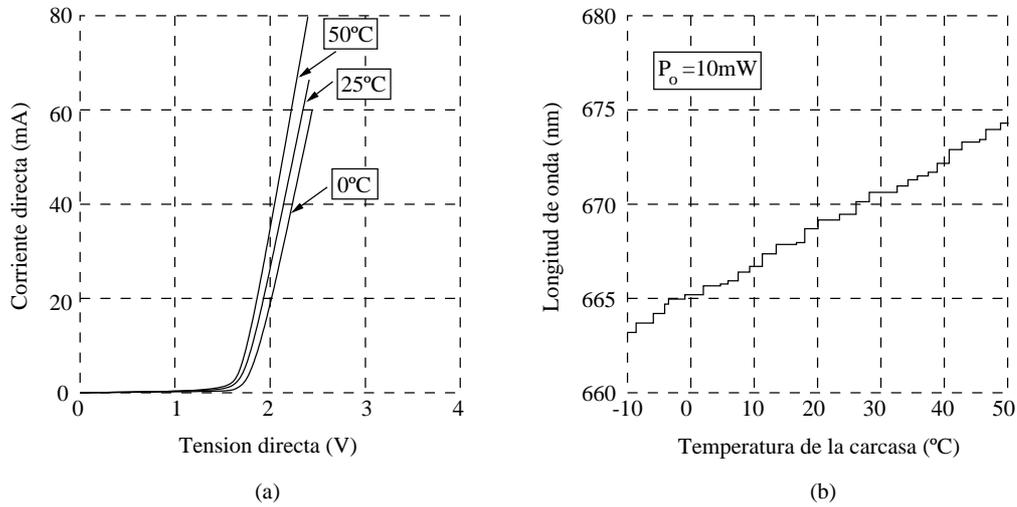


Figura 2.15: Variación de las características del láser con la temperatura de la carcasa (a) Corriente umbral (b) Longitud de onda central de emisión

Longitud de onda de emisión La longitud de onda en un láser es su principal señal de identidad pero tampoco es una constante, esta varía con muchos parámetros pero principalmente con la temperatura (figura 2.15b) y con la potencia óptica de emisión (figura 2.16a). Esta última como ya veremos es proporcional a la corriente de excitación.

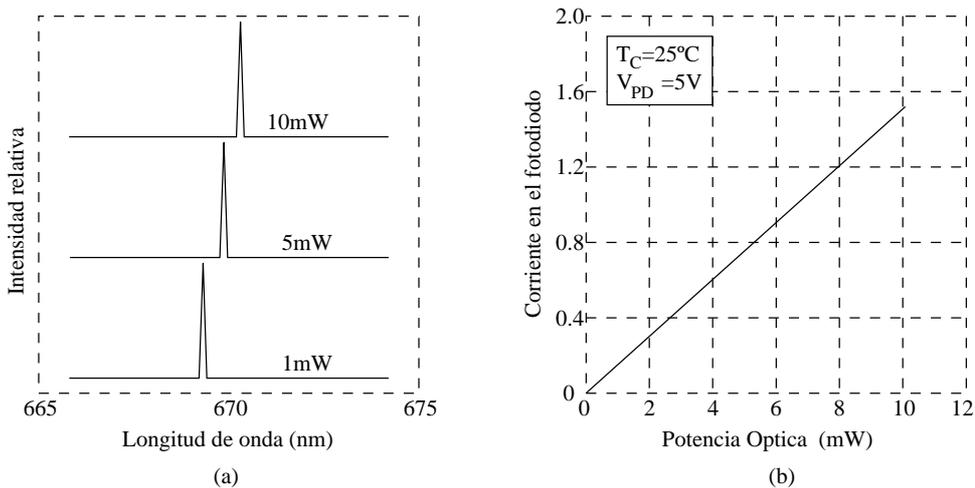


Figura 2.16: (a) Variación de la longitud de onda con la potencia óptica de salida (b) Corriente en el fotodiodo de referencia en función de la potencia óptica de salida

Control de la potencia óptica de salida Como la potencia óptica de salida no depende linealmente de la corriente de excitación como vimos en la figura 2.14a, principalmente debido a la variación de la corriente umbral tenemos que buscar un método fiable para medir esta potencia óptica, para ellos tenemos el fotodiodo de referencia, además como ya vimos los fotodiodos polarizados de modo fotoconductor (sin variación de la tensión entre sus bornas) tienen una corriente de salida que es directamente proporcional a la potencia óptica que les llega. En la figura 2.16b podemos ver la respuesta lineal del fotodiodo de referencia a la potencia óptica del láser, esto nos permitirá saber en cada momento que valor tiene esta última sin interrumpir el haz.

2.2.3 ¿Cómo se usa un láser?

Los láseres comerciales como vimos en la figura 2.13 vienen con un fotodiodo de referencia, el láser emite luz por sus dos extremos, uno de ellos está enfocado sobre el fotodiodo para poder medir su potencia óptica mientras que el otro emite la luz aprovechable. Debido a que la potencia óptica tiene una variación tan grande con la corriente dependiendo de cual sea la corriente umbral no es posible fijar la potencia óptica en un circuito sin realimentación.

2.2.3.1 Ejemplo 1

Para empezar analicemos el circuito de la figura 2.17, y la gráfica que aparece a su derecha, en ella está

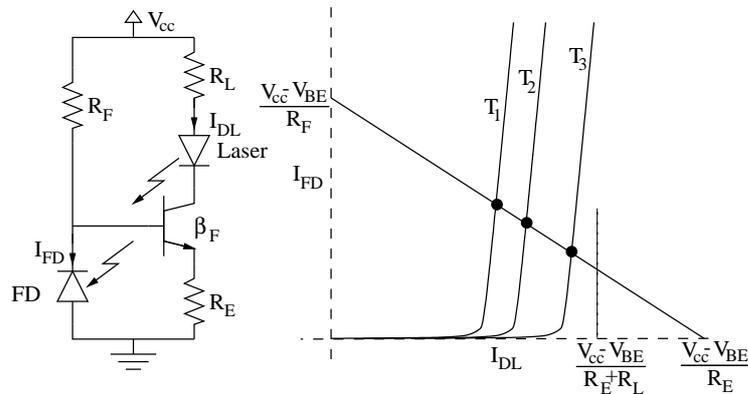


Figura 2.17: Circuito realimentado para control de la potencia óptica de un láser

representada la corriente del fotodiodo en función de la corriente del láser. En la figura 2.16b vimos que la corriente en el fotodiodo de referencia era directamente proporcional a la potencia óptica, por tanto el eje de abscisas con el adecuado escalado podría representar la potencia de salida del láser (figura 2.14a), ya tenemos una relación entre I_{FD} y I_{LD} , que viene dada por las características del dispositivo. El circuito fuerza otra relación entre ambas magnitudes que viene dada por la ecuación siguiente

$$V_{cc} = I_{FD} * R_F + V_{BE} + I_{DL} * R_E \tag{2.26}$$

donde hemos supuesto que la corriente de base del transistor es despreciable frente a la corriente del fotodiodo y a la de excitación del láser, vemos que tenemos dos puntos en la gráfica que vienen dados por

$$\begin{aligned} I_{DL} = 0 &\Rightarrow I_{FD} \geq \frac{V_{cc} - V_{BE}}{R_E} \\ I_{FD} = 0 &\Rightarrow I_{DL} = \frac{V_{cc} - V_{BE}}{R_E} \end{aligned} \tag{2.27}$$

y que unidos vienen a ser algo así como una recta de carga. Los puntos de corte entre las dos relaciones, la del láser con el fotodiodo por sus características internas y las que vienen dadas por el circuito serán los puntos en que se anclará el sistema. La función de la resistencia R_L es limitar la corriente máxima que puede pasar por el láser sin dañarlo, por ello la máxima corriente viene dada por

$$I_{DLmax} = \frac{V_{cc} - V_{BE}}{R_E + R_L} \quad (2.28)$$

y como tal está representada en la figura 2.17.

¿Cómo calculamos los valores de las resistencias? Vamos a hallarlos a partir de las hojas de características cuyas gráficas están representadas en el apartado anterior. Partiremos del punto de trabajo que deseemos, por ejemplo, la temperatura ambiente es de 25°C y queremos una potencia óptica de salida de 7mW , además vamos a utilizar una tensión de alimentación de 15V . A partir de la figura 2.16b tenemos que la corriente del fotodiodo de referencia debe ser de $\approx 1\text{mA}$ y la corriente de excitación (figura 2.14a) de $\approx 60\text{mA}$, si sustituimos ambos valores en la ecuación 2.26 tenemos que

$$15 = 1\text{mA} \cdot R_F + 0.7 + 60\text{mA} \cdot R_E$$

$$14.3 = R_F + 60R_E$$

donde los valores de las resistencias vienen dados en $K\Omega$. Podemos apreciar que tenemos un grado de libertad, aunque no total ya que tenemos una limitación

- R_E deberá permitir que la corriente I_{DL} necesaria no sature el transistor para las temperaturas posibles, supongamos que la máxima sea 50°C , esto implica una I_{DL} de 75mA y como la V_{DL} es de unos 2.3V y V_{CE} ha de ser mayor de 0.2V para no saturar nos encontramos con que

$$R_E < \frac{V_{cc} - V_{DL} - V_{CEsat}}{I_{DL}} = 166\Omega = R_{Emax}$$

Podemos ver que la solución que hemos elegido no es perfecta ya que sólo funciona bien para la temperatura deseada, en cuanto esta cambia la potencia óptica ya es distinta a la deseada ya que la pendiente de la recta de carga no es cero, esto nos indica que cuanto menor sea R_E conseguiremos un mejor control de la potencia óptica de salida. Pero en el caso óptimo que es $R_E = 0$ tenemos que ya no tenemos control sobre I_{DL} ya que ahora dependemos de la β del transistor, lo ideal es quedarnos en un punto intermedio y entonces deberemos añadir una resistencia limitadora de valor

$$R_L = R_{Emax} - R_E$$

el único problema que quedaría por resolver es el de las variaciones bruscas del sistema, por ejemplo los problemas relacionado con el arranque del sistema, esto se resolverían añadiendo una red RC en la base del transistor, en paralelo con el fotodiodo de referencia que limitara la frecuencia máxima del sistema.

2.2.3.2 Ejemplo 2

Hemos visto en el circuito anterior que la limitación fundamental era que no podíamos fijar la potencia óptica ya que la recta de carga no era de resistencia cero, ¿podríamos buscar algún sistema que resolviera esto?. Veamos el circuito de la figura 2.18 Analicemos su funcionamiento partiendo de que el funcionamiento está en régimen permanente, por tanto la tensión V_B ha de ser un valor prefijado y estable e

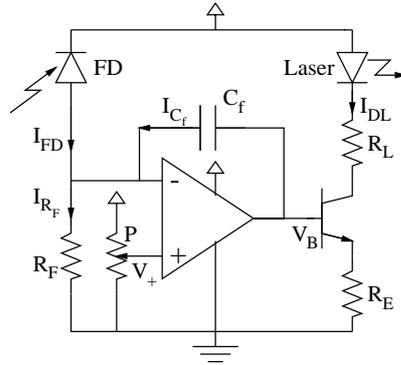


Figura 2.18: Circuito realimentado para control de potencia óptica de un láser

igualmente C_f está cargado y la corriente que lo atraviesa es cero, lo que implica que $I_{FD} = I_{R_F}$. Ahora supongamos que la temperatura varía incrementándose de forma que la corriente umbral se incrementa y la potencia óptica disminuye, entonces I_{FD} también disminuye pero como I_{R_F} es un valor fijo (V_+/R_F) debido al cortocircuito virtual tenemos que $I_{FD} < I_{R_F}$ y por tanto empieza a circular corriente por C_f con un valor $I_{C_f} = I_{R_F} - I_{FD}$, como el condensador está puesto en forma de integrador la tensión V_B se incrementa, incrementando I_{DL} que a su vez hace incrementarse a I_{FD} hasta que alcance el valor de I_{R_F} que estabiliza el sistema.

$$T \uparrow \Rightarrow I_{DL} \downarrow \Rightarrow I_{FD} \downarrow \Rightarrow I_{C_f} \uparrow \Rightarrow V_B \uparrow \Rightarrow I_{DL} \uparrow \quad (2.29)$$

¿Qué ocurrirá si la potencia del láser es superior a la deseada? Veamoslo el la siguiente ecuación

$$I_{DL} \uparrow \Rightarrow I_{FD} \uparrow \Rightarrow I_{C_f} \downarrow \Rightarrow V_B \downarrow \Rightarrow I_{DL} \downarrow$$

¿Cual será el valor de I_{FD} deseado? El que se extrae de la gráfica 2.16b para la potencia de salida del láser que necesitamos.

Calculemos los valores de los componentes para el caso del ejemplo 1. (Fijemos V_{cc} a 5V)

Necesitabamos una potencia óptica que generara un fotocorriente de 1mA, para ello fijaremos mediante el potenciómetro P la tensión V_+ a 1V (por ejemplo) est implica que

$$R_F = \frac{V_+}{1mA} = 1K\Omega$$

respecto a la resistencia R_E deberá permitir que circule una corriente de al menos 75mA sin saturar el transistor, Como el operacional puede dar una tensión de salida de al menos 4V este no será un límite. La tensión en directa del láser será de 2.3V y por tanto V_E deberá ser de a lo sumo

$$V_E \leq V_{cc} - V_{DL} - V_{CEsat} = 2.5V = V_{Emax}$$

y por tanto

$$R_E \leq \frac{V_{Emax}}{I_{DLmax}} = \frac{2.5V}{75mA} = 33\Omega = R_{Emax}$$

si ponemos este valor de resistencia no será necesario poner una resistencia limitadora en el colector del transistor, si ponemos una valor menor deberemos poner una $R_L = R_{Emax} - R_E$. Por último nos queda definir el valor del condensador, este dependerá de la máxima frecuencia que permitamos para la variación de la corriente de excitación del láser

2.2.3.3 Ejemplo 3

En los dos ejemplos anteriores hemos generado circuitos para el mantenimiento de una potencia óptica fija en un láser, esto no nos permite enviar información de forma óptica, ya que para ello necesitamos variar la cantidad de potencia emitida. En este ejemplo veremos como fijar la corriente para enviar información digital mediante un láser suponiendo que sólo se modifica la corriente umbral y nunca la pendiente que relaciona la potencia óptica con la corriente de excitación tras la corriente umbral. Veamos el circuito de la figura 2.19, éste nos permite excitar un diodo láser para emisión de información digital

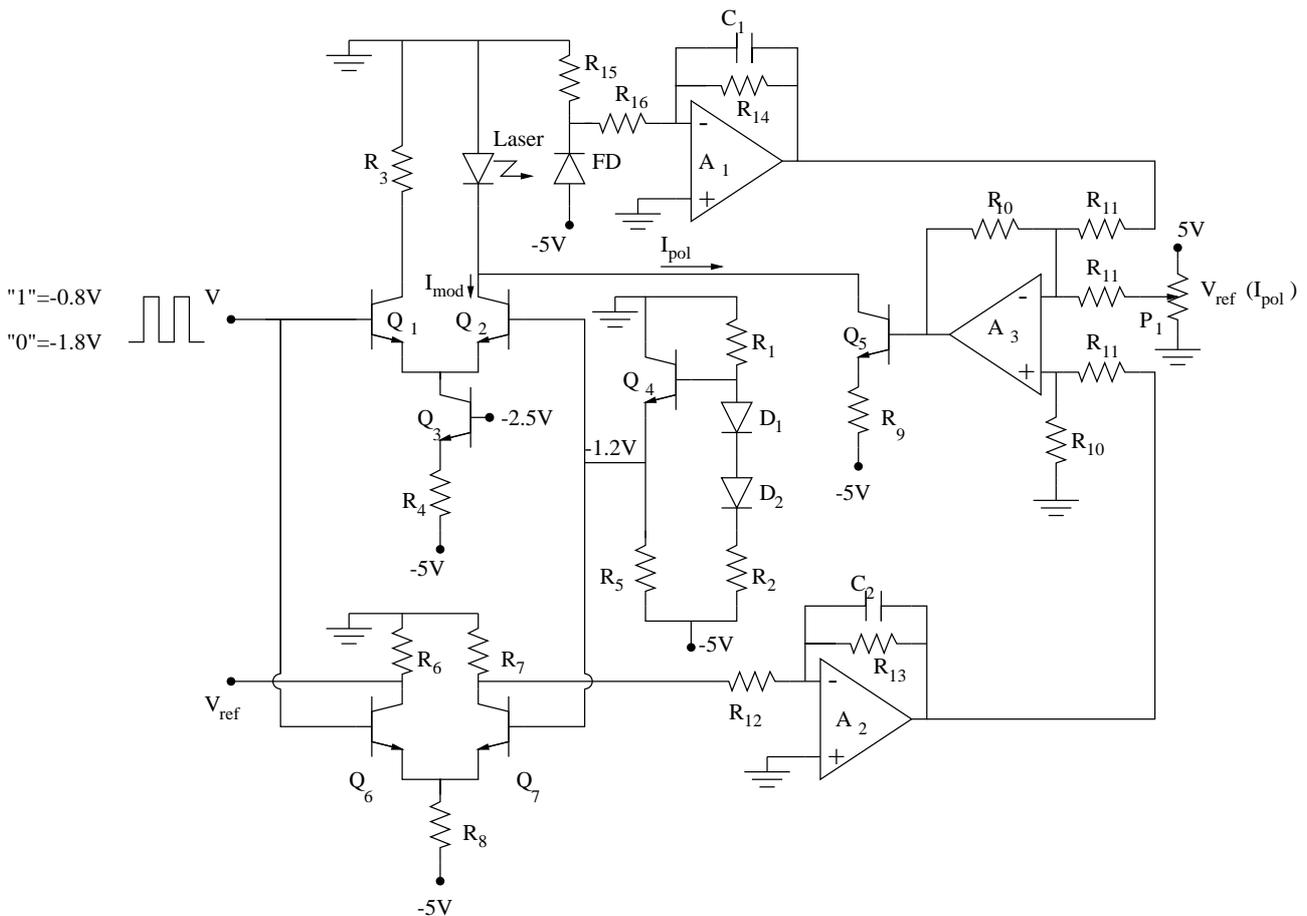


Figura 2.19: Circuito para control de corriente de excitación y de referencia de entrada para transmisión de datos digitales

controlando por un lado la corriente umbral o de polarización y por otro la de modulación. Vamos a analizar el circuito paso a paso:

- El circuito está basado en tecnología ECL (emitter coupled logic) que es muy rápida y se basa en que los transistores que excitan al láser no están completamente en corte ni en saturación, por ello el láser está montado en la rama de un par diferencial. En tecnología ECL el cero lógico es una tensión de -1,8V y el uno -0.8V.
- Los transistores Q_1 y Q_2 forman el par diferencial, para que durante el cero lógico no se emita y

sí durante el uno lógico la base del transistor Q_2 ha de estar polarizada a $-1.2V$.

- El transistor Q_3 junto con R_4 forman la fuente de corriente de modulación, la tensión en la base es fija porque se supone (es un aproximación) que el incremento de corriente a partir de la umbral para conseguir una potencia óptica determinada es también fija.
- El transistor Q_4 junto con R_1, R_2, R_3, D_1 y D_2 forman una fuente de tensión de $1.2V$ para la base de Q_2 . No se usa un simple divisor de tensión para evitar problemas térmicos y de carga debido a variaciones de corriente de base.
- El transistor Q_5 junto a R_9 es la fuente de corriente de polarización del láser. Esta corriente sitúa una corriente fija en el láser de forma que cualquier incremento lo haga emitir. Esta corriente umbral es necesaria porque acelera mucho la velocidad del sistema.
- El par diferencial formado por Q_6 y Q_7 nos sirve para extraer una tensión de referencia necesaria para el control de potencia del láser.
- El amplificador A_1 está montado para amplificar la tensión generada por la corriente del fotodiodo de referencia de forma que en condiciones normales haya a su salida $1V$, la realimentación RC sobre el amplificador sirve de filtro paso bajo para extraer un valor de tensión continua, relacionado con el valor medio de emisión de potencia del láser.
- El amplificador A_2 hace una labor similar, al A_1 de forma que amplifica de igual forma la señal que genera el par diferencial de referencia, de forma que también en condiciones normales haya $1V$ de continua a la salida de A_2 .
- El amplificador A_3 hace la funciones de sumador-restador. La tensión a su salida es

$$V_{oA_3} = \frac{R_{10}}{R_{11}} (V_{oA_2} - V_{oA_1} - V_P)$$

En condiciones normales la tensión de salida de A_1 y A_2 se anulan y sólo es V_P la que fija la corriente umbral. Si la temperatura sube la potencia de salida del láser disminuye, por tanto la corriente del fotodiodo de referencia baja y lo mismo ocurre con la salida de A_1 y por tanto la tensión que hay en la base de Q_5 se hace menos negativa y la corriente I_{pol} sube incrementando la potencia óptica.

Capítulo 3

Pantallas electrónicas

Las pantallas electrónicas son los que sirven como interfaz entre el hombre y la máquina de forma que convierten señales electrónicas en señales ópticas que son reconocibles visualmente por un ser humano.

¿Qué tipos de sistemas de pantallas electrónicas nos podemos encontrar? Aunque hay muchos tipos en investigación y otros que no han pasado de ella no vamos a nombrar todos los tipos sino tan sólo aquellos de uso común con los que estamos o debemos estar familiarizados, como por ejemplo:

- Tubos de rayos catódicos (CRT)
- Pantallas de plasma (PDP)
- Pantallas de LEDs (LED)
- Pantallas de cristal líquido (LCD)

hay más tipos posibles de sistemas pero los arriba enumerados son los más habituales, entre ellos hay una división que es que los cuatro primeros están formadas por dispositivos activos y la última por dispositivos pasivos, es decir, los primeros son capaces de emitir luz mientras que el último sólo la permite o no pasar.

3.1 Principios de funcionamiento

Veamos someramente cual es el principio de funcionamiento de cada uno de ellos.

3.1.1 Tubo de rayos catódicos

Es el más conocido y el único de los nombrados que no vamos a analizar, ya que está fuera de los objetivos del curso, aunque es muy familiar y por ello le dedicamos unas pocas líneas. Su funcionamiento se basa en un barrido electrónico sobre una superficie fosforescente. En el extremo más alejado de la pantalla hay un filamento que por efecto termoiónico libera electrones que son focalizados en un haz y con él se barre la pantalla mediante líneas, durante el barrido se interrumpe o no el haz, cuando el haz incide en una zona esa zona emite luz y si no lo emite.

3.1.2 Pantallas de plasma

Su funcionamiento es similar al de los fluorescentes, es decir, un pixel es una zona cerrada en la que se encuentra un gas enrarecido (presión baja), cuando con unos electrodos se aplica un campo (variable o continuo) el pixel luce. El funcionamiento permite la existencia simple de pantallas planas ya que las celdas pueden serlo y también los electrodos. El problema se encuentra en generar una matriz lo suficientemente densa como para permitir imágenes.

3.1.3 Pantallas de LEDs

Las pantallas de LEDs son matrices de estos dispositivos, que pueden ser monocromas o bien policromas, la excitación de estos mediante inyección de corriente los hace emitir luz. Se puede conseguir mediante la combinación de 3 colores la gama completa con la variación de la potencia emitida por cada uno de ellos. No es posible hoy en día la consecución de pantallas de TV, por ejemplo, por la baja eficiencia de los emisores de azul.

3.1.4 Pantallas de cristal líquido

Su principio de funcionamiento difiere de las anteriores en que está basada en dispositivos pasivos. Esto podemos apreciarlo en que no podemos ver la hora de los relojes digitales en oscuridad y tenemos que recurrir a fuentes externas de luz, ese mismo problema es una ventaja ya que al no haber emisión el consumo es muy bajo. Su funcionamiento se basa en la polarización de la luz mediante filtros y la rotación o no del eje de polarización mediante el cambio de orientación de las moléculas del cristal líquido. Ahora nos parece muy confuso pero posteriormente se aclarará.

3.2 Pantallas de cristal líquido

3.2.1 ¿Qué es un cristal líquido?

La mayoría de las sustancias tienen un único punto de fusión que cuando se supera su estado cambia de sólido a líquido, pero hay un grupo de materiales, denominados cristales líquidos, que a una temperatura transforman en un líquido opaco y como nublado para a una temperatura superior transformarse en un líquido típico. El término cristal líquido a esa fase intermedia y también al material que tiene esta característica. A partir de ahora llamaremos cristal líquido a al material que tiene este doble punto de fusión a una temperatura intermedia entre éstos.

Un cristal líquido se comporta externamente como un fluido, pero a su vez tiene internamente una estructura cristalina que presenta doble refracción óptica.

La mayoría de estas sustancias son compuestos orgánicos que tienen unas moléculas alargadas en forma de puro o bien pueden ser planas. En la fase de cristal líquido las moléculas se ordenan de forma especial. Según la organización los cristales líquidos se dividen en tres tipos: smecticos, nemáticos y colestéricos, podemos verlos en la figura 3.1. No vamos a hacer más hincapié en las diferencias entre las configuraciones, sólo que cuando veamos una pantalla que nos suene el nombre de la estructura porque suele venir en las hojas de características.

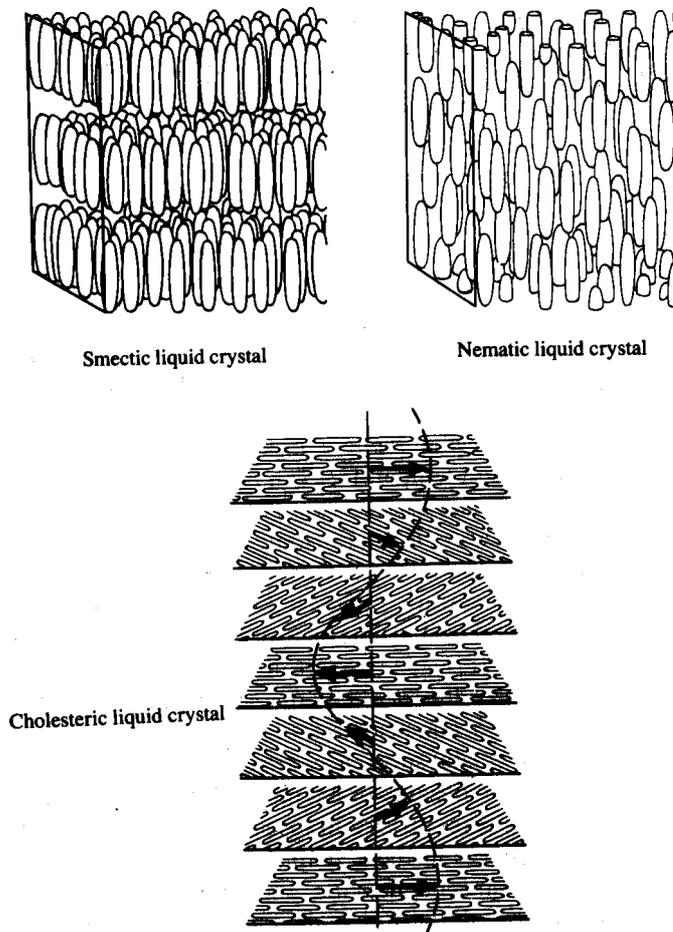


Figura 3.1: Orientaciones moleculares en los tres tipos de cristal líquido

3.2.1.1 Cristal líquido y su relación con las pantallas

La organización estructural de moléculas en una cristal líquido no es tan rígida como en una estructura cristalina. Las moléculas se pueden reorientar fácilmente como resultado de un estímulo externo como puede ser un campo eléctrico, magnético, cambios de temperatura o tensión mecánica y de sete modo pueden cambiar las propiedades ópticas del material. Es precisamente esta posibilidad de cambio de la orientación molecular en los cristales líquidos lo que abre la puerta a las aplicaciones tanto en dispositivos de representación como en sensores.

En particular, en la aplicación como pantalla, las moléculas están en una orientación inicial, esta puede cambiarse mediante una tensión eléctrica y el cambio producido en las propiedades ópticas como la doble refracción, la rotación del eje óptico, el dicroísmo, etc consigue un cambio visible externamente. Dicho de otro modo una pantalla de cristal líquido utiliza la modulación de la luz externa y por tanto es un dispositivo pasivo (no emisor).

3.2.2 Características de una pantalla de cristal líquido

Las principales características de los LCDs, cuando se las compara con otros tipos de pantallas son su bajísimo consumo y la baja tensión necesaria para su funcionamiento. Son muy apropiados para el uso en sistemas de larga vida. Enumeros, pues, sus ventajas

- Bajo consumo de potencia (unas pocas decenas de $\mu W/cm^2$) lo que significa largo tiempo de vida par las baterías. Ahorro energético.
- Con bajas tensiones (10V o menos) se consigue el correcto funcionamiento del circuito. La circuitería es compacta y simple.
- El dispositivo es delgado y se puede aplicar a pantallas grandes y minúsculas, de modo que es muy adecuado para dispositivos portables.
- Debido a que es un dispositivo pasivo, la pantalla está clara incluso con mucha luz incidiendo sobre ella.
- Se pueden hacer pantallas a color.
- Se puede usar este tipo de pantallas para proyección de modo que pueden conseguirse imágenes grandes (varios metros cuadrados).

Aunque también hay inconvenientes, enumerémoslos.

- Como es un dispositivo pasivo no puede verse en sitios oscuros.
- El contraste de la imagen depende del ángulo de visión.
- La respuesta depende de la temperatura, no funciona bien para temperaturas bajas ($<-20^\circ C$)

3.2.3 Principio de funcionamiento

El modo exacto de funcionamiento varia entre las distintas variedades de cristales líquidos, como el objetivo del curso radica más bien en el funcionamiento externo vamos a describir sólo un modo de funcionamiento, el del tipo *Twisted nematic*, o sea, cristales del tipo nemático rotados.

Los dispositivos se preparan de la siguiente forma: una capa del material de grosor aproximado de $10\mu m$ se sitúa entre dos electrodos transparentes, de forma que en el interior de la celda el eje de rotación molecular del cristal rote 90° entre los dos sustratos. Como el grosor de la capa es mucho más grande que la longitud de onda de la luz visible que atraviesa el material ocurre que la dirección de la polarización de la luz linealmente polarizada rota 90° debido a la orientación molecular del cristal, si la luz que ha llegado al cristal estaba polarizada de forma lineal acabará igualmente polarizada pero con giro angular de 90° . Veamos la figura 3.2 para entender el proceso, supongamos que la luz entra desde abajo y que la flecha que se muestra es el eje de polarización de la luz, podemos ver como según ascendemos el eje rota hasta que al salir por la parte superior ha girado 90° . Esto ocurrirá con cada polarización lineal de la luz.

Esto que hemos visto no tiene mayor interés si no se aplican otros conceptos, para ello vamos a explicar brevemente que es la polarización de la luz y que son los filtros polarizadores.

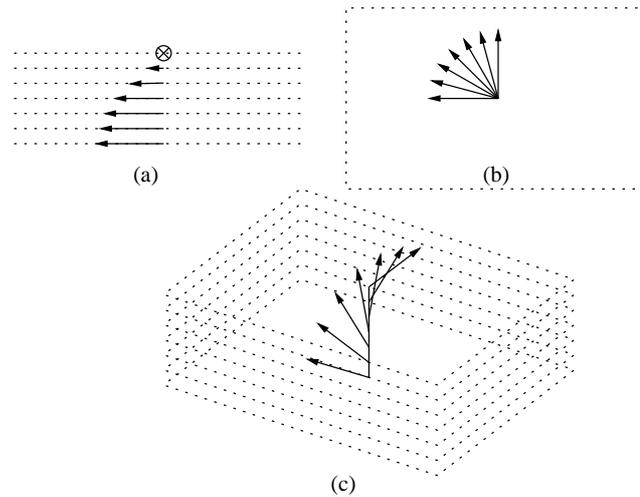


Figura 3.2: Rotación del eje de polarización de luz al atravesar el cristal líquido; (a) Vista lateral (b) Vista superior (c) Imagen tridimensional

3.2.3.1 Polarización de la luz

Cuando vimos la forma de emisión de una bombilla o un fluorescente se explicó que la emisión era omnidireccional y de banda ancha y no correlacionada, en cuanto a los LEDs emitían en todas direcciones y sin ninguna correlación entre los fotones, pero no un menor ancho de banda sin embargo, en los láseres los fotones estaban correlacionados, la emisión era coherente, y el espectro era muy estrecho. Pero ¿qué es un fotón? para nosotros es una onda de una determinada longitud de onda que se desplaza, ¿qué características tiene? pues la ya sabidas para cualquier radiación: longitud de onda, dirección, fase y polarización. La polarización nos indica el eje de oscilación, si viésemos la intensidad de una onda en un determinado punto sería como un vector cuya amplitud varía de forma senoidal, este vector tendrá una dirección, pues eso es la polarización. Dos ondas que tengan la misma energía, la misma dirección, sentido y fase pueden diferir en la polarización.

Pero difícilmente nos vamos a topar con un fotón solitario, lo típico es que nos encontremos con muchos de ellos, ¿Cual será su polarización? pues la suma de las polarizaciones y aquí tenemos varias posibilidades:

- Luz no coherente: Cuando la luz sale del emisor no tiene una polarización definida, lo normal es que sea elíptica, es decir, que el eje de polarización global vaya girando sobre dos ejes de distinta magnitud, esta luz estará compuesta por múltiples polarizaciones lineales
- Luz coherente: En este caso los fotones son coherentes y por tanto tienen la misma fase, no tienen porque tener la misma polarización pero la suma de vectores que varían todos a la vez es un vector que no gira.

3.2.3.2 Filtros polarizadores

Estos filtros sólo permiten el paso de la luz polarizada en una determinada dirección, la figura 3.3 nos muestra el modo de funcionamiento de estos filtros. Si nos fijamos veremos que los vectores resultantes de atravesar el filtro tienen una amplitud mayor que los iniciales, con esto se quiere indicar que no

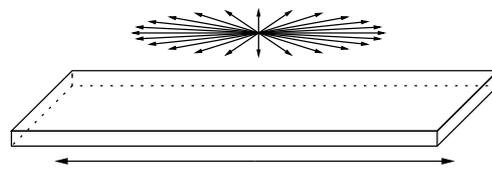


Figura 3.3: Luz no polarizada en la parte superior y ya polarizada en la parte inferior tras pasar por el filtro.

solamente pasa la luz polarizada en el sentido del filtro sino que cada vector se puede descomponer en un vector que pasa y uno ortogonal y que por tanto la resultante es la suma de todas las componentes en el sentido del filtro.

3.2.3.3 Estructura física de una pantalla de cristal líquido

La figura 3.4 nos muestra la sección transversal de un LCD, en ella hay una capa de cristal líquido de unas $10\mu\text{m}$ entre dos capas de orientación molecular que fijan el eje de las moléculas del cristal que las tocan. la celda además tiene dos barreras para que el cristal no fluya, los electrodos para la polarización y los polarizadores externos. Esta estructura sería la misma que en un reloj digital.

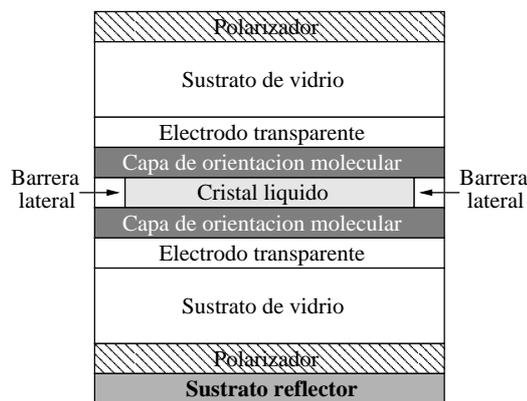


Figura 3.4: Estructura de un LCD reflectivo tipo twisted nematic y transparente por defecto.

El funcionamiento global de esta estructura sería:

- Sin polarización en los electrodos
 - la luz externa incide sobre el polarizador superior y tras él nos encontramos luz polarizada de forma lineal en la dirección que permite el filtro.
 - la luz linealmente polarizada atraviesa el sustrato de vidrio, el electrodo y la capa de orientación molecular sin ningún cambio.
 - en el interior del cristal líquido la luz sufrirá un giro del eje de polarización de 90°
 - tras el filtro la luz atraviesa de nuevo el sustrato de vidrio, el electrodo y la capa de orientación molecular sin ningún cambio.

- el siguiente filtro ha sido colocado de forma que permita pasar la luz polarizada a 90° respecto al primer filtro y como es el caso la luz lo atravesará.
 - la luz se refleja en el espejo inferior
 - recorre el camino de vuelta desandando los pasos descritos y sale al exterior y por tanto si lo miramos se ve claro.
- Con polarización en los electrodos.
 - hasta llegar al cristal líquido el proceso es el mismo.
 - el cristal al estar polarizado se ha reorientado de forma que ya no gira el eje de la luz por lo que ésta lo atraviesa sin cambiar su polarización.
 - cuando la luz llega al segundo polarizador no está orientada a 90° ya que no ha girado y por tanto no atravesará el segundo.
 - no queda luz que reflejar en el espejo y por tanto desde el exterior se ve algo oscuro

De la misma forma si evitamos el reflector trasero se podría hacer una pantalla transmisiva como en el caso de una pantalla de ordenador.

3.2.4 Técnicas de excitación de LCDs

3.2.4.1 Posibles estructuras de los electrodos

Los tipos de electrodos con los que nos encontramos en pantallas de cristal líquido son de tres tipos

- Electrodos segmentados (pantallas numéricas, gráficos de barras, etc)
- Electrodos de patrón fijo (símbolos, tragaperras, las antiguas máquinas de marcianos)
- Electrodos matriciales (caracteres, graficos y pantallas de video)

Las más comunes son las de electrodos segmentados y entre ellas una de las más típicas es la que se presenta en la figura 3.5a que es lo comúnmente conocido como display de siete segmentos. Los electrodos de patrón fijo también son corrientes y podemos verlos en los relojes, son por ejemplo el símbolo AM o PM que nos indica si es por la mañana o por la tarde. Por último los más complejos pero también extendidos son los matriciales en ellos se puede representar cualquier cosa, los tenemos desde para representación alfanumérica como para imagen (figura 3.5b).

Para excitar estas pantallas tenemos tres posibilidades principales que son la excitación estática, multiplexada y la de matriz activa que vamos a describir de forma somera

3.2.4.2 Excitación estática

Puede aplicarse cuando cada electrodo se activa de forma diferenciada, es decir, tiene su propia línea de señal, esta puede aplicarse, por ejemplo, a los displays de siete segmentos, en ese caso las formas de onda típicas con las que nos encontraríamos serían del tipo de la figura 3.6, en ella podemos ver que no se excita con una señal continua, esto es debido a que la señal continua degrada el cristal líquido. Vemos que se aplica una señal pulsada al electrodo común y aparte en cada electrodo tendremos también una señal pulsada de forma que si está en fase con la del electrodo común el segmento estará en OFF y si está en contrafase estará en ON (suponiendo un LCD *normally OFF*).

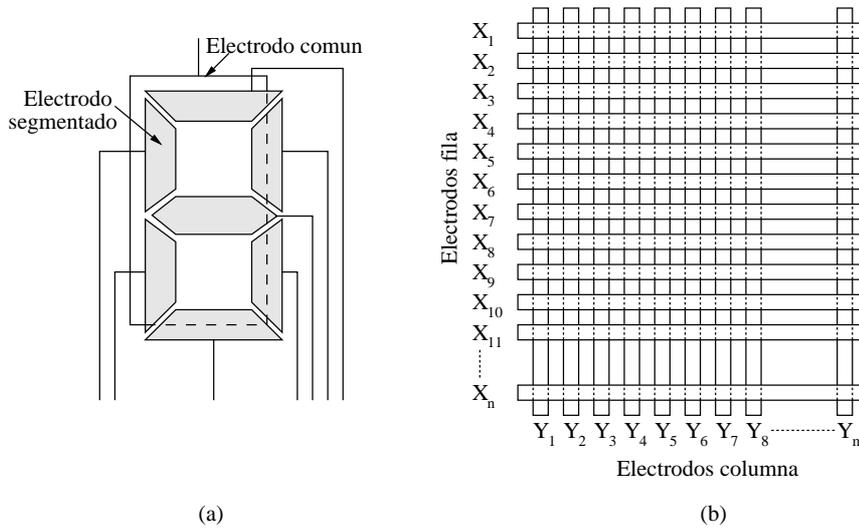


Figura 3.5: Tipos de electrodos: (a) Segmentados (b) Matriciales

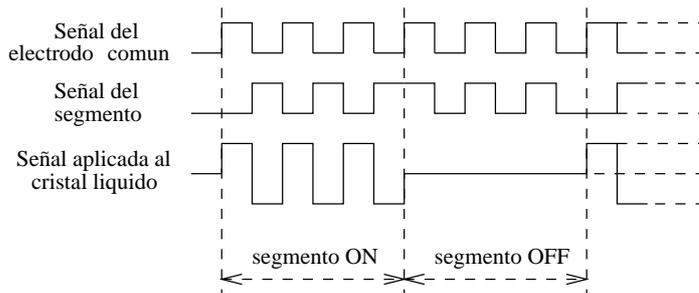


Figura 3.6: Ejemplos de formas de onda para excitación estática

3.2.4.3 Excitación multiplexada

El problema de la excitación estática es que necesita una conexión diferenciada para cada segmento, esto sólo se puede hacer si tenemos un número bajo de ellos. Imaginemos una pantalla con 12 dígitos, nos encontramos con 12 electrodos comunes más 12x7 segmentos, lo que resulta en 96 conexiones, un número demasiado elevado para ponerle pines a un integrado. ¿Cómo proceder en este caso? La solución es la multiplexación temporal.

Dispondremos de un contacto distinto para cada electrodo común y todos los segmentos correspondientes a la misma posición tendrán un único contacto, para el caso de electrodos matriciales tendremos un contacto por fila y uno por columna. El tipo de señal apropiado para esta excitación particularizando en el caso matricial puede verse en la figura 3.7 donde se ha considerado que los electrodos fila son los comunes (similitud con los n dígitos). Analicemos el funcionamiento del circuito: cada T_F se activa una de las filas durante un tiempo T_F/n , cada una de las columnas puede estar activada si presenta un nivel de señal de signo opuesto al de la fila o desactivada con un nivel de señal del mismo signo que la fila. La tensión que hay en cada pixel se puede ver en las últimas líneas de la figura 3.7, el pixel X_1Y_j estará activado durante un tiempo T_F/n , sin embargo el pixel X_2Y_k estará desactivado aunque también hay una determinada tensión en el cristal líquido. Esta tensión es un problema ya que la acción del cristal

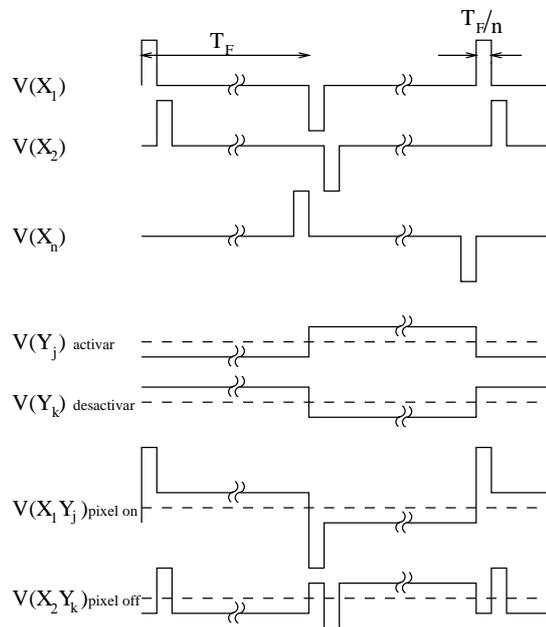


Figura 3.7: Señales para activación por multiplexación temporal.

no es abrupta sino lineal y por tanto disminuye el contraste entre un pixel activado y desactivado. Otro problema es el tiempo mínimo que puede estar activado cada pixel, esto viene dado por el tiempo de respuesta entre otras cosas y nos limita el número máximo de filas y columnas o dígitos que pueden multiplexarse, este número está alrededor de 200.