

## B.3. Propagación de la luz en guías de onda

### B.3.1. Introducción

Ya sabemos lo que es una onda plana. Recordemos que se caracteriza porque la amplitud de la onda en el plano normal a la dirección de propagación es constante. Las superficies que reúnen todos los puntos de igual fase se llaman frentes de onda. La velocidad de la onda, también llamada velocidad de fase  $v_p = \omega / k$ , representa la velocidad de un punto de fase constante.

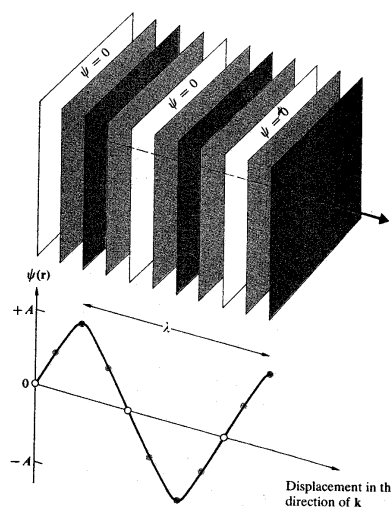


Fig. B.3.1: Frentes de onda en una onda plana.

En la mayoría de las aplicaciones ópticas, los haces ópticos son confinados lateralmente a una región finita del espacio. Se utilizan elementos ópticos especiales para confinar estos haces y permitir la propagación de dichos modos ópticos. Una de las estructuras más utilizadas es la estructura multicapa o de guía de onda. La guía de onda puede estar formada por materiales cristalinos o no cristalinos y se puede utilizar, por ejemplo, vidrio para producir fibras ópticas. Las guías de onda de material semiconductor se utilizan con láseres semiconductores, interruptores ópticos, etc. En este tema veremos como se propaga la luz en guías de onda planas y cilíndricas. También veremos algunos dispositivos utilizados para acoplar la luz a las guías de onda y de una guía de onda a otra.

### B.3.2. Propiedades físicas de las guías de onda

En el tema anterior hemos considerado el caso de la interfase entre dos medios de diferentes índices de refracción. Ahora vamos a considerar el caso de estructuras con múltiples interfases entre materiales con diferentes índices de refracción. Si se tiene un especial cuidado en elegir la dependencia espacial de los índices de refracción, pueden obtenerse dispositivos conocidos como guías de onda. Como su nombre indica, estos dispositivos están diseñados para confinar la energía electromagnética en una estrecha región

del espacio y guiarla a través de un canal a un espacio reducido. Confinando la onda luminosa en dicha estrecha región (generalmente del orden de una longitud de onda) se obtienen una serie de beneficios:

- Si tenemos que enviar una onda óptica de un punto a otro, la guía de onda hace de "tubería de luz" o fibra óptica siendo capaz de transmitir la información a varios miles de kilómetros de distancia.
- La onda puede verse afectada por un fenómeno físico como es la variación del índice de refracción de la guía por la que se propaga debido a la aplicación de un campo eléctrico. El cambio ocurre sobre una porción de espacio muy reducida y afecta a toda la onda. De esta manera podemos modular la onda luminosa (moduladores).
- Una región particular puede tener la propiedad de que la luz que pase a través de ella sea amplificada. Debido a que esta región suele ser muy pequeña, se utilizan guías de onda para permitir el crecimiento de una onda óptica. Los láseres de semiconductor y amplificadores necesitarán guías de onda por esta razón.

El confinamiento de la onda luminosa en el espacio se realiza variando la constante dieléctrica de la guía en el espacio. La variación se puede hacer en una sola dimensión (guías planares) o en dos dimensiones (guías rectangulares o lineales). También podemos utilizar aire como medio para confinar ondas luminosas. Por último mencionar la existencia de guías cilíndricas.

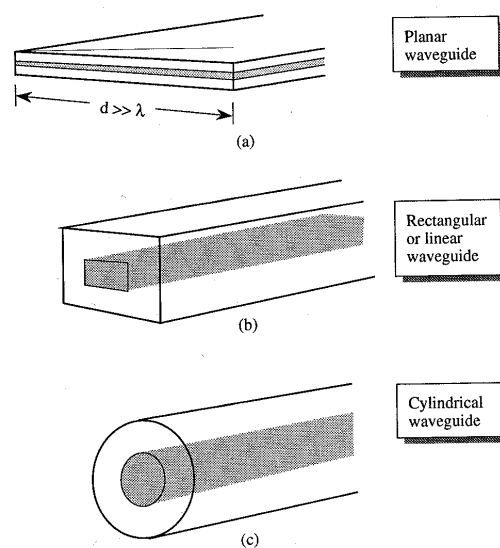


Fig. B.3.2: Diferentes estructuras de guías de onda.

Las guías de onda fabricadas a partir de crecimiento epitaxial de material semiconductor o dieléctrico suelen ser planares o rectangulares. Las fibras ópticas utilizadas en comunicaciones ópticas se obtienen a partir de una fundición (suelen ser de vidrio) y tienen una forma cilíndrica. Por otra parte las guías dieléctricas y de semiconductor se suelen utilizar en sistemas optoelectrónicos integrados, cuando superponemos señales electrónicas a señales ópticas.

### B.3.2.1. Propiedades de las fibras ópticas

La principal causa de la rápida extensión en el mundo de las comunicaciones de la fibra óptica ha sido que sus propiedades son muy superiores a las de los cables metálicos. La salida de generadores ópticos como el diodo láser (LD) o los LEDs debe acoplarse a la fibra óptica en la mayoría de las aplicaciones, por lo que debemos conocer los principios de funcionamiento de la fibra óptica.

Existen tres categorías de fibras ópticas dependiendo del material utilizado en su fabricación: silicatos, vidrio y plástico. Las fibras de silicatos están hechas de  $\text{SiO}_2$  con la adición de apropiados óxidos metálicos para el ajuste fino del índice de refracción. Los óxidos más comunes utilizados para el ajuste del índice de refracción son  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{GeO}_2$ , y  $\text{P}_2\text{O}_5$ . Las guías de vidrio se fabrican a partir de vidrios de alta estabilidad química. También se está introduciendo cada vez más el plástico, aunque en la actualidad las guías de plástico tienen una mayor atenuación que las de silicatos o vidrio.

La fibra óptica es una guía de onda cilíndrica a través de la cual se propaga la onda óptica. Su estructura básica es un núcleo central y una capa de recubrimiento exterior. El núcleo es un cilindro de material dieléctrico transparente de índice de refracción  $n_{r1}$  y el recubrimiento es una fina capa dieléctrica de índice  $n_{r2}$ . Existen varias clasificaciones de las fibras ópticas dependiendo del perfil de índices y del tamaño del núcleo. El tamaño del núcleo es el que determina cuantos modos se pueden propagar por la fibra. Un cable óptico consiste en un agrupamiento de fibras ópticas.

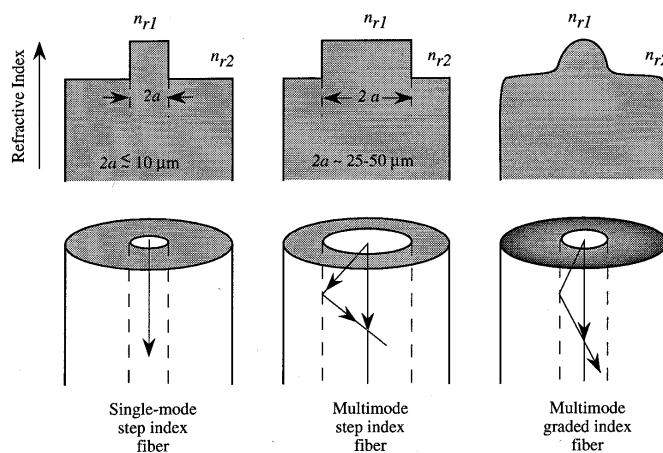


Fig. B.3.3: Estructuras de varios tipos de guías de onda. Dependiendo del tamaño del núcleo, podrán propagarse uno o más modos. Las guías monomodo se utilizarán para guías de largo alcance, mientras que las multimodo (más baratas) son más utilizadas en redes locales (LANs).

### B.3.3. Guías planas: Un estudio de óptica geométrica

Comenzamos el estudio de guías de onda haciendo un análisis de óptica geométrica. Esto lo podremos hacer siempre que no varíe el índice de refracción a lo largo de una longitud comparable a la longitud de onda de la onda propagándose. Esto no es siempre cierto. Aún así vamos a utilizar la óptica geométrica porque nos permite un análisis simple e intuitivo. Pero no debemos olvidar que el análisis completo se debe hacer a partir de la teoría de ondas.

En la descripción con rayos de luz propagándose en una guía de onda, podemos imaginar el rayo de luz zigzagueando por el núcleo de la fibra existiendo una reflexión total en la interfase entre el núcleo y el recubrimiento. Utilizaremos las fórmulas de Fresnel para hacer el estudio.

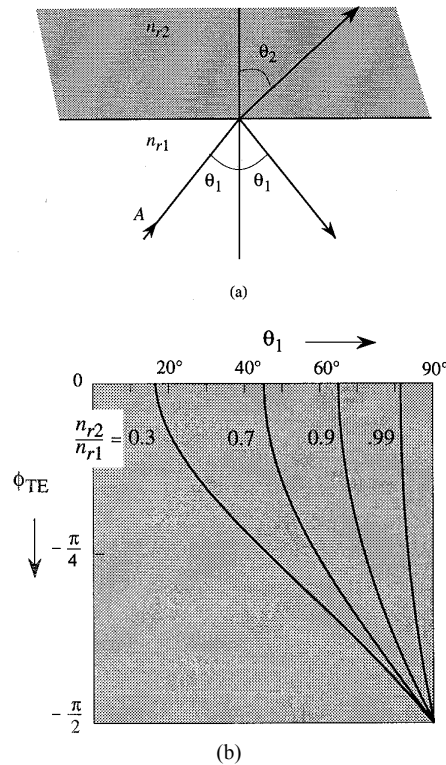


Fig. B.3.4: (a) Rayos reflejados y refractados de una onda incidente en una interfase plana. (b) Mitad del desfase que se produce para luz polarizada TE en función del ángulo de incidencia. El desfase sólo se da para ángulos mayores que el ángulo crítico para reflexión total.

Si tenemos una interfase separando dos medios con índices de refracción  $n_{r1}$  y  $n_{r2}$ , podemos obtener la relación entre amplitudes para las ondas reflejada y transmitida, así como el cambio de fase cuando se produce una reflexión interna total. En lo siguiente llamaremos  $\theta_1$  y  $\theta_2$  a los ángulos de incidencia y refracción, respectivamente.

Para luz polarizada TE tendremos:

$$r_{TE} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} = \frac{n_{r1} \cdot \cos \theta_1 - n_{r2} \cdot \cos \theta_2}{n_{r1} \cdot \cos \theta_1 + n_{r2} \cdot \cos \theta_2} = \frac{n_{r1} \cos \theta_1 - \sqrt{n_{r2}^2 - n_{r1}^2 \sin^2 \theta_1}}{n_{r1} \cos \theta_1 + \sqrt{n_{r2}^2 - n_{r1}^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (\text{B.3.1})$$

donde se ha hecho uso de la Ley de Snell y de que:

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}}\right)^2 \cdot \sin^2 \theta_1} = \frac{1}{n_{r2}} \sqrt{n_{r2}^2 - n_{r1}^2 \cdot \sin^2 \theta_1} \quad (\text{B.3.2})$$

$$t_{TE} = \frac{2 \cdot \sin \theta_2 \cdot \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} = \frac{2 \cdot n_{r1} \cdot \cos \theta_1}{n_{r1} \cdot \cos \theta_1 + n_{r2} \cdot \cos \theta_2} \quad (\text{B.3.3})$$

y operando de igual forma para luz polarizada TM:

$$r_{TM} = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} = \frac{n_{r2} \cos \theta_1 - n_{r1} \cos \theta_2}{n_{r2} \cos \theta_1 + n_{r1} \cos \theta_2} = \frac{n_{r2}^2 \cos \theta_1 - n_{r1} \sqrt{n_{r2}^2 - n_{r1}^2 \sin^2 \theta_1}}{n_{r2}^2 \cos \theta_1 + n_{r1} \sqrt{n_{r2}^2 - n_{r1}^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (B.3.4)$$

$$t_{TM} = \frac{2 \cdot \sin \theta_2 \cdot \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cdot \cos(\theta_1 - \theta_2)} = \frac{2 \cdot n_{r1} \cdot \cos \theta_1}{n_{r2} \cdot \cos \theta_1 + n_{r1} \cdot \cos \theta_2} \quad (B.3.5)$$

El ángulo crítico es aquel que cumple que:

$$\sin \theta_c = \frac{n_{r2}}{n_{r1}} \quad (B.3.6)$$

Cuando el ángulo de incidencia  $\theta_1$  es mayor que  $\theta_c$ , se cumple que  $\sin \theta_1 > \sin \theta_c = \frac{n_{r2}}{n_{r1}}$

con lo que  $n_{r1}^2 \cdot \sin^2 \theta_1 > n_{r2}^2$  y tenemos la raíz cuadrada de un número negativo. Los coeficientes de reflexión se convierten en cantidades complejas del tipo:

$$r_{TE} = 1 \cdot e^{2i\phi_{TE}} \text{ y } r_{TM} = 1 \cdot e^{2i\phi_{TM}} \quad (B.3.7)$$

Utilizando las fórmulas de  $r_{TE}$  y  $r_{TM}$  comprobamos que para el caso  $\theta_1 > \theta_c$  que acabamos de ver,  $|r_{TE}| = 1$  y  $|r_{TM}| = 1$  y los desfases  $\phi_{TE}$  y  $\phi_{TM}$  son:

$$\tan \phi_{TE} = -\frac{\sqrt{n_{r1}^2 \sin^2 \theta_1 - n_{r2}^2}}{n_{r1} \cos \theta_1} \quad (B.3.8)$$

$$\tan \phi_{TM} = -n_{r1} \frac{\sqrt{n_{r1}^2 \sin^2 \theta_1 - n_{r2}^2}}{n_{r2} \cos \theta_1} \quad (B.3.9)$$

Estos cambios en la fase para una reflexión total son muy importantes a la hora de determinar los modos permitidos en una guía de onda.

Supongamos una guía de onda plana formada por una película de índice  $n_{rf} = n_{r1}$  sobre un sustrato de índice  $n_{rs} = n_{r3}$  y encima un recubrimiento de índice  $n_{rc} = n_{r2}$ . Supongamos que se cumple la siguiente relación entre los índices.

$$n_{r1} > n_{r3} > n_{r2}$$

Como resultado de esta relación, el ángulo crítico para la interfase película - sustrato  $\theta_s$  es mayor que el ángulo crítico  $\theta_c$  para la interfase película - recubrimiento. Si cambia el ángulo  $\theta$  tenemos tres posibilidades:

- Para ángulos de incidencia pequeños,  $\theta < \theta_s$  y  $\theta < \theta_c$ , el rayo de luz puede escapar de la guía de onda. En este caso se dice que la onda presenta un modo que se denomina de radiación.

- Para ángulos de incidencia algo mayores,  $\theta_c < \theta < \theta_s$ , la radiación se refleja totalmente en el recubrimiento y se escapa por el sustrato. Tales modos son llamados modos de radiación por sustrato.
- Finalmente, para el caso de  $\theta_s < \theta$  y  $\theta_c < \theta$ , la reflexión es total en ambas interfases y la radiación está confinada a la guía. Tales casos corresponden a modos guiados de propagación. Utilizaremos las guías de onda por su capacidad de mantener y transmitir modos guiados.

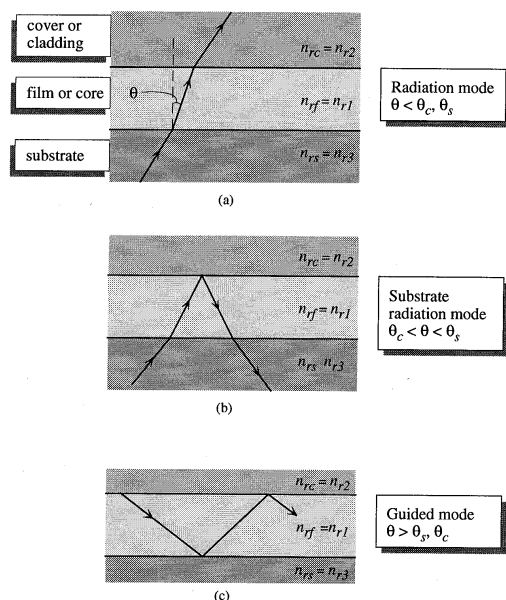


Fig. B.3.5: Luz propagándose en una guía plana, (a) en modo radiado, (b) en modo radiado por el sustrato, (c) en el modo guiado.

### B.3.3.1. Modos guiados en una guía de onda plana

Vamos a estudiar las propiedades de los modos guiados en guías de onda planas. Supondremos que la luz es monocromática de frecuencia angular  $\omega$  y longitud de onda  $\lambda$ . Además vamos a hacer un análisis de rayos donde supondremos que el rayo zigzaguea a lo largo de la guía reflejándose totalmente.

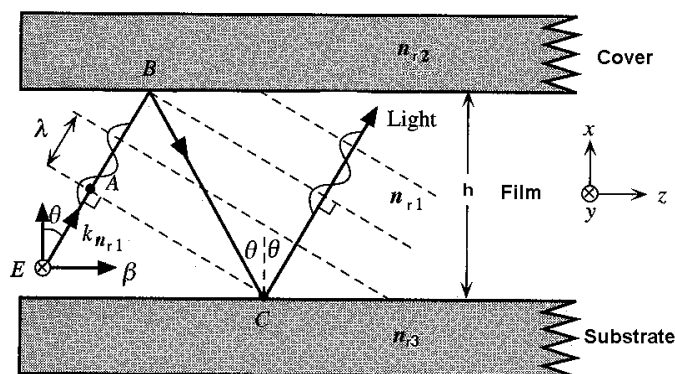


Fig. B.3.6: Corte de una guía plana donde se ha dibujado el recorrido del rayo en modo guiado. El rayo recorre un camino en zig-zag. La luz que recorre la guía debe interferir constructivamente consigo misma para propagarse con éxito. Si no, la interferencia destructiva destruiría la onda.

Recordando la definición de vector de onda:

$$k = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_r}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \cdot n_r \quad (\text{B.3.10})$$

En nuestro caso, la luz se propaga con un vector de onda  $kn_{r1}$  (vector de onda en  $n_{r1}$ ) siendo la dependencia espacial de los campos para modos guiados, una vez referidos a la geometría del sistema de la forma:

$$E \propto e^{[ik_{n_{r1}}(\pm x \cos \theta + z \sin \theta)]} \quad (\text{B.3.11})$$

Podremos definir una constante de propagación efectiva  $\beta$  a lo largo del eje de propagación, eje z, y una velocidad de fase relacionada con ella  $v_{p,\beta}$  dada por

$$\beta = k_{n_{r1}} \sin \theta = \frac{\omega}{v_{p,\beta}} \quad (\text{B.3.12})$$

Esto será simplemente la componente z del vector de onda  $kn_{r1}$  (vector de onda en  $n_{r1}$ ) y representa la propagación a lo largo del eje de la guía. Un observador que avance por el eje z a la velocidad  $v_p$  a la que se mueve el frente de onda no verá más que una onda plana que va de arriba hacia abajo y de abajo hacia arriba.

Examinemos ahora si rayos con cualquier ángulo  $\theta$  y cualquier longitud de onda se pueden propagar por la guía o si existe algún tipo de restricción en los modos guiados. Supondremos que el campo eléctrico está a lo largo del eje y, paralelo a la interfase y perpendicular a z. El rayo es guiado en zig-zag a lo largo del eje z de la guía. El resultado es una propagación efectiva del campo eléctrico E a lo largo del eje z. En la figura también se muestran los frentes de onda de fase constante, perpendiculares a la dirección de propagación del haz. Este haz es reflejado en B y posteriormente en C. Justo después de su reflexión en C, el frente de onda en C se solapa al frente de onda en A del haz original. La onda interfiere consigo misma. A menos que los frentes de onda en A y en C estén en fase, los dos interferirán destructivamente destruyéndose el uno al otro. Únicamente determinados ángulos  $\theta$  darán lugar a una interferencia constructiva y, en consecuencia, únicamente determinadas ondas podrán existir en la guía.

La diferencia de fase entre los puntos A y C corresponde a la longitud del camino óptico  $AB + BC$ . Además, hay que tener en cuenta que las dos reflexiones totales en B y C introducen unos cambios de fase adicionales,  $2 \cdot \phi_s$  en la interfase entre la película y el substrato y  $2 \cdot \phi_c$  en la interfase entre la película y el recubrimiento. Para tener una interferencia constructiva, la diferencia de fase entre A y C debe ser un múltiplo de  $2 \cdot \pi$ :

$$\Delta\phi(AC) = k_{n_{r1}} (AB + BC) + 2 \cdot \phi_s + 2 \cdot \phi_c = 2v\pi, \text{ donde } v = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{B.3.13})$$

Podemos obtener fácilmente el valor de  $AB + BC$  a partir de consideraciones geométricas.  $BC = h / \cos \theta$  y  $AB = BC \cdot \cos(2\theta)$ .

$$AB + BC = BC \cdot \cos(2\theta) + BC = BC \cdot [(2 \cdot \cos^2 \theta - 1) + 1] = 2 \cdot h \cdot \cos \theta \quad (\text{B.3.14})$$

Por tanto, la propagación de la onda a lo largo de la guía necesitará que:

$$k_{nr1} \cdot 2 \cdot h \cdot \cos\theta + 2 \cdot \phi_s + 2 \cdot \phi_c = 2v\pi, \text{ donde } v = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{B.3.15})$$

O lo que es lo mismo:

$$k_{nr1} h \cdot \cos\theta + \phi_s + \phi_c = v\pi, \text{ donde } v = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{B.3.16})$$

$k_{nr1}$  representa el vector de onda en  $n_{r1}$ , y por tanto:  $k_{nr1} = 2 \cdot \pi \cdot n_{r1} / \lambda$ .

$$(2 \cdot \pi \cdot h \cdot n_{r1} / \lambda) \cdot \cos\theta + \phi_s + \phi_c = v\pi, \text{ donde } v = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{B.3.17})$$

El índice  $v$  define el número de modos. Téngase en cuenta que  $\phi_s$  y  $\phi_c$  dependen de  $\theta$  por lo que habrá que resolver la expresión para cada  $\theta$  de forma iterativa o gráficamente. La expresión nos da los valores de  $\theta$  permitidos y por tanto la constante de propagación  $\beta$  como función de  $\omega$ . Esta es la relación de dispersión para la guía. Para los modos guiados dado que  $\theta$  es mayor que el ángulo crítico se cumple que:

$$n_{r1} \sin\theta > n_{r3} \quad (\text{B.3.18})$$

y por tanto la constante de propagación cumple la siguiente condición

$$k_{nr3} < \beta < k_{nr1} \quad (\text{B.3.19})$$

Una forma sencilla de obtener la relación de dispersión es de forma gráfica como se muestra más adelante para el modo  $v = 0$ . Se dibujan cada uno de los términos de la expresión de los modos de la guía en función de  $\theta$  y buscamos la solución gráfica. Veamos como ejemplo dos casos, una guía simétrica (para la guía simétrica  $n_{r2} = n_{r3}$  con lo que  $\phi_s = \phi_c$  y  $\theta_s = \theta_c$ ) y una guía asimétrica con desfases  $\phi_s$  y  $\phi_c$ . Si analizamos el modo fundamental ( $v = 0$ ), vemos que para la guía simétrica siempre hay una solución ya que la curva de trazo discontinuo que representa  $k_{nr1} h \cos\theta$  corta la curva de  $-(\phi_s + \phi_c) = -2\phi_c$  en un punto con  $\theta > \theta_c$ . Esto significa que no existe frecuencia de corte para el modo fundamental.

Para el caso de modos de orden superior, si analizamos la expresión  $k_{nr1} h \cos\theta - v\pi$  ( $= -(\phi_s + \phi_c)$  para que estos modos se puedan propagar en la guía), observamos que conforme aumenta el grosor de la guía,  $h$ , más modos se pueden propagar. En general los modos de orden superior tendrán una frecuencia de corte por encima de la cual no se podrán propagar.

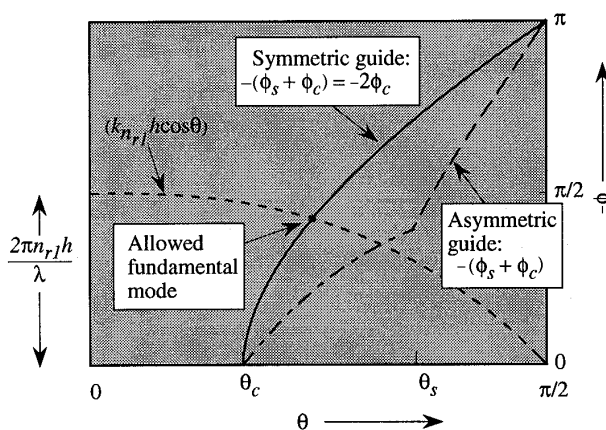




Fig. B.3.7: Resolución gráfica para la condición de resonancia en modos guiados. El resultado para el modo fundamental donde  $k_{nr1}h\cos\theta = -(\phi_s + \phi_c)$  es único (recuérdese que para el caso simétrico  $\theta_s = \theta_c$ ). Además  $\theta > \theta_s$  y  $\theta > \theta_c$  para que el modo pueda propagarse.

Si examinamos la guía asimétrica ( $\phi_s \neq \phi_c$ ), vemos que el modo fundamental puede no propagarse si el grosor  $h$  es pequeño. Por ejemplo, en el caso mostrado en la figura sólo la intersección de la curva  $k_{nr1}h\cos\theta$  con la curva de  $-(\phi_s + \phi_c)$  en la región  $\theta > \theta_s$ , permite propagarse al modo fundamental (en un modo guiado  $\theta > \theta_s$  y  $\theta > \theta_c$ ). Por tanto para una guía lo suficientemente estrecha existirá una frecuencia de corte para el modo fundamental.

Conforme variemos el valor de  $k$  (o  $\omega$ ), podemos ver como evoluciona el vector de propagación de la onda  $\beta$ . En la figura siguiente observamos la dispersión que aparece en la guía de onda, representando  $\beta$  frente a  $\omega$ . Los modos guiados están delimitados por modos radiados por una parte y la región prohibida por otra. Consideremos en esta figura una frecuencia fija  $\omega_a$ , y valores de  $\beta = k_{nr1}\sin\theta$  crecientes a medida que aumenta el ángulo  $\theta$ . Para valores pequeños de  $\theta$ ,  $\beta < k_{nr3}$ ,  $k_{nr2}$ , no habrá reflexión total en ninguna superficie y se tiene un continuo de modos de radiación. Para  $k_{nr2} < \beta < k_{nr3}$ , se tendrán modos de radiación sólo por sustrato ( $n_{r3}$ ). A partir de  $\beta = k_{nr3}$  se da reflexión total en ambas superficies, pero la luz sólo es guiada para los valores  $\beta = \beta_v$  que satisfacen la ecuación vista anteriormente; las soluciones se han representado para los tres primeros modos  $v=0, 1, 2$ . El valor máximo posible de  $\beta$  es para  $\theta = 90^\circ$ , es decir,  $\beta = k_{nr1}$ , por lo que los valores de  $\beta$  se han indicado como “zona prohibida” en la figura. Por otra parte, al aumentar la frecuencia (en realidad el producto  $k \cdot h$ ) aparece un modo nuevo cada vez que se supera la frecuencia de corte característica del mismo indicada también en la misma figura.

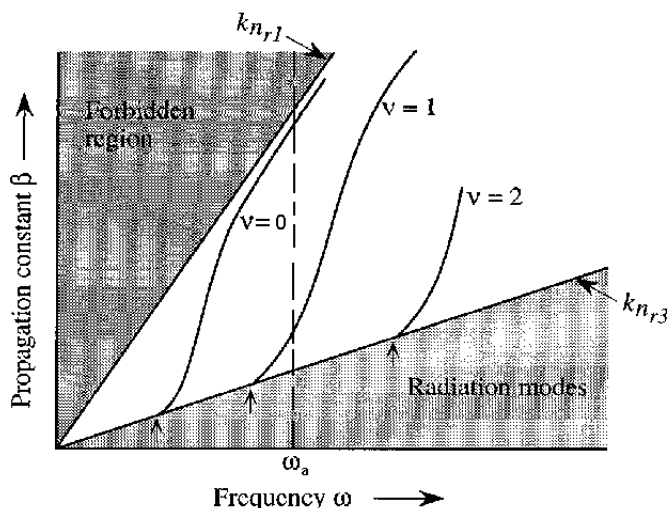


Fig. B.3.8: Relación de dispersión para los modos de una guía plana asimétrica. Las frecuencias de corte de varios modos están indicadas con flechas.

Sólo recordar que el grosor donde está confinado el modo guiado no se corresponde con el grosor de la guía de onda,  $h$ , en la realidad. Existirá un grosor efectivo donde está realmente confinada la onda y que viene dado por el grosor físico de la guía,  $h$ , más la profundidad de penetración de los campos evanescentes en el sustrato y en el recubrimiento,  $x_s$  y  $x_c$ . Podremos escribir,

$$h_{\text{eff}} = h + x_s + x_c \tag{B.3.20}$$

Esta corrección no es de importancia si  $h \gg \lambda$ , pero si  $h$  y  $\lambda$  son comparables la corrección es necesaria.

### B.3.4. Fibra óptica: análisis basado en óptica geométrica

La fibra óptica es probablemente uno de los componentes fotónicos más importantes en sistemas de comunicación modernos. Es por tanto de suma importancia el conocer como se propaga la luz en dichas guías. Aunque el análisis preciso requiere la aplicación de la teoría ondulatoria, podemos aplicar la óptica geométrica por simplicidad siempre que el núcleo de la fibra sea mayor que la longitud de onda de la luz. Este tratamiento, que se va a realizar en esta sección proporciona una gran información sobre el funcionamiento de las fibras ópticas.

Una de las características más importantes de la fibra óptica como conductor de luz es su eficiencia al hacerlo. Debemos por tanto conocer de qué forma acoplar la fuente de la señal luminosa para que el rayo entrante se refleje totalmente y se propague a lo largo de la guía. Para ello es necesario conocer el ángulo de reflexión total entre el núcleo y el recubrimiento de la fibra.

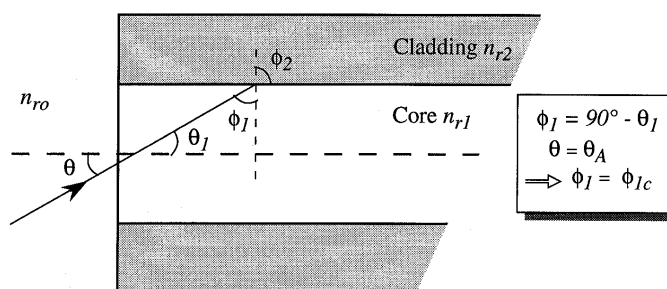


Fig. B.3.9: Ángulo de entrada en una fibra óptica calculado mediante la óptica geométrica. Si el ángulo es mayor que  $\theta_A$  el rayo no podrá propagarse por la guía.

El ángulo crítico se obtiene aplicando la ley de Snell a un rayo propagándose de un medio de índice  $n_{r1}$  a un medio de índice  $n_{r2}$ . Los ángulos de incidencia y refracción vienen dados por,

$$\frac{\sin\phi_1}{\sin\phi_2} = \frac{n_{r2}}{n_{r1}} \tag{B.3.21}$$

Para reflexión total  $\phi_2 = 90^\circ$  de forma que el ángulo crítico  $\phi_1 = \phi_{1c}$  viene dado por

$$\phi_{1c} = \arcsin \frac{n_{r2}}{n_{r1}} \tag{B.3.22}$$

Consideremos ahora el caso de una fibra óptica en la que incide la luz de un medio con índice  $n_{ro}$ . Queremos conocer el ángulo máximo de entrada de la fibra. Según la ley de Snell,

$$n_{ro} \sin\theta = n_{r1} \sin\theta_1 \tag{B.3.23}$$

Como  $\phi_1 = 90^\circ - \theta_1$ ,  $\sin\theta_1 = \cos\phi_1$  y, en consecuencia:

$$n_{ro} \sin\theta = n_{r1} \sin\theta_1 = n_{r1} \cos\phi_1 \quad (\text{B.3.24})$$

La reflexión total en la interfase entre el núcleo y el recubrimiento se produce cuando  $\phi_1 \geq \phi_{1c}$ ,

$$\sin\phi_1 \geq \frac{n_{r2}}{n_{r1}} \quad (\text{B.3.25})$$

o

$$\cos\phi_1 \leq \sqrt{1 - \frac{n_{r2}^2}{n_{r1}^2}} \quad (\text{B.3.26})$$

Por tanto el límite del ángulo de entrada es,

$$n_{ro} \sin\theta = n_{r1} \cos\phi_1 \leq n_{r1} \cdot \sqrt{1 - \frac{n_{r2}^2}{n_{r1}^2}} \quad (\text{B.3.27})$$

$$n_{ro} \sin\theta \leq \sqrt{n_{r1}^2 - n_{r2}^2} \quad (\text{B.3.28})$$

o

$$\sin\theta \leq \frac{1}{n_{ro}} \sqrt{n_{r1}^2 - n_{r2}^2} \quad (\text{B.3.29})$$

El máximo ángulo de entrada será por tanto,

$$\theta_A = \arcsin\left[\frac{1}{n_{ro}} \sqrt{n_{r1}^2 - n_{r2}^2}\right] = \arcsin\left[\frac{NA}{n_{ro}}\right] \quad (\text{B.3.30})$$

A la cantidad  $\sqrt{n_{r1}^2 - n_{r2}^2}$  se la llama apertura numérica, NA, de la fibra.

Observamos que la capacidad de aceptar rayos de luz por parte de la fibra óptica depende de  $n_{ro}$ ,  $n_{r1}$  y  $n_{r2}$ . Las investigaciones actuales se centran en aumentar la capacidad de aceptar rayos de entrada y reducir las pérdidas de la guía. Como veremos más adelante la luz emitida por un LED no está muy bien colimada. Como consecuencia, solamente una pequeña fracción de la luz emitida se acoplará dentro de la fibra óptica, porcentaje mucho menor del que se obtiene a partir de un diodo láser.

### B.3.5. Limitaciones de polarización en guías de onda.

Habiendo examinado el tratamiento de óptica geométrica de las guías de onda (apartado B.3.3.) vamos a proceder a realizar un tratamiento más riguroso aplicando la teoría ondulatoria. Conozcamos primero las limitaciones a cumplir por el campo eléctrico y magnético en las guías de onda planas y las cilíndricas.

La solución general para los campos en un modo guiado en una guía plana con el eje de la guía en dirección  $z$  son de la forma,

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H} &= \vec{H}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}\end{aligned}\quad (\text{B.3.31})$$

y para una guía cilíndrica las soluciones son de la forma,

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}(r, \theta)e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H} &= \vec{H}(r, \theta)e^{i(\omega t - \beta z)}\end{aligned}\quad (\text{B.3.32})$$

Donde  $\beta$  es la constante de propagación de la onda propagándose y para una longitud de onda  $\lambda$  dada, su valor se debe determinar resolviendo la ecuación de ondas con las condiciones de contorno. En el caso de la guía plana donde el índice de refracción varía a lo largo del eje  $x$ . Si no varían los parámetros del material en la dirección  $y$ , podemos suponer que  $\partial/\partial y = 0$ . Las distintas componentes de los campos eléctrico y magnético tienen las siguientes expresiones:

$$H_x = H_{0x}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (\text{B.3.33})$$

$$E_x = E_{0x}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (\text{B.3.34})$$

con expresiones similares para las demás componentes.

A continuación se sustituyen las expresiones de  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  en las ecuaciones de Maxwell  $\nabla \times \vec{E} = -\mu \cdot \partial \vec{H} / \partial t$  y  $\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \cdot \partial \vec{E} / \partial t$ . El cálculo se simplifica si se introducen las dos polarizaciones básicas ortogonales (TE y TM) con lo que obtenemos un conjunto de relaciones entre  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$  y un conjunto independiente de relaciones entre,  $E_x$ ,  $E_z$  y  $H_y$ . El primer conjunto se corresponde con modos en los que el campo eléctrico es puramente transversal al vector de propagación ( $E_z=0$ ) y son modos TE y el segundo conjunto corresponde a modos donde el campo magnético sólo tiene componente transversal (modos TM, con  $H_z=0$ ). Cualquier otra dirección del campo eléctrico podrá descomponerse en función de dos componentes, una paralela (TM) y otra transversal (TE).

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{H} &= \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \hat{i} + \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \hat{j} + \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \hat{k} = \\ &= -\frac{\partial H_y}{\partial z} \hat{i} + \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \hat{j} + \frac{\partial H_y}{\partial x} \hat{k} = i\varepsilon\omega E_x \hat{i} + i\varepsilon\omega E_y \hat{j} + i\varepsilon\omega E_z \hat{k}\end{aligned}\quad (\text{B.3.35})$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \hat{i} + \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \hat{j} + \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \hat{k} = \\ &= -\frac{\partial E_y}{\partial z} \hat{i} + \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \hat{j} + \frac{\partial E_y}{\partial x} \hat{k} = -i\mu\omega H_x \hat{i} - i\mu\omega H_y \hat{j} - i\mu\omega H_z \hat{k}\end{aligned}\quad (\text{B.3.36})$$

Las relaciones son:

Modos TE ( $E_z=0$ ), involucran a  $E_y$ ,  $H_x$  y  $H_z$ :

$$\begin{aligned} \beta E_y &= -\mu\omega H_x \\ -i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i\varepsilon\omega E_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -i\mu\omega H_z \end{aligned} \tag{B.3.37}$$

Modos TM ( $H_z=0$ ), involucran a  $E_x$ ,  $E_z$  y  $H_y$ :

$$\begin{aligned} \beta H_y &= \varepsilon\omega E_x \\ i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} &= i\mu\omega H_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= i\varepsilon\omega E_z \end{aligned} \tag{B.3.38}$$

En una guía plana tenemos por tanto una separación natural de modos TE y TM. Obsérvese que si no hay una variación de los parámetros del material a lo largo del eje x (es decir, no es una onda guiada), se cumple

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = 0 \Rightarrow H_z = 0 \tag{B.3.39}$$

y

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \Rightarrow E_z = 0 \tag{B.3.40}$$

En estos casos no existe componente axial de los campos y la onda se conoce con el nombre de transversal electromagnética o TEM. Este modo no es guiado ya que necesita campos eléctricos en el recubrimiento que no tenemos aquí.

En la siguiente figura se muestran los casos de modos TE (a) y TM (b). En (a) el campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia (plano del papel) mientras que en (b) el campo magnético es perpendicular al plano de incidencia y, por tanto, el campo eléctrico es paralelo a dicho plano.

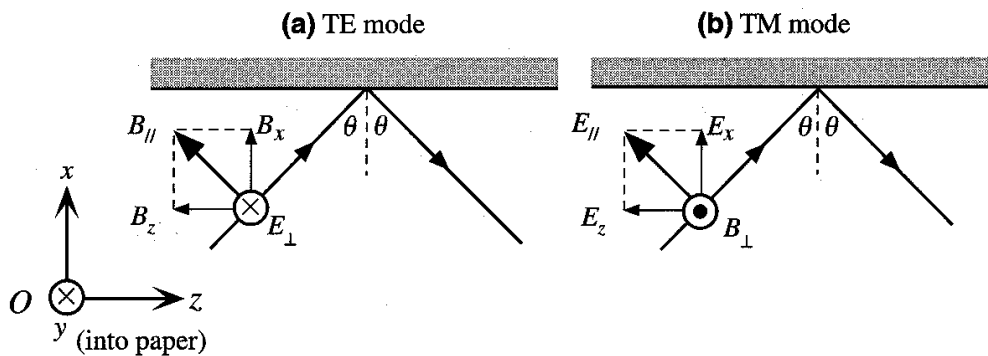


Fig. B.3.10: Los posibles modos pueden clasificarse en (a) TE y (b) TM.

Cualquier otra dirección del campo eléctrico (siempre perpendicular a la dirección de propagación del haz) podrá descomponerse en función de dos componentes, una paralela y otra perpendicular al plano de incidencia. Como ya hemos visto, cada una de estas componentes experimenta un cambio de fase distinto, y en consecuencia necesita ángulos diferentes para propagarse a lo largo de la guía.

Para el caso de una guía cilíndrica (fibra óptica) los componentes no se separan en grupos desacoplados de ondas TE y TM como en las guías planas. En general aplicando el operador rotacional,

$$\nabla \times \vec{\mathbf{A}} = \vec{\mathbf{r}} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) + \vec{\theta} \left( \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \vec{\mathbf{z}} \frac{1}{r} \left( \frac{\partial (r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \quad (\text{B.3.41})$$

obtenemos las siguientes relaciones de las ecuaciones de Maxwell:

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + i\beta r E_\theta \right) = -i\omega\mu H_r \quad (\text{B.3.42})$$

$$i\beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega\mu H_\theta \quad (\text{B.3.43})$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial r E_\theta}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right) = -i\omega\mu H_z \quad (\text{B.3.44})$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + i\beta r H_\theta \right) = i\omega\epsilon E_r \quad (\text{B.3.45})$$

$$i\beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -i\omega\epsilon E_\theta \quad (\text{B.3.46})$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial r H_\theta}{\partial r} + \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \right) = i\omega\epsilon E_z \quad (\text{B.3.47})$$

Como, en general, tendremos acoplamiento entre  $E_z$  y  $H_z$ , la solución corresponderá a ondas que no serán simplemente ondas linealmente polarizadas TE y TM, si no que aparecerán modos híbridos en los que ni el campo eléctrico ni el magnético será puramente transversal.

### B.3.6. Modos guiados en guías planas: aplicación de la teoría ondulatoria.

Una vez analizada la guía plana desde el punto de vista geométrico vamos a aplicar la teoría ondulatoria para obtener un resultado más riguroso. La guía plana es una estructura de tres capas donde existe una capa de índice de refracción alto rodeada por otras dos capas de bajo índice de refracción. La anchura de la guía es  $d$ . Supondremos que el índice de refracción de los materiales que rodean la guía es el mismo ( $n_2 = n_3$ ) aunque en la realidad no tiene que ser así.

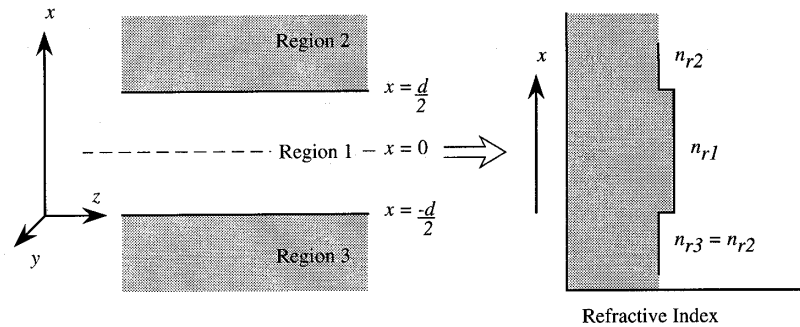


Fig. B.3.11: Guía plana donde varía el índice de refracción en dirección del eje x. La región 1 tiene una anchura d.

Supongamos una onda propagándose en dirección del eje z. Si suponemos que no hay variación espacial de la onda en la dirección y, las ondas de los campos eléctrico y magnético son:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H} &= \vec{H}(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)} \end{aligned} \tag{B.3.48}$$

donde  $\beta$  es la constante de propagación. La dependencia con x se puede obtener a partir de cada uno de los dos grupos de tres ecuaciones obtenidos para los modos TE y TM a partir de las ecuaciones de Maxwell, eliminando los términos en H (TE) o en E (TM):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) E_y &= 0 \\ \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) H_y &= 0 \end{aligned} \tag{B.3.49}$$

Estas dos ecuaciones representan las ondas polarizadas TE y TM. En nuestro estudio el confinamiento es en dirección x, aunque esta elección es arbitraria. Supongamos luz polarizada TE. La ecuación se puede describir:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n_r^2 k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \tag{B.3.50}$$

donde hemos tenido en cuenta que

$$\omega \sqrt{\epsilon \mu} = n_r k_0 \tag{B.3.51}$$

donde

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{B.3.52}$$

es el vector de onda en el espacio libre.

La solución de la ecuación diferencial antes vista puede ser de la forma

$$E_y \propto e^{ik_x x}; \quad \text{para } -d/2 \leq x \leq d/2 \text{ pues } n_{r1}^2 \cdot k_0^2 > \beta^2 \quad (\text{B.3.53})$$

donde

$$k_x = \sqrt{n_{r1}^2 \cdot k_0^2 - \beta^2} \quad (\text{B.3.54})$$

o de la forma

$$E_y \propto e^{\gamma x}; \text{ para } x \leq -d/2 \text{ ó } E_y \propto e^{-\gamma x}; \text{ para } x \geq d/2 \text{ pues } n_{r2}^2 \cdot k_0^2 < \beta^2 \quad (\text{B.3.55})$$

donde

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_{r2}^2 \cdot k_0^2} \quad (\text{B.3.56})$$

Estas dos ecuaciones representan los casos de onda oscilatoria y onda críticamente amortiguada. La guía de onda esta diseñada de forma que para algunos modos, los modos guiados, el campo en el núcleo sea oscilatorio y el campo en el recubrimiento sea totalmente amortiguado. Por tanto la solución del campo eléctrico será de la forma ( $k_x$  y  $\gamma$  ya las hemos definido).

$$E_y = \begin{cases} Ae^{\gamma x} & x \leq -d/2 \\ B \cos(k_x x) + C \sin(k_x x) & -d/2 \leq x \leq d/2 \\ De^{-\gamma x} & x \geq d/2 \end{cases} \quad (\text{B.3.57})$$

El campo eléctrico y también su primera derivada tienen que ser continuos. Esta condición nos da un conjunto de cuatro ecuaciones al igualar dichos valores en los límites:

$$\begin{aligned} B \cos\left(\frac{k_x d}{2}\right) - C \sin\left(\frac{k_x d}{2}\right) &= Ae^{-\gamma d/2} \\ k_x B \sin\left(\frac{k_x d}{2}\right) + C k_x \cos\left(\frac{k_x d}{2}\right) &= \gamma Ae^{-\gamma d/2} \\ B \cos\left(\frac{k_x d}{2}\right) + C \sin\left(\frac{k_x d}{2}\right) &= De^{-\gamma d/2} \\ -k_x B \sin\left(\frac{k_x d}{2}\right) + C k_x \cos\left(\frac{k_x d}{2}\right) &= -\gamma De^{-\gamma d/2} \end{aligned} \quad (\text{B.3.58})$$

A partir de ese conjunto de cuatro ecuaciones obtenemos los siguientes dos pares de ecuaciones:

$$\begin{aligned} 2B \cos\left(\frac{k_x d}{2}\right) &= (A + D)e^{-\gamma d/2} \\ 2k_x B \sin\left(\frac{k_x d}{2}\right) &= \gamma(A + D)e^{-\gamma d/2} \end{aligned} \quad (\text{B.3.59})$$



y

$$\begin{aligned} 2C \sin \frac{k_x d}{2} &= (D - A) e^{-\gamma d/2} \\ 2k_x C \cos \frac{k_x d}{2} &= -\gamma (D - A) e^{-\gamma d/2} \end{aligned} \quad (\text{B.3.60})$$

Estas ecuaciones nos dan dos condiciones para las soluciones de la ecuación de un modo guiado. Las condiciones son las siguientes ecuaciones trascendentales

$$\frac{k_x d}{2} \tan \frac{k_x d}{2} = \frac{\gamma d}{2} \quad (\text{B.3.61})$$

o

$$\frac{k_x d}{2} \cot \frac{k_x d}{2} = -\frac{\gamma d}{2} \quad (\text{B.3.62})$$

La primera de estas ecuaciones es para modos pares ( $A = D$ ), mientras que la segunda se corresponde con los modos impares ( $A = -D$ ). Los modos los numeramos con un índice  $m = 0, 1, 2, \dots$ . La resolución de estas expresiones se puede hacer de forma numérica o gráfica. Una posible solución gráfica es representar una de estas ecuaciones donde  $x = k_x d/2$  e  $y = \gamma d/2$ . Si ahora tenemos en cuenta la expresión de  $\gamma$  y la expresión de  $k_x$  podemos calcular  $k_x^2 + \gamma^2$  y obtenemos,

$$\left( \frac{k_x d}{2} \right)^2 + \left( \frac{\gamma d}{2} \right)^2 = (n_{r1}^2 - n_{r2}^2) \left( \frac{k_0 d}{2} \right)^2 \equiv R(d)^2 \quad (\text{B.3.63})$$

Esta es la ecuación de una circunferencia y para cada  $n_{r1}$ ,  $n_{r2}$  y  $d$  tenemos una circunferencia de radio  $R(d)$ . Si dibujamos la circunferencia correspondiente sobre las curvas de las dos ecuaciones trascendentales anteriores obtendremos una intersección por cada modo posible. Conforme aumenta el grosor de la guía aumentará el número de modos. Para encontrar el modo de corte para un determinado espesor hay que tener en cuenta que  $\frac{k_x d}{2} \tan \frac{k_x d}{2}$  y  $\frac{k_x d}{2} \cot \frac{k_x d}{2}$  cortan el eje  $x = k_x d/2$  en valores  $\frac{m\pi}{2}$ . En consecuencia, para el espesor para el cual el modo  $m$  llega justo a ser permitido (con un espesor menor no sería permitido):

$$R(d_c) = \frac{m\pi}{2} \quad (\text{B.3.64})$$

y el espesor  $d_c$  vale

$$d_c = \frac{1}{2} \frac{m\lambda}{\sqrt{n_{r1}^2 - n_{r2}^2}} \quad (\text{B.3.65})$$

Una vez conocemos  $k_x$  (o  $\gamma$ ), podemos calcular la constante de propagación de fase  $\beta$  para un determinado  $k_0$  a partir de la expresión

$$k_x^2 = n_{r1}^2 k_0^2 - \beta^2 \tag{B.3.66}$$

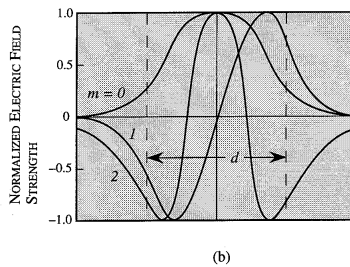
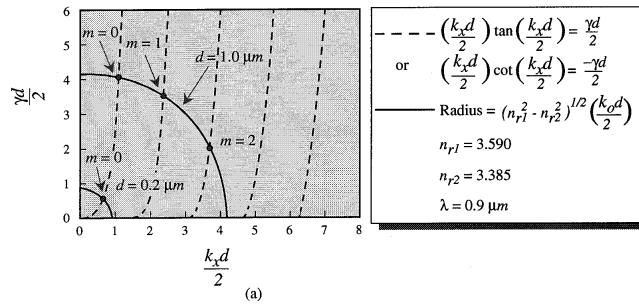


Fig. B.3.12: (a) Resolución gráfica para conocer los modos permitidos en una guía de onda. (b) Soluciones típicas para el campo eléctrico en modos guiados.

Cada valor de  $m$  está relacionado con un valor de ángulo permitido ( $\theta_m$ ) que corresponde a una onda con una trayectoria concreta en la dirección  $z$ . Cada una de estas ondas viajeras tiene un patrón  $E_y$  para el campo eléctrico que constituye el modo de propagación. El entero  $m$  identifica estos modos y es llamado número del modo. La energía luminosa puede ser transportada a lo largo de la guía a través de uno o más de estos modos de propagación, como se muestra en la siguiente figura. Fijarse que los modos penetran en el recubrimiento y se reflejan en un plano aparente dentro de éste. El ángulo permitido  $\theta_m$  es mayor cuanto mayor es  $m$ , de manera que modos de órdenes superiores presentarán mayor número de reflexiones pero también penetrarán mucho más en el recubrimiento. Para  $m=0$ ,  $\theta_m$  está cercano a  $90^\circ$  y la onda viaja de forma axial. Si es enviada luz hacia el núcleo de la guía esta podrá viajar únicamente en los modos permitidos. Estos modos viajan por la guía recorriendo trayectorias diferentes. Cuando estos alcanzan el final de la guía constituyen el haz de luz emergente. Si se envía un haz de corta duración hacia la guía de ondas, la luz emergente será un pulso de luz más ancho que el anterior pues la energía luminosa se habrá propagado a diferentes velocidades a lo largo de la guía. El pulso luminoso por tanto se ensancha cuando atraviesa la guía. Este fenómeno será tratado más adelante con mayor profundidad.

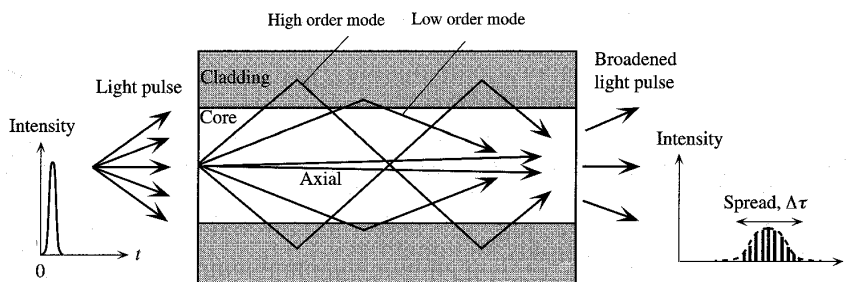


Fig. B.3.13: Esquema que muestra la propagación de la luz en una guía de ondas. El pulso entrante a la guía se separa en distintos modos que se propagan en la guía a distintas velocidades. Al final de la guía, los modos se combinan para constituir el pulso de luz de salida el cual es más ancho que el de entrada.

### B.3.6.1. Factor de confinamiento óptico

Un parámetro de suma importancia en guías ópticas es la fracción de energía en la región 1 de la guía de onda. Este parámetro se llama factor de confinamiento óptico  $\Gamma$ . Su definición es

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E_y^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_y^2 dx} \quad (B.3.67)$$

Conociendo  $k_x$  y  $\gamma$  se puede calcular. Además si normalizamos la onda con respecto a  $k_x$  el factor de confinamiento vale

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \frac{\cos^2(k_x d / 2)}{\gamma \left[ \frac{d}{2} + \frac{1}{k_x} \sin(k_x d / 2) \cos(k_x d / 2) \right]}} \quad (B.3.68)$$

El valor de  $\Gamma$  depende fuertemente del número del modo considerado, el grosor de la guía y la diferencia entre  $n_{r1}$  y  $n_{r2}$ .

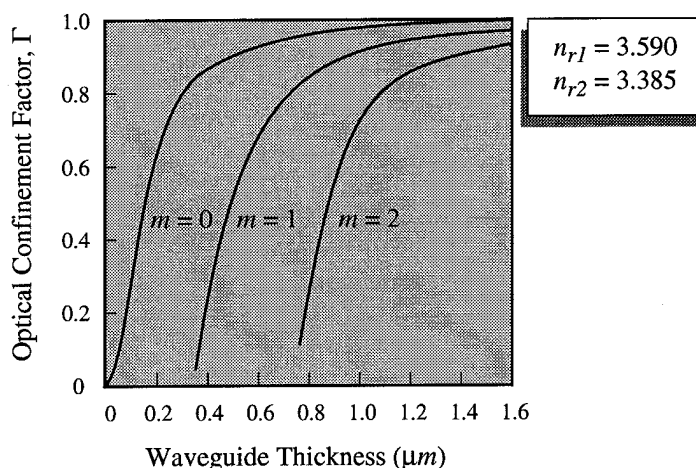


Fig. B.3.14: Factor de confinamiento en función del grosor de la guía de onda.

### B.3.7. Modos guiados en fibras ópticas. Aplicación de la teoría ondulatoria.

Al igual que hemos hecho con la guías planas debemos realizar un estudio más exhaustivo sobre la fibras ópticas basándonos en la óptica ondulatoria para conocer los modos que se pueden propagar por ellas. El simple tratamiento basado en la óptica geométrica es

adecuado si el tamaño del núcleo de la fibra es mucho mayor que la longitud de onda de la luz que se propaga a través de la fibra. Este es el caso de fibras multimodo las cuales son utilizadas en menor cantidad de aplicaciones. En la mayor cantidad de aplicaciones de comunicación óptica, las fibras son monomodo (se propaga a través de ellas un único modo) con diámetros del núcleo que se aproximan al micrómetro. En tales casos es necesario un estudio basado en óptica ondulatoria. Dicho tratamiento, al igual que sucedía en las guías planas, conducirá a unos modos guiados bien definidos que describirán la forma de las ondas de luz que se pueden propagar por la guía.

En el caso de una guía de ondas plana, la ecuación de ondas se resuelve en coordenadas cartesianas  $x, y, z$ . En el caso de una guía de ondas cilíndrica (fibra óptica) es apropiado trabajar en un sistema de coordenadas cilíndrico utilizando  $r, \theta$  y  $z$ .

**Cylindrical Coordinates**

If  $(r, \theta, z)$  are the cylindrical coordinates and  $(x, y, z)$  the rectangular coordinates of a point  $P$ , then

$$\begin{aligned} x &= r \cos \theta, & r &= \sqrt{x^2 + y^2}, \\ y &= r \sin \theta, & \theta &= \arctan \frac{y}{x}, \\ z &= z, & z &= z. \end{aligned}$$

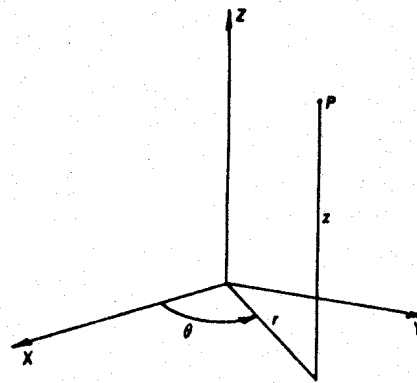


Fig. B.3.15: Coordenadas cilíndricas y su relación con las coordenadas cartesianas.

La solución general en dichas coordenadas de los campos eléctrico o magnético será de la forma:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}(r, \theta) e^{i(\beta z - \omega t)} = \vec{E}(r) e^{i(l\theta + \beta z - \omega t)} \\ \vec{H} &= \vec{H}(r, \theta) e^{i(\beta z - \omega t)} = \vec{H}(r) e^{i(l\theta + \beta z - \omega t)} \end{aligned} \tag{B.3.69}$$

donde el número entero  $l$  describe la dependencia azimutal del campo y  $\beta$  es la constante de propagación. Para resolver el problema se utiliza la misma técnica utilizada en las guías planas, es decir, debemos obtener las ecuaciones que satisface el campo en las regiones del núcleo y del recubrimiento, aplicar las condiciones de contorno y como consecuencia obtener los valores permitidos de  $l$  y  $\beta$ .

Este tratamiento es más complejo en una guía de ondas cilíndrica, ya que la separación de campos eléctricos y magnéticos en soluciones de modos TE y TM únicamente no es posible. La simetría cilíndrica produce otras posibles polarizaciones como son los modos híbridos EH y HE, además de las polarizaciones TE y TM.

Para una guía de ondas cilíndrica de índice escalón, haciendo la aproximación de un campo escalar, la ecuación de ondas en el sistema de coordenadas cilíndrico será (para un radio del núcleo  $a$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE}{dr} + \left( k_o^2 n_{r1}^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) E &= 0 & r \leq a \\ \frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE}{dr} + \left( k_o^2 n_{r2}^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) E &= 0 & r > a \end{aligned} \quad (\text{B.3.70})$$

Se definen los parámetros:

$$\begin{aligned} u^2 &= (k_o^2 n_{r1}^2 - \beta^2) a^2 \\ \gamma^2 &= (\beta^2 - k_o^2 n_{r2}^2) a^2 \end{aligned} \quad (\text{B.3.71})$$

y

$$V = \sqrt{u^2 + \gamma^2} = k_o \cdot a \cdot \sqrt{(n_{r1}^2 - n_{r2}^2)} = \frac{2 \cdot \pi \cdot a}{\lambda} \cdot (NA) \quad (\text{B.3.72})$$

donde NA es la apertura numérica de la fibra (es decir,  $NA = \sqrt{(n_{r1}^2 - n_{r2}^2)}$ ). Los modos guiados vendrán dados a partir del conjunto de valores  $\{\beta, l\}$  que satisfacen las ecuaciones de ondas mostradas anteriormente cuando se aplican las condiciones de contorno al campo.

El parámetro V recibe el nombre de parámetro de frecuencia normalizada (al cual se le suele llamar simplemente parámetro V) y determina el número de modos que se pueden propagar en una fibra óptica. Este parámetro se puede expresar en función del diámetro,  $d=2 \cdot a$ ,

$$V = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \sqrt{(n_{r1}^2 - n_{r2}^2)} = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot NA \quad (\text{B.3.73})$$

donde d es el diámetro del núcleo,  $\lambda$  es la longitud de onda de operación (longitud de onda en el espacio libre) y  $n_{r1}$  y  $n_{r2}$  los índices de refracción de núcleo y recubrimiento, respectivamente. Este parámetro es un número adimensional. La condición de corte para la cual se propaga un único modo (modo de orden cero) es  $V = 2,405$ . Luego el máximo radio del núcleo de la fibra óptica para que se propague un solo modo por ella, es decir, que la fibra sea monomodo será:

$$a = \frac{d}{2} = \frac{2,405 \lambda}{2 \pi (NA)} \quad (\text{B.3.74})$$

Siempre que se cumpla la condición  $V \leq 2,405$ , la fibra óptica será monomodo (se propagará en ella un único modo). Por una fibra se propagarán más de un modo cuando se supere dicho valor crítico.

Por otro lado el número de modos para una fibra de gran diámetro viene dado aproximadamente por la siguiente expresión:

$$N \cong \frac{a^2}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (NA)^2 \quad (\text{B.3.75})$$

El principal resultado que se obtiene después de un laborioso cálculo matemático es que el campo electromagnético puede propagarse dentro de la estructura como un conjunto de patrones de campo llamados modos naturales. Estos modos naturales (también llamados verdaderos o exactos) pueden ser totalmente transversales (modos TE y TM) o pueden tener componentes longitudinales, es decir a lo largo de la dirección de propagación (modos híbridos HE y EH). En la práctica, se suele aplicar la llamada aproximación de "modos guiados débilmente". Esta aproximación se basa en la suposición de que la diferencia entre los índices de refracción de núcleo y recubrimiento es mucho menor que la unidad,  $n_{r1}-n_{r2} \ll 1$ , la cual es cierta en la totalidad de fibras ópticas prácticas (en éstas  $n_{r1}-n_{r2}$  es de alrededor de 0,2 o menor). Bajo esta condición, los modos naturales se combinan dando lugar a modos linealmente polarizados (LP) que son los que realmente existen en el interior de la fibra. Las componentes longitudinales de dichos modos LP es muy pequeña, de forma que pueden ser tratados, en la mayor parte de los casos, como modos transversales. Estos modos LP son los distintos rayos luminosos que pueden propagarse por el interior de la fibra.

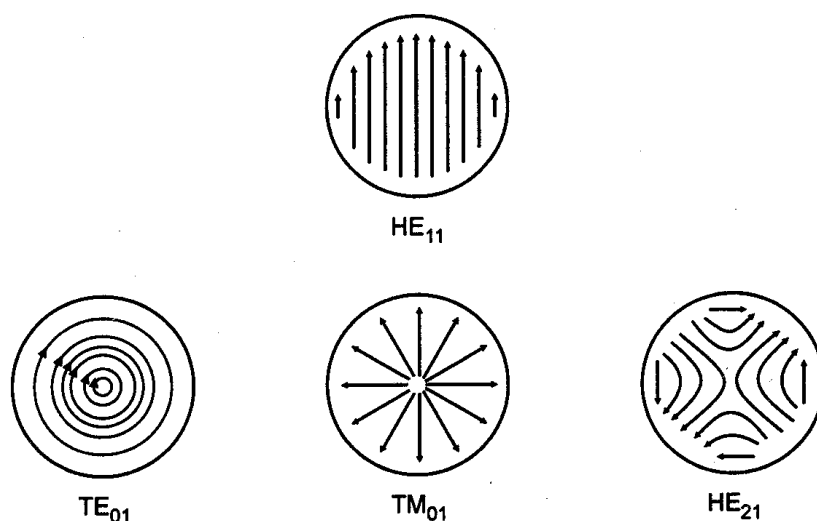


Fig. B.3.16: Líneas de campo para los cuatro modos naturales de orden más bajo en una fibra óptica.

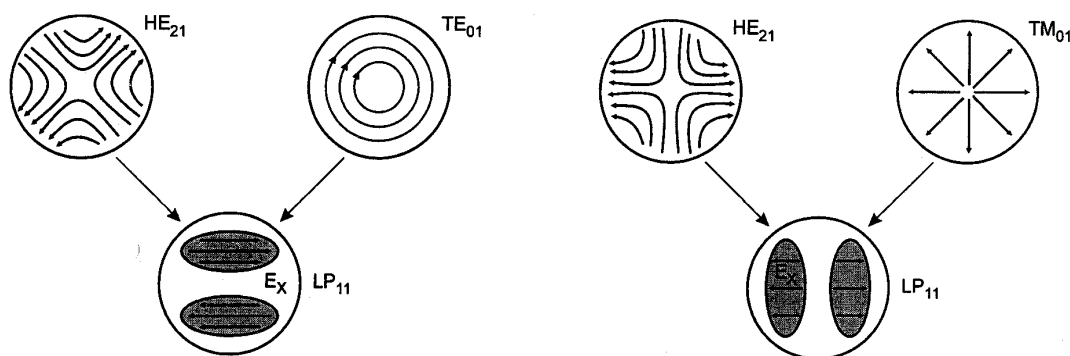


Fig. B.3.17: Ejemplo de cómo los modos  $HE_{21} + TE_{01}$  y  $HE_{21} + TM_{01}$  componen modos linealmente polarizados  $LP_{11}$  (la zona oscurecida muestra la distribución de intensidad y las flechas los campos eléctricos o magnéticos transversales)

Todos los rayos -modos- que se propagan dentro de una fibra óptica pueden ser divididos en dos categorías: rayos meridionales y rayos oblicuos. Los rayos meridionales son los que cruzan por una línea imaginaria que marca el centro de la fibra; mientras que los rayos

oblicuos se propagan sin cruzar el eje central de la fibra. Hasta ahora, únicamente hemos visto el caso de rayos meridionales. Estos rayos tienen únicamente dos componentes- radial y axial y pueden componerse a partir de únicamente modos naturales transversales TE y TM. Los rayos oblicuos, por otra parte, son más sofisticados ya que tienen una componente azimutal. Un análisis teórico muestra que estos están compuestos de modos que deben incluir elementos longitudinales. Por tanto, en la composición de los rayos oblicuos intervienen siempre los modos naturales híbridos EH y HE.

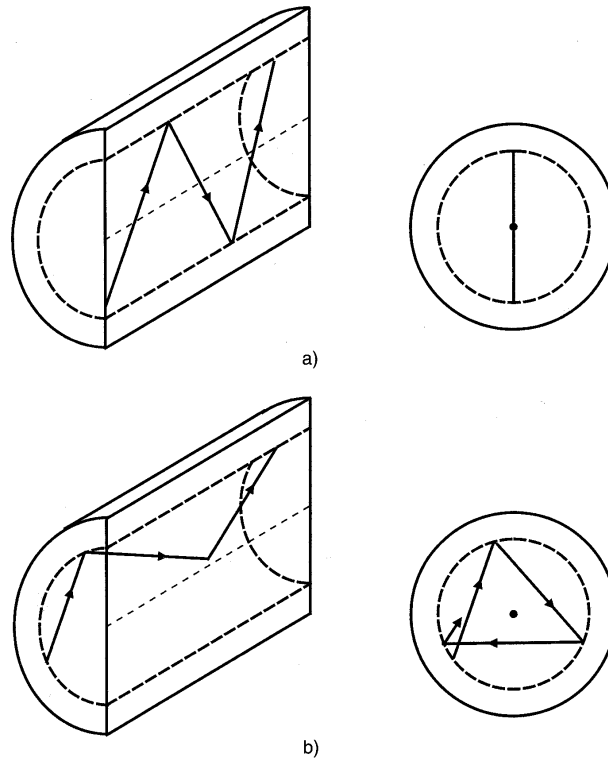


Fig. B.3.18: Rayos meridionales y oblicuos. (a) Trayectoria de un rayo meridional en la fibra: secciones longitudinal (izquierda) y transversal (derecha); (b) Trayectoria de un rayo oblicuo en la fibra: secciones longitudinal (izquierda) y transversal (derecha).

### B.3.8. Propagación de paquetes de onda: dispersión y velocidad de grupo

Hemos visto que caracterizamos las ondas ópticas mediante su forma de onda dada por su campo eléctrico y magnético (en general representado por  $\psi$ ) y expresadas como,

$$\psi \propto e^{ikx} e^{-i\omega t} \quad (\text{B.3.76})$$

donde  $k$  es el vector de onda y la onda se propaga en dirección  $x$  (por simplicidad). Si examinamos esta forma de onda, observamos que la densidad de energía asociada a ella ( $\psi^* \psi$ ) es uniforme en todos los puntos a lo largo del eje  $x$  y es constante en el tiempo. Esto no es una forma muy física de describir un pulso óptico propagándose en el espacio. En una situación físicamente real, se está interesado en la descripción de pulsos ópticos localizados en el espacio y que se propagan de un punto a otro. Tales situaciones se describen mediante la construcción de paquetes de ondas. Vamos a analizar en esta sección las propiedades de los

paquetes de ondas y como afectan las propiedades de un medio a la propagación del paquete de ondas. Un paquete de ondas como veremos está formado por la superposición de un conjunto de ondas planas de amplitud y frecuencia variables que se propagan superpuestas, en nuestro caso en la dirección  $x$ .

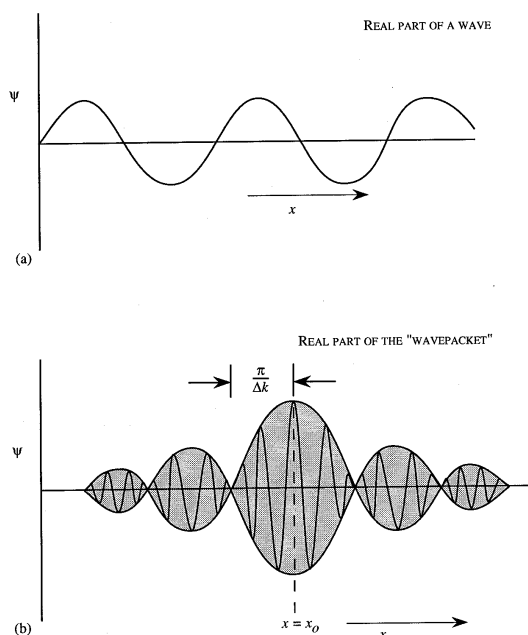


Fig. B.3.19: (a) Esquema de una onda unidimensional que se extiende por todo el espacio. (b) Al combinar varias ondas obtenemos un paquete de ondas que está localizado en el espacio. El paquete está centrado en  $x_0$  y tiene una dispersión de  $\Delta x$ , cumpliéndose que  $\Delta k \Delta x \approx 1$ .

Volviendo al caso de una onda unidimensional con un vector de onda  $k_0$ ,

$$\psi_{k_0}(x) = e^{ik_0x} \tag{B.3.77}$$

vemos que si un estado no estuviese formado a partir de una única componente  $k_0$  sino por un conjunto de componentes con vector de onda alrededor de  $k_0$ ,  $\pm \Delta k$ , la función de onda valdría entonces,

$$\psi(x, x_0) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} e^{ik(x-x_0)} dk = 2 \frac{\sin(\Delta k(x-x_0))}{(x-x_0)} e^{ik_0(x-x_0)} \tag{B.3.78}$$

y estaría centrada alrededor de  $x_0$ . La probabilidad ( $|\psi|^2$ ) decae desde su máximo valor en  $x_0$  a un valor muy pequeño en una distancia  $\pi/\Delta k$ .

Si  $\Delta k$  es pequeño, el nuevo paquete de ondas tiene esencialmente las mismas propiedades que  $\psi$  en  $k_0$ , pero está localizado en el espacio y es por tanto muy útil para describir el movimiento del pulso. Un paquete de ondas más útil se puede obtener multiplicando el integrando de la expresión anterior por un factor de peso gaussiano  $f(k-k_0)$ ,

$$f(k-k_0) = e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2(\Delta k)^2}} \tag{B.3.79}$$



$$\begin{aligned} \psi(x, x_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2(\Delta k)^2} + ik(x-x_0)} dk = e^{ik_0(x-x_0) - \frac{(x-x_0)^2}{2}(\Delta k)^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2(\Delta k)^2} + i(k-k_0)(x-x_0) + \frac{(x-x_0)^2}{2}(\Delta k)^2} dk \\ &= \sqrt{2\pi\Delta k} e^{ik_0(x-x_0) - \frac{1}{2}(x-x_0)^2(\Delta k)^2} \end{aligned} \quad (B.3.80)$$

$\psi(x, x_0)$  representa un paquete de ondas gaussiano en el espacio que se amortigua rápidamente conforme nos alejamos de  $x_0$ . Si consideramos el estado original  $e^{ik_0x}$ , la onda estaba distribuida por todo el espacio hasta el infinito y tenía un valor de  $k$  determinado. Al construir el paquete de ondas hemos perdido precisión en el vector  $k$  al variar éste en  $\Delta k$  y hemos ganado en precisión de  $\Delta x$  en el espacio real. Se puede comprobar que la anchura del paquete de ondas en el espacio real ( $x$ ) y en el espacio de  $k$  cumple la relación

$$\Delta k \Delta x \approx 1 \quad (B.3.81)$$

Podemos repetir el mismo procedimiento para una onda de tipo

$$\psi \propto e^{i\omega t} \quad (B.3.82)$$

y obtener así un paquete de ondas que está localizado en tiempo y en frecuencia, estando relacionadas las anchuras de dicha localización

$$\Delta \omega \Delta t \approx 1 \quad (B.3.83)$$

### B.3.8.1. Movimiento de un paquete de ondas.

Veamos ahora como se desplaza un paquete de ondas por el espacio y el tiempo. Para ello necesitamos añadir la dependencia temporal de la función de onda, es decir el término  $e^{-i\omega t}$ .

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(k - k_0) e^{i[k(x-x_0) - \omega t]} dk \quad (B.3.84)$$

Si  $\omega$  tiene una dependencia con  $k$  similar a la que tiene en el vacío,

$$\omega = ck \quad (B.3.85)$$

podemos escribir

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(k - k_0) e^{ik(x-x_0-ct)} dk \quad (B.3.86)$$

Lo que significa simplemente que el paquete de ondas se mueve con su centro en

$$x - x_0 = ct \quad (B.3.87)$$

y su forma no cambia con el tiempo. En realidad tenemos un medio diferente del vacío y la relación entre  $\omega$  y  $k$  es más compleja. En general será de la forma,

$$\omega(k) = \omega(k_0) + \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=k_0} (k - k_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right|_{k=k_0} (k - k_0)^2 + \dots \quad (\text{B.3.88})$$

Si llamamos

$$\begin{aligned} \omega(k_0) &= \omega_0 \\ \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=k_0} &= v_g \\ \left. \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right|_{k=k_0} &= \alpha \end{aligned} \quad (\text{B.3.89})$$

obtenemos

$$\psi(x, t) = e^{i(k_0(x-x_0) - \omega_0 t)} \int_{-\infty}^{\infty} f(k - k_0) e^{-i(k-k_0)(x-x_0 - v_g t) - \frac{i\alpha}{2}(k-k_0)^2 t} dk \quad (\text{B.3.90})$$

si  $\alpha$  fuese cero, el paquete de ondas se movería con su pico centrado en,

$$x - x_0 = v_g t \quad (\text{B.3.91})$$

es decir, con una velocidad de grupo dada por

$$v_g = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=k_0} \quad (\text{B.3.92})$$

y para  $\alpha$  distinto de cero, la forma del paquete de ondas cambia. Para comprobarlo supongamos un paquete de ondas gaussiano,

$$f(k - k_0) = f(k') = e^{-\frac{k'^2}{2\Delta k^2}} \quad (\text{B.3.93})$$

Entonces

$$\psi(x, t) = e^{i[k_0(x-x_0) - \omega_0 t]} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i k' (x-x_0 - v_g t) - \frac{k'^2}{2} \left[ i\alpha t + \frac{1}{(\Delta k)^2} \right]} dk' \quad (\text{B.3.94})$$

Para resolver esta integral completamos el cuadrado en el integrando restando y sumando términos

$$\psi(x, t) = e^{\left\{ i[k_0(x-x_0) - \omega_0 t] - \frac{(x-x_0 - v_g t)^2 (\Delta k)^2}{2[1+i\alpha t (\Delta k)^2]} \right\}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{1+i\alpha t (\Delta k)^2}{(\Delta k)^2} \right] \left[ k' - i \frac{(x-x_0 - v_g t)(\Delta k)^2}{1+i\alpha t (\Delta k)^2} \right]^2} dk' \quad (\text{B.3.95})$$

El valor de la integral es

$$\sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot (\Delta k)^2}{1 + i \cdot \alpha \cdot t \cdot (\Delta k)^2}}$$

Si multiplicamos y dividimos por  $(1 - i \cdot \alpha \cdot t \cdot (\Delta k)^2)$

$$\psi(x, t) = e^{i[k_0(x-x_0) - \omega_0 t]} \frac{2\pi(\Delta k)^2}{\sqrt{1 + i\alpha t(\Delta k)^2}} e^{\left[ \frac{(\Delta k)^2 (x-x_0 - v_g t)^2}{2(1 + i\alpha t(\Delta k)^2)} \right]} e^{\left[ \frac{i\alpha t (\Delta k)^4 (x-x_0 - v_g t)^2}{2(1 + i\alpha t(\Delta k)^2)} \right]} \quad (\text{B.3.96})$$

La probabilidad  $|\psi|^2$  tiene la siguiente dependencia temporal y espacial,

$$|\psi(x, t)|^2 = e^{-\frac{(\Delta k)^2 (x-x_0 - v_g t)^2}{1 + \alpha^2 t^2 (\Delta k)^4}} \quad (\text{B.3.97})$$

Esto es una distribución gaussiana centrada alrededor de  $x = x_0 + v_g t$  y la anchura media en el espacio real es

$$\delta x(t) = \frac{1}{\Delta k} \sqrt{1 + \alpha^2 t^2 (\Delta k)^4} = \delta x(t=0) \sqrt{1 + \frac{\alpha^2 t^2}{[\delta x(t=0)]^2}} \quad (\text{B.3.98})$$

Para tiempos cortos en los que se cumple que

$$\alpha^2 t^2 (\Delta k)^4 \ll 1 \quad (\text{B.3.99})$$

la anchura no varía con respecto a su valor inicial, pero conforme pasa el tiempo, si  $\alpha \neq 0$ , el paquete de ondas comenzará a dispersarse.

Hemos introducido la velocidad de grupo que representa cual es la velocidad con la que se propaga el paquete de ondas a través del medio. Esta velocidad se tiene que distinguir de la velocidad de fase

$$v_p = \frac{\omega}{k} \quad (\text{B.3.100})$$

que representa la velocidad de un punto en el cual la fase permanece constante. En el vacío ambas velocidades coinciden, pero en un medio son diferentes. De hecho, dependiendo de la dispersión de un medio, la velocidad de fase puede ser mayor que la velocidad de la luz,  $c$ . La velocidad de grupo, que representa la propagación del paquete de ondas (o información) siempre es menor que  $c$ .

### B.3.8.2. Dispersión en una guía de onda

La relación entre  $\omega$  y  $k$  en un medio, es decir la relación de dispersión, describe una de las propiedades ópticas más importantes de un material. En general, dicha relación no tiene porque ser lineal, y como resultado, cuando se propagan pulsos por ese medio, se altera su forma. Si la guía de onda está hecha de varios materiales se añaden más efectos de dispersión, ya que la relación  $\omega - k$  se modifica para los modos guiados. La relación de dispersión en una guía de onda suele ser muy compleja y requiere cálculo numérico para su resolución. De todas maneras vamos a ver las propiedades físicas más importantes relacionadas con una guía de onda, utilizando un modelo simple para la relación de dispersión.

Si  $\omega_c$  es la frecuencia de corte de un modo, podemos suponer una relación de dispersión de forma "desplazada",

$$\omega^2 = \omega_c^2 + k^2 v^2 \tag{B.3.101}$$

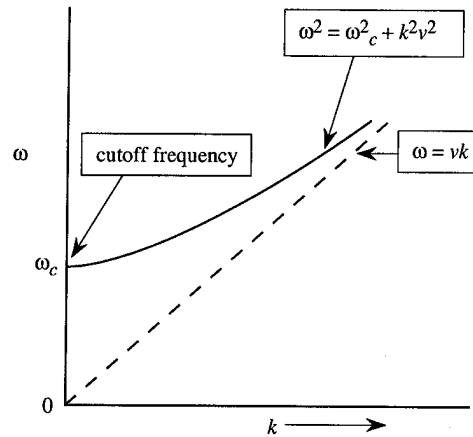


Fig. B.3.20: Relación de dispersión de un modo guiado con frecuencia de corte  $\omega_c$ .

La velocidad de fase para la guía de onda viene dada por

$$v_p = \frac{\omega}{k} = v \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}} \tag{B.3.102}$$

Podemos ver que la velocidad de fase puede ser mayor que la velocidad de la luz,  $c$ , cuando  $\omega$  tienda a  $\omega_c$ . Pero la velocidad de fase no representa propagación de energía, por lo que no es ninguna contradicción con la teoría de la relatividad.

La velocidad de grupo es

$$v_g(\omega) = \frac{d\omega}{dk} = v \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}}{\omega} \tag{B.3.103}$$

que siempre será menor que la velocidad de la luz. Para encontrar la dispersión que sufre un pulso, debemos conocer la segunda derivada de  $\omega$  con respecto a  $k$ .

$$\alpha = \frac{d^2\omega}{dk^2} = \frac{v^2 - v_g^2}{\omega} \tag{B.3.104}$$

Si no hubiese dispersión debida al guiado de las ondas, es decir  $\alpha=0$ , la velocidad de grupo  $v_g$  coincidiría con  $v$  y con la velocidad de fase  $v_p$  y  $\omega_c$  sería cero. Como resultado de la dispersión, un pulso inyectado en una guía se ensanchará conforme viaje por la guía. El valor de la anchura de un pulso inyectado en  $t=0$  con anchura  $\delta x(t=0)$  transcurrido un tiempo  $t$  valdrá, según lo visto en el apartado anterior:

$$\delta x(t) = \delta x(t=0) \sqrt{1 + \frac{\alpha^2 t^2}{[\delta x(t=0)]^4}} \tag{B.3.105}$$

Obsérvese que no hemos asignado dispersión que provenga del material en si, lo que sí se da en la realidad. La dispersión del material puede contribuir con un valor de  $\alpha$ , que puede tener un valor positivo o negativo, por lo que podremos encontrar guías cuya dispersión se acerque a cero gracias a la combinación del factor de dispersión debido al guiado de la onda y el factor de dispersión debido al material.

### B.3.8.2.1. Dispersión en fibras ópticas

La mayor parte de las fibras ópticas son utilizadas para la transmisión de la información a larga distancia. Por tanto, una característica importante de la fibra óptica será tener un gran ancho de banda para la transmisión de la información y tener pocas pérdidas.

El ancho de banda de la fibra óptica está determinado por el efecto de **dispersión**. Intuitivamente la dispersión es debida a que rayos luminosos que entran a la fibra con diferentes ángulos atravesarán caminos diferentes dentro de la fibra. Así por ejemplo en la figura que se muestra a continuación el rayo 1, que es un rayo axial, tiene el camino más corto en el interior de la fibra, el rayo 2 atraviesa un camino más largo y el 3 atraviesa un camino todavía más largo.

Debido a las diferentes longitudes de los caminos, el tiempo del trayecto de cada uno de estos rayos es diferente y estos no llegan al final del cable al mismo tiempo. Como consecuencia, cuando se introduce una excitación del tipo de un pulso estrecho, este pulso energético se ensancha, y a la salida del cable es más ancho que a la entrada. Este efecto limita la rapidez del pulso que la fibra puede llegar a manejar y, por tanto, afecta al ancho de banda de la fibra.

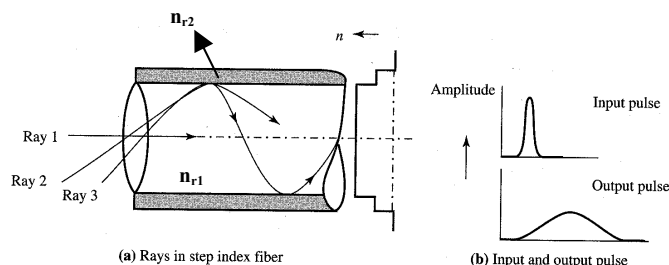


Fig. B.3.21: (a) Camino de los rayos en una fibra multimodo. (b) Dispersión de pulsos para una fibra de cambio de índice escalón.

Las fibras con varios caminos posibles son las fibras multimodo y, como hemos visto, provocan una gran dispersión del pulso y un ancho de banda limitado. Este fenómeno es llamado **dispersión modal**.

A continuación vamos a realizar un cálculo del tiempo de ensanchamiento del pulso. El rayo que viaja según el eje necesitará un tiempo:

$$t_o = \frac{L}{v} \tag{B.3.106}$$

donde L es la longitud de la fibra y  $v = c / n_{r1}$  ( $n_{r1}$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra). El rayo C de la siguiente figura necesitará un tiempo:

$$t_c = \frac{L}{v \cdot \cos(\alpha_c)} \tag{B.3.107}$$

donde el ángulo  $\alpha_c$  está relacionado con el ángulo crítico cumpliéndose que  $\sin(\theta_c) = \cos(\alpha_c)$  y por tanto que  $\cos \alpha_c = n_{r2} / n_{r1}$ . En consecuencia, la anchura del pulso para el caso de dispersión modal será:

$$\Delta t_{modal} = t_c - t_o = \frac{n_{r1}(n_{r1} - n_{r2})L}{n_{r2}c} \tag{B.3.108}$$

donde

$n_{r1}$ : índice del núcleo,  $n_{r2}$ : índice del recubrimiento, L: longitud de la fibra, c: velocidad de la luz.

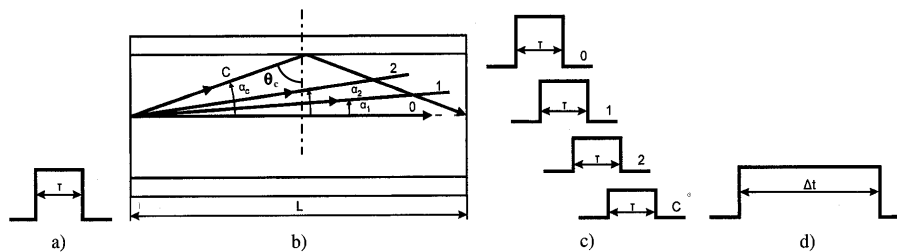


Fig. B.3.22: Dispersión modal (a) Pulso original. (b) Modos en la fibra óptica. (c) Pulsos obtenidos considerando cada modo individualmente. (d) Pulso resultante.

En una fibra óptica también puede existir la llamada **dispersión cromática**. La dispersión cromática en una fibra óptica tiene dos mecanismos: *dispersión debida al material* y *dispersión de la guía de onda*. La **dispersión debida al material** es debida a que tanto el índice de refracción como la velocidad de propagación dependen de la longitud de onda. Cuando rayos de diferente longitud de onda entran a la fibra. Como, diferentes longitudes de onda tendrán diferentes tiempos de propagación, se tiene también una dispersión del pulso. Este tipo de dispersión es importante en fibras multimodo.

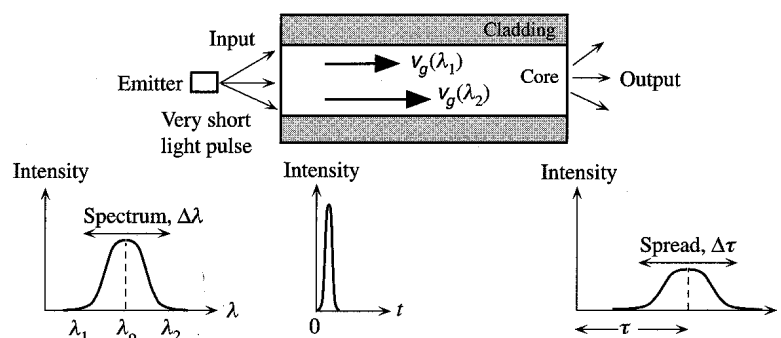


Fig. B.3.23: Todas las fuentes de excitación son inherentemente no-monocromáticas y emiten dentro de un espectro  $\Delta\lambda$  de longitudes de onda. Las ondas con diferentes longitudes de onda en el núcleo viajan a diferentes velocidades de propagación debido a la dependencia de la longitud de onda con el índice de refracción  $n_1$ . Las ondas llegan al final de la fibra en tiempos diferentes y, como consecuencia, el pulso de salida está ensanchado.

El ensanchamiento del pulso debido a la dispersión cromática basada en el mecanismo de dispersión debida al material puede ser calculado a partir de la siguiente ecuación:

$$\Delta t_{material} = D(\lambda) \cdot L \cdot \Delta\lambda \quad (B.3.109)$$

donde  $D(\lambda)$  es un parámetro de dispersión cromática (en ps/nm·km); L es la longitud de la fibra en km y  $\Delta\lambda$  es la anchura espectral de la fuente luminosa en nm, es decir, la característica de en cuantas longitudes de onda la fuente radia.

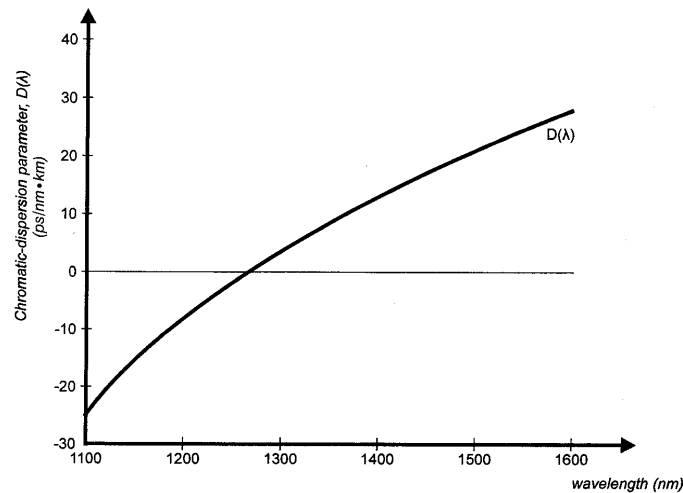


Fig. B.3.24: Parámetro de dispersión cromática,  $D(\lambda)$ .

La **dispersión cromática de la guía de onda**, es bastante más difícil de comprender y para ello vamos a reconsiderar el comportamiento del modo  $m=0$ . El perfil de intensidad del modo  $m=0$  en función de la posición a lo largo del diámetro de la fibra se muestra en la siguiente figura (a). A partir de esta representación observamos que no toda la luz está contenida dentro del núcleo, como hemos asumido en los demás casos: en la práctica parte de la luz "se difunde" hacia el recubrimiento. Esta luz no se pierde, pues esta viaja como parte del modo  $m=0$ , pero dado que viaja en un material de índice de refracción menor, viaja más rápidamente que la luz que viaja por el núcleo. En consecuencia, tenemos dispersión. El grado de dispersión dependerá de la proporción de energía luminosa contenida en el recubrimiento: si sólo una pequeña cantidad de luz está presente en el recubrimiento el efecto conjunto sobre el perfil de pulso de salida de esta luz que llega antes que el pulso principal será pequeño (b). Si, sin embargo, es mucha la cantidad de luz que viaja por el recubrimiento esto afectará en gran manera al perfil del pulso de salida, obteniéndose una gran dispersión (c).

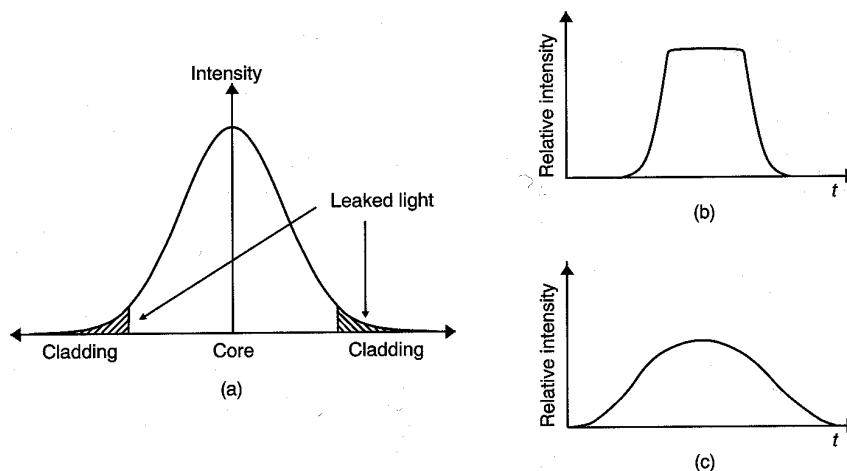


Fig. B.3.25: (a) Perfil de intensidad del modo  $m=0$  en la fibra. (b) Perfil del pulso de salida si poca luz viaja por el recubrimiento. (c) Perfil del pulso de salida si mucha luz viaja por el recubrimiento.

La cantidad de luz que viaja en el recubrimiento depende del valor del parámetro  $V$  y cuando  $V$  se acerca a cero la dispersión se incrementa. La fórmula que nos da este tipo de dispersión es:

$$\Delta t_{wg} = - \left( \frac{n_{r2} \cdot L \cdot (n_{r1} - n_{r2}) \cdot \Delta \lambda}{n_{r1} \cdot c \cdot \lambda} \right) \cdot z \tag{B.3.110}$$

donde  $\Delta \lambda$  es el ancho de banda de la fuente y el valor de  $z$  depende de  $V$ . La variación de  $z$  con  $V$  se muestra en la siguiente tabla.

$V$	$z$
1,3	1,0
2,405	0,2
$> 3$	tiende a cero

En fibras multimodo el valor de la dispersión cromática basada en la dispersión de la guía de onda es despreciable frente a la dispersión total por lo que los términos dispersión cromática y dispersión del material son totalmente intercambiables. En cambio en fibras monomodo la dispersión basada en el mecanismo de dispersión de la guía de onda es una componente importante de la dispersión total y no puede ser despreciada.

El ensanchamiento total del pulso cuando se tienen ambos tipos de dispersión (modal y cromática) se suele calcular utilizando la siguiente fórmula:

$$\Delta t_{total} = \sqrt{\left( \Delta t_{modal}^2 + \left( \Delta t_{material} + \Delta t_{wg} \right)^2 \right)} \tag{B.3.111}$$

Para fibras monomodo  $\Delta t_{modal}$  es cero y para fibras multimodo  $\Delta t_{wg}$  es despreciable.

Por último, la **dispersión de modos de polarización (PMD)**, es la que aparece en guías monomodo y se debe a que en realidad los modos transversales que aparecen en una



guía monomodo en realidad se descomponen en dos modos lineales que se propagan generalmente de forma ortogonal por el núcleo de la fibra. Estos dos modos transportan la mitad de la energía cada uno y la dispersión aparece al haber una diferencia entre los índices de refracción de la guía en una dirección (x, por ejemplo) y otra (y, por ejemplo). Es decir si la fibra no tiene un simetría axial perfecta con respecto a su índice de refracción, los dos modos se propagarán a diferente velocidad resultando al final de la guía un pulso luminoso más ancho.

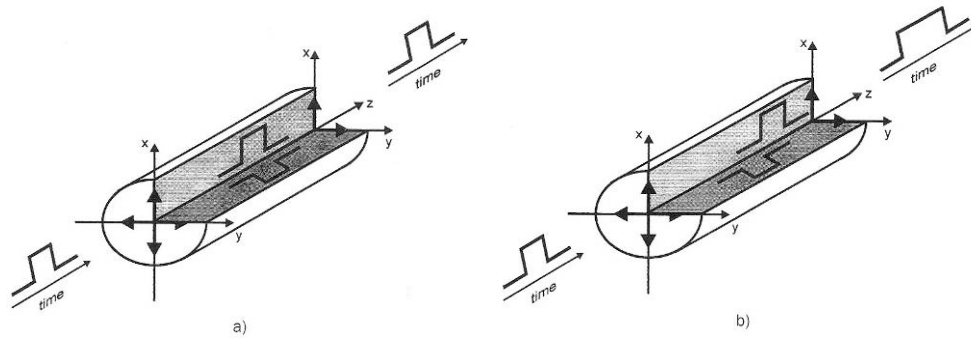


Fig. B.3.26: (a) Propagación de dos modos transversales ortogonales en una fibra monomodo ideal; (b) propagación de dos modos transversales ortogonales en una fibra monomodo real. Aparece la dispersión de modos de polarización (PMD).

El retraso introducido por este tipo de dispersión viene dado por la siguiente expresión,

$$\Delta t_{PMD} = D_{PMD} \sqrt{L} \quad (B.3.112)$$

Obsérvese que el factor de dispersión no depende de la longitud de onda y el retraso solo se ve afectado por el camino recorrido. Esta dispersión es mucho menor que la dispersión cromática, pero si se usan fibra s de dispersión cromática cero, entonces será un factor a tener en cuenta.

### "Bit rate" y ancho de banda

La dispersión en fibras ópticas causa una restricción significativa del "bit rate" y el ancho de banda. El "bit rate" (por algunos llamado "data rate") es el número de bits que puede ser transmitido por segundo a través de un canal de información. Se mide en bits/s. Es una medida directa de la capacidad de transporte de información de la red de transmisión digital. Esto es la razón de que también se le llame "velocidad de la transmisión de la información". El ancho de banda es el rango de frecuencias dentro del cual una señal puede ser transmitida sin deterioro significativo. Es medido en Hz y es la característica de capacidad de transmisión de información del canal de comunicaciones utilizado para transmisión analógica. Estas dos características, en consecuencia, son obviamente bastante diferentes. El "bit rate" para transmisión digital y el ancho de banda para transmisión analógica, pueden observarse en la siguiente figura, (a) y (b). No hay que confundir por otra parte el ancho de banda eléctrico y el ancho de banda óptico.

La relación entre el "bit rate" (BR) y el ancho de banda (BW) que suele ser a menudo utilizada en la literatura puede ser obtenida considerando el peor caso posible, es decir, la secuencia 1-0-1-0-1... Si representamos la forma de onda de los pulsos por una forma de onda

tipo seno, encontramos que un periodo del seno cubre dos bits. Obviamente el "bit rate" es dos veces mayor que la frecuencia, lo cual da lugar a la siguiente ecuación:

$$BR = 2 \cdot BW \quad (B.3.113)$$

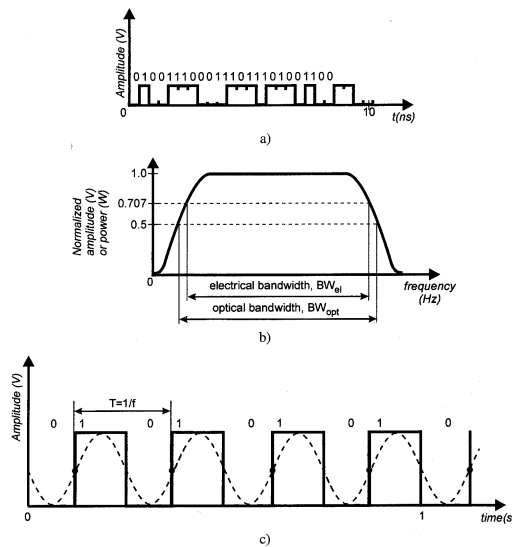


Fig. B.3.27: "Bit rate" y ancho de banda (a) "Bit rate" de una señal digital. (b) Ancho de banda de una señal analógica. (c) Pulsos digitales y señal senoidal.

### Cálculo del "bit rate":

A continuación vamos a ver con un ejemplo como la dispersión restringe el "bit rate". Supongamos que se quiere transmitir información a 10Mbits/s. Esto significa que se quiere transmitir  $10 \times 10^6$  pulsos cada segundo; en otras palabras, la duración de cada ciclo son 100ns. Para simplificar vamos a suponer que la duración de los pulsos de entrada es despreciable. Sin embargo, estos pulsos se ensancharán debido al efecto de la dispersión. Supongamos que cada pulso se ensanche 84,76ns cada kilómetro. Por tanto, la duración de cada pulso será de 84,76ns después del primer kilómetro de transmisión y 169,52ns después del segundo.

Después del segundo kilómetro los pulsos son tan anchos que se superponen y la luz ya no transporta ninguna información. Lo mismo sucede cuando se intenta incrementar el "bit rate" incluso en una transmisión a corta distancia. La dispersión limita de forma severa el "bit rate" de un enlace de fibra óptica a un máximo del orden de 12Mbit/s.

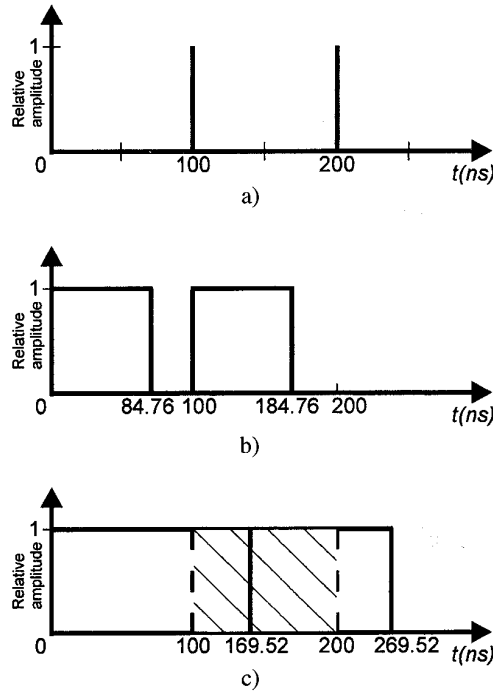


Fig. B.3.28: Ensanchamiento del pulso tras la transmisión (a) Pulsos de entrada. (b) Pulsos después de 1km de transmisión. (c) Pulsos después de 2km de transmisión. Bit rate: 10Mbit/s.

La velocidad de transmisión de los datos, por tanto, está relacionada con la anchura de los pulsos. Por ejemplo, si la anchura del pulso es 1ns, la velocidad de transmisión de los datos no puede superar los  $10^9$ bit/s; si lo hiciese, los pulsos se solaparían. Desde un punto de vista práctico, siempre se quiere tener un intervalo de tiempo entre pulsos para asegurar una transmisión segura.

Vamos a suponer, para nuestro propósito, que la velocidad de los datos de entrada al sistema de comunicación basado en fibra óptica ha sido escogida adecuadamente y lo que necesitamos calcular es qué distorsión de la señal será introducida al sistema. Si llamamos  $\Delta t$  a la anchura del pulso debida a la dispersión del sistema se cumple que:

$$BR < \frac{1}{4 \cdot \Delta t} \tag{B.3.114}$$

El coeficiente 1/4 es aceptado generalmente a nivel industrial.

Si se tiene en cuenta únicamente la dispersión modal, el "bit rate" causado por esta dispersión en fibras multimodo de índice escalón será:

$$BR_{modal} = \frac{1}{4 \cdot \Delta t_{modal}} = \frac{n_{r2}c}{4 \cdot n_{r1}(n_{r1} - n_{r2})L} \tag{B.3.115}$$

Si se tiene en cuenta únicamente la dispersión cromática:

$$BR_{cromatica} = \frac{1}{4 \cdot \Delta t_{cromatica}} = \frac{1}{4 \cdot D(\lambda) \cdot L \cdot \Delta \lambda} \tag{B.3.116}$$

y el "bit rate" total:

$$BR_{total} = \frac{1}{4 \cdot \Delta t_{total}} = \frac{1}{4 \cdot \sqrt{(\Delta t_{modal}^2 + \Delta t_{cromatica}^2)}} \tag{B.3.117}$$

Los fabricantes especifican el ancho de banda de la fibra óptica como producto ancho de banda-longitud. Estos hacen la medida del ancho de banda en una pieza específica de fibra y multiplican el resultado por la longitud de la fibra. Si el ancho de banda medido en una fibra óptica de 2km de longitud es 300MHz, entonces el fabricante especifica que el producto ancho de banda-longitud es 600MHz·km.

Fibra óptica con índice de refracción que varía gradualmente y fibra monomodo

Una primera solución para solucionar el problema de la dispersión modal es la utilización de una fibra óptica cuyo índice de refracción varía de forma gradual.

Recordemos primeramente cual es la razón física del problema. En la siguiente figura, dentro del núcleo, el modo numerado como cero viaja a lo largo del eje central y los modos con números superiores viajan con un ángulo menor o igual al ángulo de propagación crítica. Recordemos, por otra parte, que la velocidad de la luz,  $v$ , dentro de un material se define en función de su índice de refracción  $n$ :  $v = c/n$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. Por tanto, una posible solución será diseñar el núcleo con diferentes índices de refracción de manera que el haz que tenga que recorrer una distancia más larga lo haga a una velocidad mayor y el haz que tenga que recorrer una distancia más corta se propague a la velocidad más pequeña. Tales fibras son llamadas fibras multimodo con índice de refracción variado gradualmente.

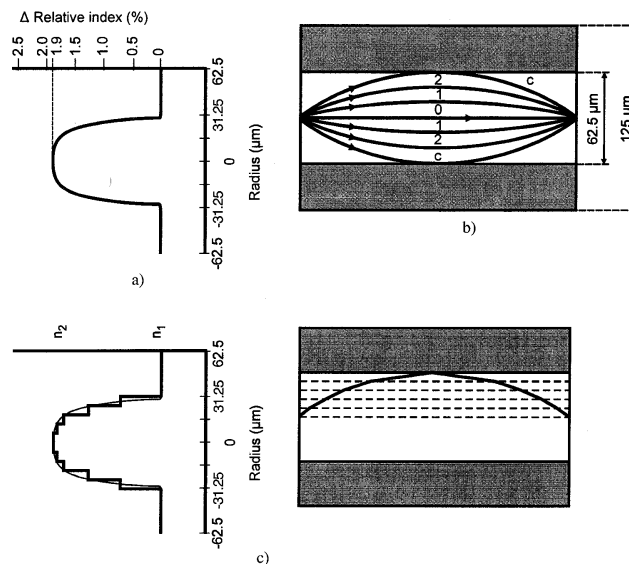


Fig. B.3.29: Fibra multimodo con índice de refracción que varía de forma gradual (a) Perfil del índice de refracción. (b) Propagación de los modos. (c) Principio de funcionamiento de una fibra multimodo con índice de refracción que varía de forma gradual.

En (a) observamos como el índice de refracción varía de forma gradual desde  $n_1$  en el centro del núcleo hasta  $n_2$  en el límite con el recubrimiento. En realidad, el núcleo puede ser visto como un conjunto de finas capas cuyo índice de refracción cambia ligeramente de una a

otra de manera que la capa en el eje central tiene un índice de refracción  $n_1$  y la capa que limita con el recubrimiento un índice de refracción  $n_2$  (b). Así es como en la realidad se construye dicho tipo de fibra. El rayo en su camino de capa a capa sufre una secuencia de refracciones, hasta que el ángulo de incidencia iguala el valor del ángulo crítico y el rayo sufre una reflexión interna total.

El rayo que viaja más cercano al recubrimiento (mayor distancia) se propaga a una velocidad mayor debido a que encuentra un índice de refracción menor. Por tanto, las fracciones de un mismo pulso debidas a los diferentes modos llegarán al receptor más o menos simultáneamente. En consecuencia, la dispersión modal se reducirá y se incrementará el "bit rate".

El ensanchamiento del pulso en este tipo de fibra  $\Delta t_{GI}$  viene dado por la siguiente expresión:

$$\Delta t_{GI} = \frac{(n_{r1} - n_{r2})^2 l}{8n_{r1}c} \tag{B.3.118}$$

La dispersión por tanto se reduce en un factor

$$\frac{\Delta t_{GI}}{\Delta t_s} = \frac{n_{r1} - n_{r2}}{8n_{r1}} \tag{B.3.119}$$

Donde  $\Delta t_s$  es la dispersión modal para una fibra óptica de índice escalón.

El ancho de banda de una fibra óptica con cambio de índice escalón brusco es de sólo 5MHz debido a la dispersión. Para una fibra de índice gradual, el ancho de banda es de 0,77GHz, mejorando pues mucho el ancho de banda.

Una solución todavía mejor para resolver el problema de la dispersión modal es la utilización de una fibra monomodo. El número de modos que se pueden propagar en la fibra depende del diámetro de la fibra y de la diferencia entre los índices de refracción  $n_{r1}$  y  $n_{r2}$ . Disminuyendo sus valores es posible obtener una fibra en que se propague un único modo.

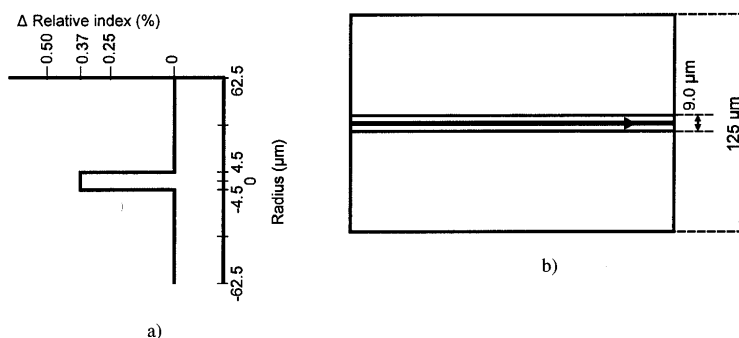


Fig. B.3.30: Fibra monomodo de índice escalón (a) Perfil del índice de refracción. (el índice de refracción relativo  $\Delta = (n_{r1} - n_{r2})/n$  donde  $n = (n_{r1} + n_{r2})/2$ ) (b) Propagación del modo.

Con una fibra monomodo se puede obtener una transmisión de bits de hasta 200Gbits/s km.

Para reducir la dispersión cromática se deberán utilizar láseres (fuentes monocromáticas) en vez de LEDs.

### B.3.8.3. Atenuación en fibras ópticas

La atenuación en fibras ópticas o pérdidas son muy importantes. A ellas se debe que para transmitir una señal haya que colocar amplificadores repetidores a lo largo del recorrido de la fibra. Además conociendo los mecanismos que producen estas pérdidas se pueden mejorar las fibras para reducir la atenuación. La atenuación se debe básicamente a tres mecanismos:

1. Absorción debido a la interacción de los electrones de los átomos con la radiación. Los picos de absorción se producen en la región del ultravioleta decayendo rápidamente hacia el infrarrojo. La expresión empírica que la describe en fibras de silicio es

$$A_A = A_0 e^{\frac{\lambda_0}{\lambda}} \quad (\text{B.3.120})$$

donde  $A_A$  = Atenuación debida a la absorción UV a una longitud de onda  $\lambda$  (dB/km);  $A_0$ : constante 1,108dB/km;  $\lambda_0$ : constante 4,58 $\mu\text{m}$ ,  $\lambda$ : longitud de onda ( $\mu\text{m}$ ).

2. Absorción debido a la interacción con la vibración molecular. Esta pérdida tiene el pico en el infrarrojo (10 $\mu\text{m}$  para silicio). La expresión que la describe es

$$A_I = B_0 e^{\frac{\lambda_I}{\lambda}} \quad (\text{B.3.121})$$

donde  $A_I$  = Atenuación debida a la interacción a una longitud de onda  $\lambda$  (dB/km);  $B_0$ : constante 4 $\cdot 10^{11}$  dB/km;  $\lambda_I$ : constante 48 $\mu\text{m}$ ,  $\lambda$ : longitud de onda ( $\mu\text{m}$ ).

Esta componente tiene un pico en el infrarrojo disminuyendo rápidamente hacia el ultravioleta.

3. Scattering de Rayleigh. Este efecto es debido a las fluctuaciones de origen termodinámico en la composición de la fibra. El tamaño de dichas fluctuaciones es menor que la longitud de onda de la luz. En este proceso no se absorbe la energía de luz o se transforma en calor si no que este fenómeno permite a la energía de la luz escapar de la fibra. La expresión empírica que la describe en guías multimodo es

$$A_R = \frac{C_0}{\lambda^4} \quad (\text{B.3.122})$$

donde  $A_R$  = Atenuación debida al scattering de Rayleigh a una longitud de onda  $\lambda$  (dB/km);  $C_0$ : constante 0,7dB $\cdot\mu\text{m}^4$ /km;  $\lambda$ : longitud de onda.

Para guías monomodo la atenuación debido a este fenómeno es menor.

La atenuación total de la fibra de silicio se obtiene sumando estos tres efectos.

Además de los efectos descritos hasta ahora hay también factores externos que producen pérdidas, como las propias técnicas de fabricación, impurezas en los materiales, etc. La impureza que más afecta a la fibra es el radical  $\text{OH}^-$  del agua que produce un pico de atenuación en  $1,38\mu\text{m}$ . La magnitud del pico dependerá de la concentración de las impurezas y varía normalmente entre  $0,5\text{dB/km}$  y  $2\text{dB/km}$ . Otros factores son las imperfecciones en la guía, tales como defectos en el material y defectos durante el proceso de fabricación. Dobleces (o microdobleces) en la fibra pueden causar distorsión del núcleo e incrementar las pérdidas. Como consecuencia, la curva de atenuación real es algo diferente de la prevista. La curva real estaría dentro de la zona sombreada de la gráfica. Esta curva muestra que la atenuación real presenta dos mínimos que, para el caso de una fibra de silicio están uno alrededor de  $1,3\mu\text{m}$  y otro alrededor de  $1,6\mu\text{m}$ .

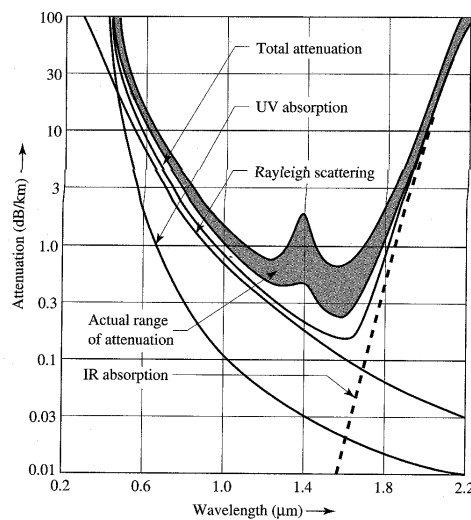


Fig. B.3.31: Pérdidas en guías de silicio.

#### B.3.8.4. Clasificación de fibras ópticas

La clasificación más útil es por ancho de banda, atenuación y apertura numérica. Estas características dependen de los materiales de fabricación. La fibra más común es la de silicio aunque en la actualidad también están ganando terreno las de plástico.

Las fibras de plástico están compuestas en su mayoría por polimetilmetacrilato (PMMA) y poliestireno. Sus índices de refracción son 1,49 y 1,59 respectivamente por lo que se suele utilizar el PMMA como recubrimiento y el poliestireno como núcleo. Las fibras de plástico son muy económicas y muy fáciles de usar. Se producen con diámetros de hasta 1mm y se pueden cortar con una hoja de afeitar. Debido a su flexibilidad se pueden doblar fácilmente y como su índice de refracción varía de forma escalonada su apertura numérica vale 0,5.

La gran desventaja de las fibras de plástico son sus pérdidas. Poseen varias ventanas en las regiones de 500nm y 700nm, regiones del visible donde es fácil de obtener LEDs para utilizar como fuentes de luz. Aunque la atenuación en dichas ventanas es del orden de  $100\text{dB/km}$  a  $200\text{dB/km}$ . La dispersión es de unos  $200\text{ns/km}$  a  $600\text{ns/km}$  que se corresponde a

un número de bits de menos de 5MB/s·km. Además el índice de refracción del plástico depende mucho de la temperatura, limitando la temperatura máxima de uso a 100°C. Para mejorar algo las fibras de plástico también se fabrican fibras de silicio con recubrimiento de plástico mejorando algo las desventajas de las fibras de plástico.

Aun así las fibras de plástico son excelentes para aplicaciones donde no se requiere un alto número de bits y para transmisión de información a cortas distancias, por ejemplo la interconexión de ordenadores en un edificio.

La solidez o fortaleza específica del silicio de las fibras es parecida a la del acero, pero como su diámetro es muy pequeño la solidez absoluta de una fibra es muy pequeña y se debe proteger de fuerzas externas. La superficie de la fibra se debe proteger de ralladuras y se debe evitar que se tuerzan en exceso para no aumentar así su atenuación. Se deben pues recubrir con algún protector y construir en cables. La construcción de un cable de fibra óptica, que contiene múltiples fibras es diferente para un cable submarino que debe soportar presiones superiores a 100GN/m<sup>2</sup>, estar protegido de organismos marinos y durar varias décadas que para un cable que sólo debe interconectar unos ordenadores en un edificio.

Material	Tipo	Recubrimiento / núcleo Diámetro [µm]	NA	Atenuación [dB/km]	Ancho de banda [MB/s km]	Aplicación
Todo plástico	Multimodo con Índice escalón	200-600	0,5-0,6	330-1000	bajo	Bajo coste, conexiones cortas (100m)
		450-1.000				
Recubrimiento de plástico	Multimodo con Índice escalón	50-100	0,2-0,3	4-15	4-15	Bajo coste, corto recorrido, bajo ancho de banda
		125-300				
Silicio	Multimodo con índice escalón	50-400	0,16-0,50	4-50	6-25	Bajo coste, corto recorrido, bajo ancho de banda
		125-300				
Silicio	Multimodo con índice gradual	30-60	0,2-0,3	2-10	150-2.000	Recorrido medio, ancho de banda medio, fuente láser
		100-150				
Silicio	monomodo con índice escalón	3-10 µm	0,08-0,15	0,5-5	500-40.000	Largo recorrido, gran ancho de banda, sistemas láser
		50-125 µm				
Silicio	monomodo				Hasta 100.000.000	Sistemas intercontinentales de gran ancho de banda

Fig. B.3.32: Resumen de las características de las fibras ópticas.

La fibra óptica debe estar protegida de:

1. Ralladuras en su superficie. Por ellas puede escapar el flujo. Se suelen recubrir con un material plástico.
2. Tensión longitudinal. Se suele incluir un alma de acero en un cable de fibra. Además se les da una disposición helicoidal lo que le permite soportar cierta tensión al cable.
3. Torsiones fuertes. Se evita cubriendo el cable de fibra con algún material que le dé dureza e impida que se pueda doblar.



4. Infiltración de agua. Para ello se añaden geles o siliconas para bloquear el agua. La infiltración de agua es un problema muy grave en cables submarinos que sufren altas presiones.
5. Roedores. Cables enterrados requieren recubrimientos de acero para evitar que algún animal pueda dañar el cable.
6. Temperatura. El material del cable tiene que tener coeficientes de expansión compatibles, para evitar que la temperatura puede transmitir una tensión no adecuada a la fibra óptica.

Se podrán distinguir tres tipos básicos de cable,

- a. Cables con mínima protección para interiores.
- b. Cables para telecomunicaciones que irán colgados o enterrados. Requieren protección adicional así como una mayor fuerza.
- c. Cables de aplicaciones especiales, como los utilizados en aplicaciones militares o para cables submarinos.

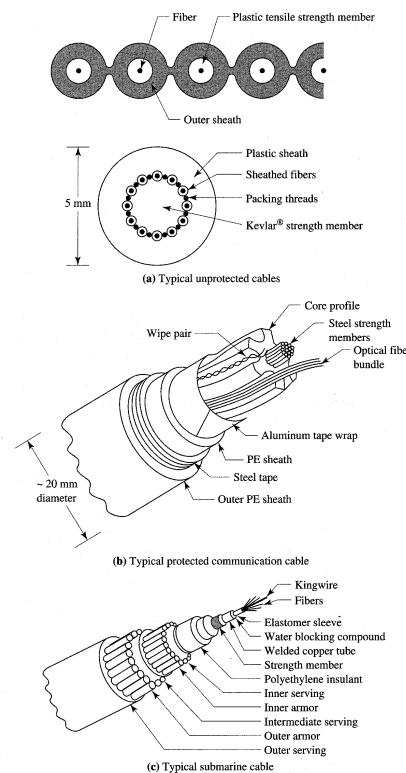


Fig. B.3.33: Ejemplos de cables de fibra óptica.

### B.3.9. Dispositivos acopladores de luz: acopladores de guía a guía

Hemos visto hasta ahora que la propagación de la luz por fibras ópticas se puede realizar por varios modos. En la realidad cuando se propaga un modo por una fibra óptica se va transformando en otro modo diferente. El acoplamiento de la luz de un modo a otro es un

tema importante a conocer en optoelectrónica. La teoría que trata este tema es la teoría de modos acoplados, basada en la teoría de la perturbación que nos dice que la transferencia de un modo a otro se debe a perturbaciones encontradas en el camino óptico.

Además es imprescindible conocer el proceso de transferencia de energía electromagnética de una guía a otra. Los dispositivos encargados de este proceso son acopladores.

### B.3.9.1. Teoría de los modos acoplados y acoplador direccional

Un acoplador direccional es un dispositivo que nos permite acoplar una señal óptica de una guía de onda a otra aprovechando el hecho de que la onda penetra en la zona de recubrimiento del núcleo de la guía. El acoplador clásico tiene dos entradas y dos salidas y acopla la luz que entra por una entrada a la otra guía. Esto sería su funcionamiento pasivo y en su modo de funcionamiento activo se aplica un campo eléctrico a la estructura lo que permite según el campo eléctrico acoplar la onda luminosa a una u otra salida. Esta última posibilidad es de extrema importancia en un sistema de comunicaciones ópticas y puede ser utilizada para dirigir señales.

Supongamos que tenemos un sistema en el que dos guías planas monomodo sobre un mismo sustrato. Las dos guías son paralelas la una a la otra y están separadas una distancia  $g$  durante un espacio de longitud  $L$ . Fuera de esta longitud de interacción  $L$ , las guías se separan. La razón de este acercamiento de las dos guías está en proporcionar un pequeño acoplamiento entre los modos ópticos de las dos guías. De esta forma, cuando las ondas progresan a través de la estructura (a lo largo de la dirección  $z$ ), la energía óptica se transfiere de una a otra.

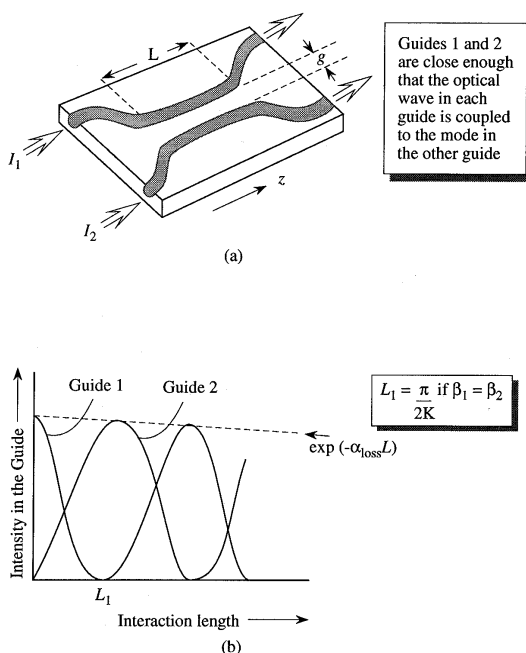


Fig. B.3.34: (a) Esquema de un acoplador direccional. Las dos guías están separadas por un gap  $g$  a lo largo de un tramo  $L$ . (b) Transferencia de potencia óptica de una guía a otra si suponemos que la potencia óptica penetra inicialmente en la guía 1.

Para comprender el funcionamiento del acoplador direccional, vamos a utilizar un modelo sencillo de modos acoplados para describir cómo la luz se transfiere de una guía a la otra. Para simplificar vamos a suponer que únicamente dos modos, uno por cada guía de onda, intervienen en la propagación del pulso. A los modos los llamaremos  $\psi_1$  y  $\psi_2$ . Vamos a suponer que las constantes de propagación (proyecciones de cada vector de onda en la dirección de propagación) son iguales en ambas guías,  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ .

$$\begin{aligned}\Psi_1 &\propto e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \Psi_2 &\propto e^{i(\omega t - \beta z)}\end{aligned}\tag{B.3.123}$$

Sea  $A_1$  y  $A_2$  la amplitud de cada uno de los modos incluyendo la dependencia de fase con la dirección de propagación  $z$ . Si no existe interacción entre ambas guías, es decir su separación es muy grande, las expresiones que nos proporcionan las amplitudes de ambos modos son

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\beta A_1(z) \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\beta A_2(z)\end{aligned}\tag{B.3.124}$$

con:

$$A_1(z) = A_1(0) \cdot e^{-i\beta z}\tag{B.3.125}$$

$$A_2(z) = A_2(0) \cdot e^{-i\beta z}\tag{B.3.126}$$

En un acoplador direccional, el gap  $g$  entre ambas guías es lo suficientemente pequeño como para que las ondas evanescentes de ambos modos  $\psi_1$  y  $\psi_2$  se solapen. Este solape es la perturbación que acopla a ambos modos. Se puede demostrar que este acoplo viene determinado por una constante de acoplamiento  $K$  para los dos modos en las dos guías cumpliéndose que:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\beta A_1(z) - iK A_2(z) \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\beta A_2(z) - iK A_1(z)\end{aligned}\tag{B.3.127}$$

donde la constante de propagación al ser la componente  $z$  del vector de onda podrá escribirse de forma general de la siguiente forma:

$$\beta = \beta_r - i \cdot \frac{\alpha}{2}\tag{B.3.128}$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de pérdidas en la guía y  $\beta_r$  es la parte real de dicha constante de propagación. Supongamos que inicialmente sólo acoplamos luz en la guía 1 en  $z = 0$ , de forma que  $A_1(0) = 1$  y  $A_2(0) = 0$ . El sistema de dos ecuaciones diferenciales y dos incógnitas presenta las siguientes soluciones para los dos modos acoplados:

$$A_1(z) = \cos(K \cdot z) \cdot e^{-i\beta z} \quad (\text{B.3.129})$$

$$A_2(z) = -i \cdot \sin(K \cdot z) \cdot e^{-i\beta z} \quad (\text{B.3.130})$$

La potencia óptica en las guías en un punto  $z$  es

$$P_1(z) = A_1 A_1^* = \cos^2(K z) e^{-\alpha z} \quad (\text{B.3.131})$$

$$P_2(z) = A_2 A_2^* = \sin^2(K z) e^{-\alpha z} \quad (\text{B.3.132})$$

O de otra forma:

$$P_1(z) = \frac{1}{2} [1 + \cos(2 K z)] \cdot e^{-\alpha z} \quad (\text{B.3.133})$$

$$P_2(z) = \frac{1}{2} [1 - \cos(2 K z)] \cdot e^{-\alpha z} \quad (\text{B.3.134})$$

A partir de estas dos expresiones se observa que, a lo largo de la región de acoplo, la potencia de la primera fibra puede ser transferida completamente a la segunda y viceversa. En otras palabras, hay un intercambio periódico de la potencia entre las dos fibras. La distancia mínima a la que se produce una transferencia de potencia completa de la guía 1 a la 2 es:

$$L = L_1 = \frac{\pi}{2K} \quad (\text{B.3.135})$$

a esa distancia  $P_1(L_1) = 0$ .

Si los vectores de onda no son iguales, es decir si las guías no están en fase ( $\beta_1 \neq \beta_2$ ), entonces no se acoplará toda la energía de una guía a otra. Si llamamos,

$$2 \Delta = |\beta_1 - \beta_2| \neq 0 \quad (\text{B.3.136})$$

Se puede demostrar que si  $A_1(0) = 1$  y  $A_2(0) = 0$ , entonces

$$\frac{P_2(z)}{P_1(0)} = \frac{K^2}{K^2 + \Delta^2} \sin^2 \left[ \sqrt{K^2 + \Delta^2} z \right] \quad (\text{B.3.137})$$

de donde se observa que si  $\Delta^2 \gg K^2$  no existe acoplamiento de luz.

### B.3.9.2. Acopladores de guía plana a guía plana

El acoplamiento de guías planas es otro aspecto importante. Si ambas guías se pueden hacer sobre el mismo substrato existirán dos posibilidades de acoplamiento. En la primera los núcleos tienen índices  $n_{r1}$  y  $n_{r3}$  y estos deben ser mayores que cualquier otro índice de la estructura. El acoplamiento se produce debido a los campos evanescentes de los modos. Al igual que en el caso del acoplador direccional existirá una transferencia de energía si  $K \cdot z = \pi/2$  donde  $K$  es la constante de acoplamiento y  $z$  es la distancia de solape. Aunque para una

transferencia completa los factores de propagación deben ser los mismos. Como esto no es siempre posible se tendrá que utilizar otra solución para esos casos.

Para acoplar en este último caso las guías, se utilizará un medio intermedio de índice  $n_{r2} > n_{rs}$ . Cuando la radiación llega al final de la guía 1 no va hacia el substrato sino que es confinada en la capa intermedia y de ahí es acoplada en la guía 2. Si la capa intermedia es diseñada adecuadamente se pueden conseguir acoplamientos de hasta un 100%.

Si las dos guías planas no comparten el mismo substrato entonces se colocan una guía encima de la otra colocando entre ambas un medio para el acoplamiento. El medio intermedio será un medio de índice de refracción menor o sea un "grating". El "grating" (enrejado) nos permite un acoplamiento de alto rendimiento, siempre que la longitud sea la justa y además varía el índice de refracción longitudinalmente por lo que algunas longitudes de onda se reflejan y otras se transmiten.

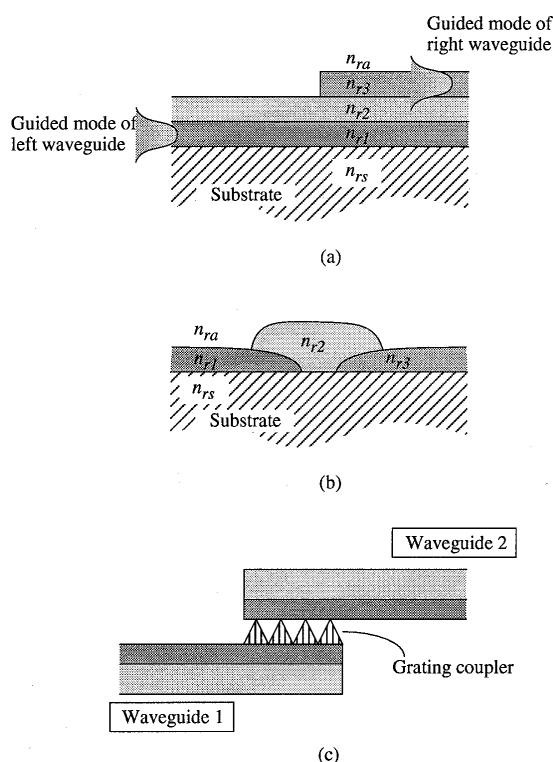


Fig. B.3.35: Formas de acoplar dos guías planas. (a) Las dos guías comparten el mismo substrato. (b) El uso de capas adicionales permite acoplar el modo de una guía a otra. (c) Un enrejado acopla dos guías diferentes.

### B.3.9.3. Acopladores de guías planas a lineales

Para acoplar un modo de una guía plana a una guía lineal (rectangular) se debe buscar un mecanismo para reducir la dimensión transversal del modo planar para coincidir con el modo lineal. Una posibilidad es "introducir" la onda mediante una especie de embudo o bocina ("horn") que acopla la energía de una guía a otra. Técnicas más modernas permiten hacer el acoplamiento a través de un prisma, que es la terminación de la guía plana.

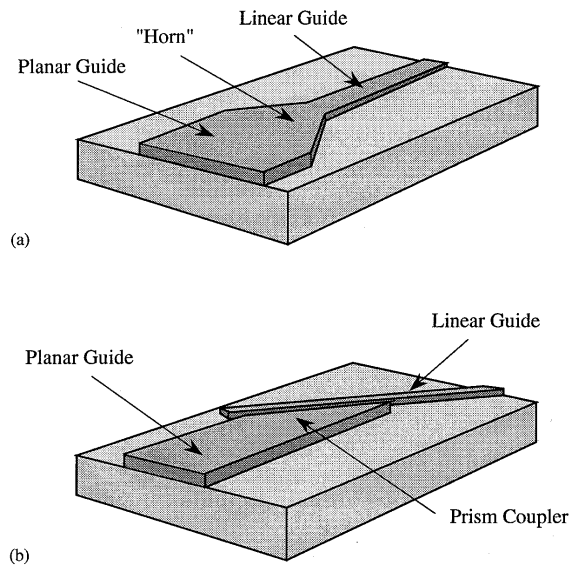


Fig. B.3.36: (a) Acoplamiento de una guía plana y una guía lineal mediante una bocina. (b) Uso de un prisma y gap de aire para acoplar ambas guías.

#### B.3.9.4. Acopladores de guías de onda a fibras ópticas

Este tipo de acoplamientos es de extrema importancia ya que en la actualidad las fibras ópticas son muy utilizadas. La guía de onda puede ser una fuente de luz como un láser semiconductor o puede ser un elemento pasivo que transporte la energía óptica. No sólo habrá que realizar un acoplamiento con el mayor rendimiento posible si no que además dicho rendimiento no debe cambiar con el tiempo.

Dos técnicas muy extendidas son el acoplamiento "butt" y el acoplamiento por lente. En el acoplamiento "butt" se alinea cuidadosamente la fibra con la guía y se pone en contacto físico con ella. La fibra luego se mantiene en esa posición mediante algún tipo de epoxy (resina semiconductor) o fijación mecánica. Si se acopla utilizando lentes se introduce una lente entre la fibra y la guía para un mayor rendimiento.

También se pueden acoplar fibras y guías a partir de los campos evanescentes.

#### B.3.9.5. Empalme, conectores y acopladores de fibras ópticas

La unión de fibras ópticas requiere muchos componentes, siendo los más comunes, los empalmes, los conectores y los acopladores. Estos componentes sirven para conectar las fibras ópticas con sus dispositivos terminales. En comunicaciones de baja frecuencia, su efecto en la calidad de la conexión es despreciable, pero en comunicaciones ópticas, las pérdidas que introducen se tienen que tener en cuenta. Un buen conector o empalme debe transmitir todo el flujo que le llega de una fibra a la siguiente y para ello la sección de los núcleos de las fibras tiene que ser igual y la alineación casi perfecta. Teniendo en cuenta los diámetros de las fibras ópticas (desde unas pocas micras a varios cientos de micras) no es fácil conseguir estos objetivos.

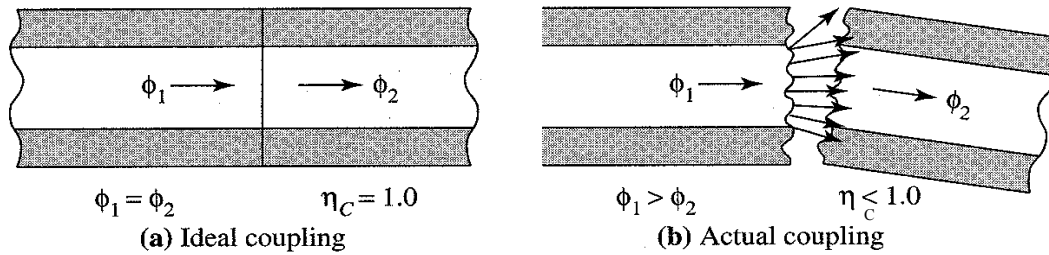


Fig. B.3.37: Acoplamiento ideal (a) y real (b).

Podemos definir un rendimiento de acoplamiento,

$$\eta_c = \frac{P_2}{P_1} \tag{B.3.138}$$

donde  $P_2$ : potencia óptica (flujo radiante) después de la unión,  $P_1$ : potencia óptica antes de la unión.

Las pérdidas de potencia también se suelen describir en decibelios,

$$L_s = -10 \log \eta_c \tag{B.3.139}$$

donde  $L_s$  son las pérdidas de acoplamiento en dB.

Los tres factores principales que influyen en las pérdidas son la conexión, el alineamiento y si el modo de propagación es uno o varios. El modo que llega a una unión no es necesariamente el que se transmite por la siguiente fibra, si no que aparecen otros modos debido a irregularidades en la guía que pueden desaparecer después de un recorrido de fibra. Las pérdidas dependerán pues de a qué distancia de la unión se haga la medida.

Las conexiones las podemos clasificar en dos grupos:

1. Conectores. Los extremos de las fibras se alinean mecánicamente con un tercer medio, normalmente aire, entre ellas.
2. Empalmes. Los extremos de las fibras se sueldan de forma que no existe ningún tercer medio entre sus extremos. También se pueden usar pegamentos con características ópticas parecidas a las de las fibras.

Dado que hay muchos factores que afectan a las pérdidas no existe una sola ecuación que las describe. Daremos pues las ecuaciones más importantes.

Las pérdidas en los conectores de fibras monomodo o multimodo se deben a:

Pérdidas de Fresnel: son causadas por una reflexión existente en la interfase aire/fibra debido a la diferencia en los índices de refracción del aire y de la fibra.

$$\eta_F = \left( \frac{4n_1 n_0}{[n_1 + n_0]^2} \right)^2 \tag{B.3.140}$$

donde  $\eta_F$ : rendimiento de acoplamiento teniendo en cuenta las pérdidas de Fresnel,  $n_1$ : índice de refracción de la fibra,  $n_0$ : índice de refracción del aire (=1).

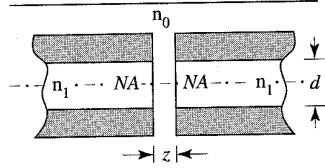
y

$$L_F = -10 \log \eta_F \tag{B.3.141}$$

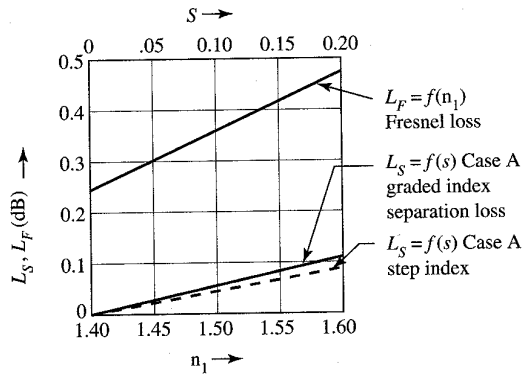
Estas pérdidas no se pueden evitar y aparecen en todos los conectores que tienen aire entre los extremos de las fibras.

Para calcular las pérdidas debidas a las otras causas, también existen expresiones empíricas, pero dependen de parámetros muy difíciles de obtener. Por ello es más usual utilizar gráficas. A partir de dichas gráficas puede estimarse la magnitud de las pérdidas.

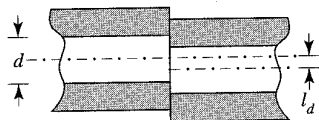
Separation loss ( $L_S$ ) and Fresnel loss ( $L_F$ )



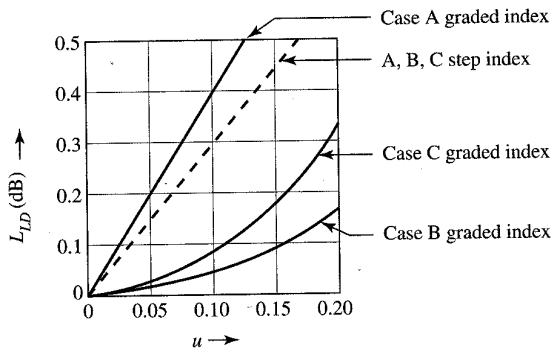
For air  $n_0 = 1$   
 $S = \frac{z}{d} \times NA$   
 Separation loss in case B and C is very small.



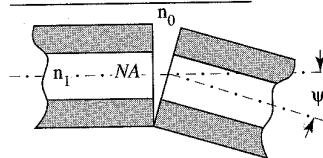
Lateral displacement loss ( $L_{LD}$ )



$$u = \frac{l_d}{d}$$

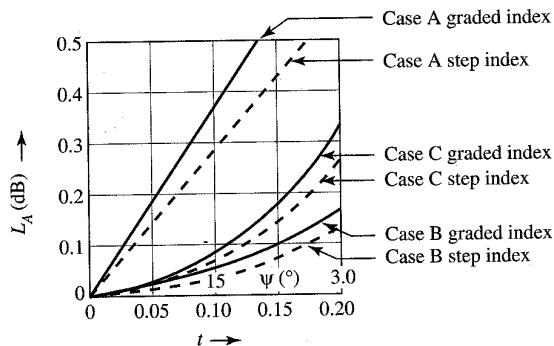


Angular misalignment loss ( $L_A$ )



$$t = n_0 \times \frac{\sin \psi}{NA}$$

$\psi^\circ$  is calculated for  $NA = .025$  and  $n_0 = 1.00$





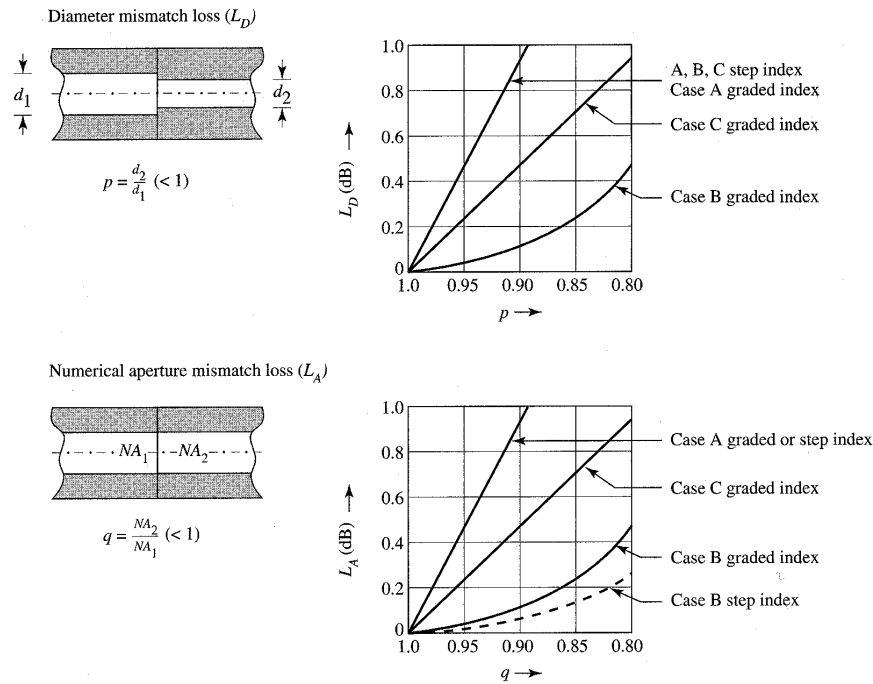


Fig. B.3.38: Pérdidas de conexión en fibras de índice escalón e índice gradual. El caso A es para una fibra muy corta, el B para una fibra larga y el C para una fibra muy larga donde el empalme está en su mitad.

Como ya hemos dicho las pérdidas no sólo dependen de la pérdida de flujo, si no también de la distribución de potencia entre modos. Cuando aparece una irregularidad en la fibra el modo que se está propagando se desdobra en múltiples modos la mayoría de los cuales se atenúan mucho más rápidamente que el modo original, por lo que a una cierta distancia de la irregularidad tendremos el modo estable o tal vez todavía la mezcla de varios modos.

Una conexión en la fibra introduce una irregularidad y las pérdidas debidas a la conexión se miden bajo las siguientes condiciones:

- a. medida en un cable corto acoplado a una fuente de perfil ancho de intensidad (como por ejemplo un LED)
- b. medida al final de una fibra de gran longitud (1km) después de la conexión.

Por último mencionar las pérdidas introducidas por el incorrecto alineamiento de las fibras. En una fibra multimodo el diámetro es de 50µm a 120µm y el desplazamiento lateral de sus centros en unas décimas de micra ya produce unas pérdidas considerables. Para una fibra monomodo el problema es aún mayor.

Además de ofrecer un buen alineamiento, un conector debe ser fácil de usar, ser resistente y de un coste reducido, lo que es difícil de cumplir.

Los **conectores** pueden ser divididos en tres grupos:

1. Los extremos de las fibras se insertan en un preciso surco en forma de V lo que las alinea de forma automática. Aunque para ello se requiere un recubrimiento muy uniforme para no deformar el núcleo al insertar las fibras en el surco.

2. Una especie de "enchufe" junto con un sistema de guiado que ajusta los extremos de las fibras. Aunque este método es más preciso, también es más caro ya que requiere elementos mecánicos de precisión.
3. Se utilizan dos lentes para expandir y luego volver a encoger (colimar) el haz de luz y así hacer más fácil su alineación. Esta técnica también requiere una alineación angular de precisión. Además se introducen pérdidas añadidas debido a reflexiones y absorciones en las lentes.

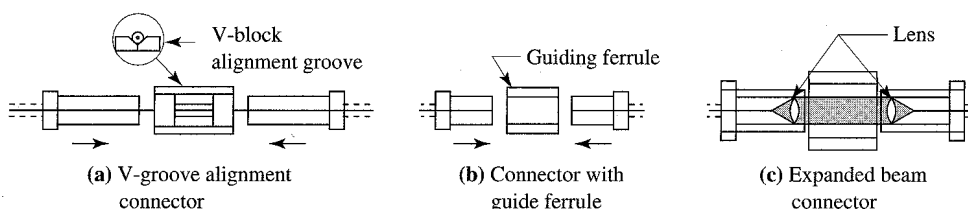


Fig. B.3.39: Tipos de conectores básicos.

Los **empalmes** son conexiones permanentes en las fibras ópticas. En un empalme, los extremos de las fibras están permanentemente conectados por fusión, soldadura o pegados. Por tanto, las pérdidas de Fresnel son eliminadas. Las pérdidas más importantes en un empalme son las debidas al desplazamiento lateral del extremo de la fibra. La alineación de los extremos de las fibras en un empalme es lo más importante, cuando estos están limpios y tienen cortes paralelos.

Una técnica de empalme muy utilizada es el empalme capilar donde los extremos de las fibras son insertados en un fino tubo de cerámica o vidrio cuyo diámetro es ligeramente mayor que el diámetro de las fibras. Un pegamento transparente se aplica a través de un pequeño orificio existente en el tubo.

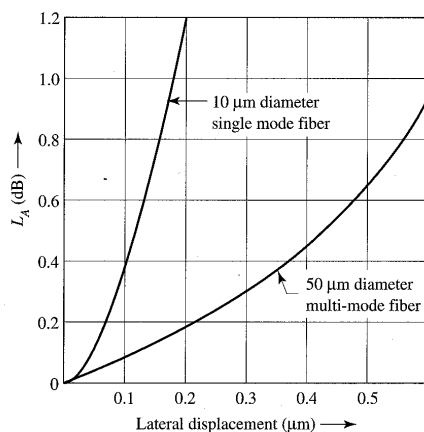


Fig. B.3.40: Pérdidas en un empalme debidas al desplazamiento lateral de la fibra.

Otra técnica de empalme utiliza un bloque con un surco en forma de V. Una vez encaradas las fibras se añade una gota de pegamento y se realiza el empalme.

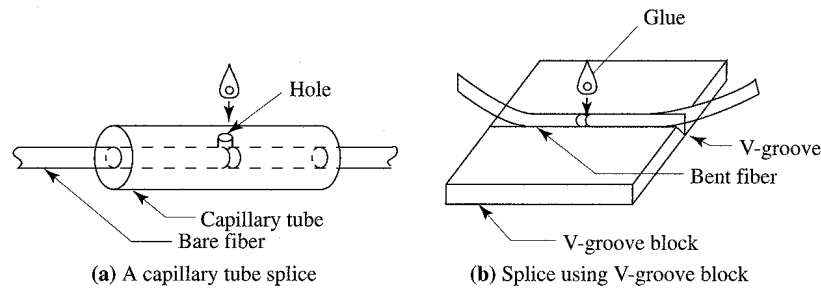


Fig. B.3.41: Técnicas básicas de empalmes por pegado.

Con el empalme por fusión o soldadura se puede obtener una unión casi perfecta. Sin embargo, el proceso es más complejo y requiere de un equipo altamente sofisticado. Un dispositivo de empalme por fusión consta de dos bloques de alineamiento con sendos surcos en forma de V donde se insertan los extremos de las guías. Uno de los bloques puede ser manipulado para alcanzar un alineamiento casi perfecto (este proceso es observado al microscopio). Mediante el uso de dos electrodos se realiza una descarga eléctrica para fusionar las fibras. Láseres o microllamas pueden ser también utilizadas. Antes de la fusión, los extremos de las fibras se sueldan con el mismo arco o fuente de calor.

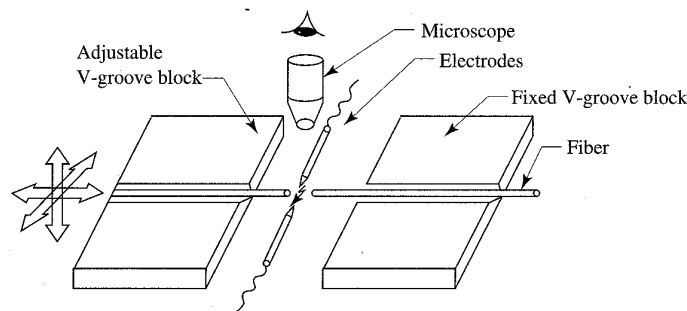


Fig. B.3.42: Dispositivo para empalmes por fusión de fibras.

Los **acopladores direccionales**, cuyo comportamiento teórico ya hemos visto, son dispositivos que acoplan la señal de una fibra a otra. Se utilizan en la implementación de redes para distribuir la misma señal (energía óptica) a múltiples usuarios o para la construcción de un enlace óptico bidireccional. En la siguiente figura se muestran algunas configuraciones de acoplador direccional.

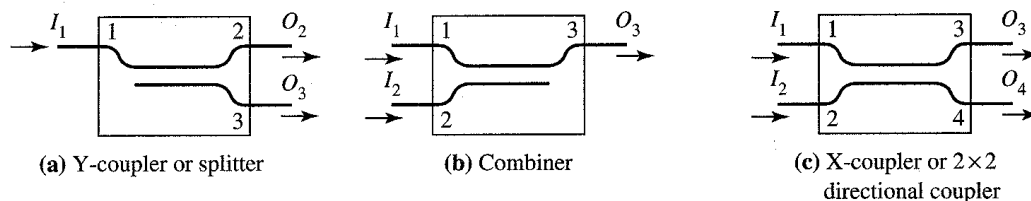


Fig. B.3.43: Acopladores ópticos básicos.

En (a) se muestra un acoplador en Y o divisor de la señal óptica. En un acoplador en Y la potencia de entrada por el puerto de entrada 1 se divide entre los puertos de salida 2 y 3. Cuando la división de potencia entre las dos salidas no es la misma, el dispositivo es llamado acoplador en T. El puerto de salida de menor potencia puede ser utilizado para monitorizar la potencia en la línea principal. En (b) se muestra un combinador óptico en el que las señales de entrada de los puertos 1 y 2 se combinan en un único puerto de salida 3. En (c) se muestra un

acoplador en X o acoplador 2x2 en que se conjugan tanto la división como la combinación. Aquí, las señales de los puertos de entrada 1 y 2 se dividen entre los dos puertos de salida 3 y 4.

Partiendo de los esquemas mostrados son posibles muchas otras configuraciones. Por ejemplo, el acoplador en estrella N x M en que las señales procedentes de los N puertos de entrada se dividen entre los M puertos de salida. También es posible implementar multiplexores y demultiplexores ópticos.

Un acoplador óptico ideal es unidireccional; es decir, no hay potencia transferida entre los distintos puertos de entrada siendo toda la potencia de entrada transferida desde los puertos de entrada a los puertos de salida. En acopladores reales, puede ocurrir que parte de la señal se transfiera entre distintos puertos de entrada y que parte de la potencia se pierda en la transferencia desde la entrada a la salida. Es decir, que aunque en los acopladores ideales no hay pérdidas, estas sí que aparecen en la realidad y son debidas a energía que se acopla entre las diferentes entradas (cuando hay más de una) y las propias pérdidas producidas al transferirse energía de la entrada a la salida. Estas características se especifican mediante el uso de una serie de términos que vamos a ver a continuación.

La **direccionalidad o aislamiento** mide el aislamiento entre dos puertos de entrada i y j y se define como

$$D_{ij} = -10 \log \frac{P_j}{P_i} \quad (\text{B.3.142})$$

donde  $D_{ij}$  es la direccionalidad o aislamiento de los puertos de entrada i y j (dB),  $P_i$  es la potencia aplicada al puerto de entrada i (W) y  $P_j$  es la potencia medida en el puerto de entrada j (W). Esta medida se realiza terminando todos los demás puertos pero sin aplicar potencia.

Las **pérdidas** en el acoplador se expresan como **rendimiento de transmisión** que se define como,

$$\eta_T = \frac{\sum P_o}{\sum P_i} \quad (\text{B.3.143})$$

donde  $\sum P_o$  es la potencia total medida en todos los puertos de salida (W) y  $\sum P_i$  la potencia total aplicada a todos los puertos de entrada (W).

El rendimiento de transmisión también lo podemos expresar en función de las pérdidas de acoplamiento en dB

$$L_C = -10 \log \eta_T \quad (\text{B.3.144})$$

Existen múltiples formas de realizar un acoplador. Las más sencillas se muestran en la siguiente figura.

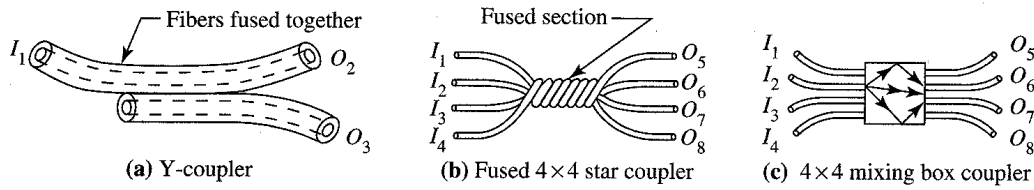


Fig. B.3.44: Construcción simple de acopladores.

La manera más sencilla de realizar un acoplador es la fusión de dos fibras de manera que el flujo que circula a través de una de ellas pueda escapar a la otra, formando un acoplador en Y (a). Varias fibras pueden ser retorcidas y unidas conjuntamente formando un acoplador en estrella 4 × 4, (b). Otro método consiste en llevar los extremos de las fibras a una sección mezcladora transparente donde el flujo de los puertos de entrada es dirigido a los puertos de salida (c). Se pueden también formar acopladores a partir de vidrio y substrato semiconductor. Existen dispositivos acopladores mucho más sofisticados llamados **multiplexores por división de longitud de onda (WDM)** que pueden insertar (o extraer) señales de una determinada banda de frecuencias en un nodo de la red. En la siguiente figura se ilustra el principio de funcionamiento de un acoplador WDM.

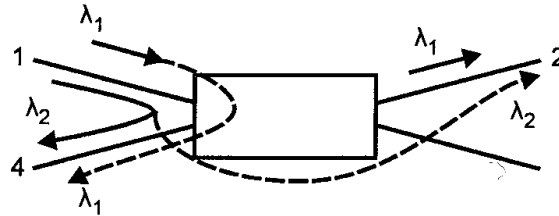


Fig. B.3.45: Acoplador WDM.

Este acoplador se diseña para trabajar con dos o más longitudes de onda simultáneamente y para su manejo es necesario consultar las especificaciones que nos proporciona el fabricante en lo que respecta a la direccionalidad o aislamiento. En el ejemplo de la figura, luz con longitud de onda  $\lambda_1$  es dirigida desde el puerto 1 al 2, pero, desafortunadamente, penetra en el puerto 4. De manera similar, la propagación de la luz con longitud de onda  $\lambda_2$  desde el puerto 1 al 4 es deseada pero no su aparición en el puerto 2. Las direccionalidades

$$D_{14} = -10 \log \frac{P_4(\lambda_1)}{P_1(\lambda_1)}$$

$$D_{21} = -10 \log \frac{P_2(\lambda_2)}{P_1(\lambda_2)} \tag{B.3.145}$$

nos indican qué parte de la señal de longitud de onda  $\lambda_1$  alcanza la salida de la señal de longitud de onda  $\lambda_2$  y viceversa. Como, en este caso esto es un efecto no deseado, la direccionalidad o aislamiento en dB deberá tener un valor apreciable (del orden de 30 o 40dB).

### B.3.10. Acoplamiento rayo-guía de onda

La conversión de un rayo de luz en el vacío (aire) a un modo de una guía es una compleja tarea que requiere dispositivos especiales o acopladores.

Los rayos de luz se generan por fuentes de luz como láseres y LEDs. En general no serán ondas planas con la amplitud uniforme perpendicular a la dirección de propagación, si no con un perfil de amplitud no uniforme en el espacio. Se puede asociar cierta anchura o dispersión transversal al rayo. Si el perfil de dicha amplitud transversal es similar a un modo particular de la guía de onda a la cual debemos acoplar el rayo, es relativamente fácil acoplar el rayo utilizando acopladores transversales. Generalmente estos acopladores no son muy eficientes y es más recomendable utilizar prismas, "gratings" (enrejados) o cortes para una mayor eficiencia en el acoplamiento.

#### B.3.10.1. Acopladores transversales

En estos acopladores se aprovecha la naturaleza de los campos del propio rayo (producido por ejemplo por un láser) de forma que mediante una lente se acopla directamente el modo del rayo al modo de la guía. La lente permite enfocar el rayo directamente a la guía. Aunque los acopladores transversales son muy eficientes en teoría, en la vida real esto no es así debido a pérdidas de acoplamiento no exacto del rayo y el perfil del modo de la guía, alineamiento incorrecto, etc.

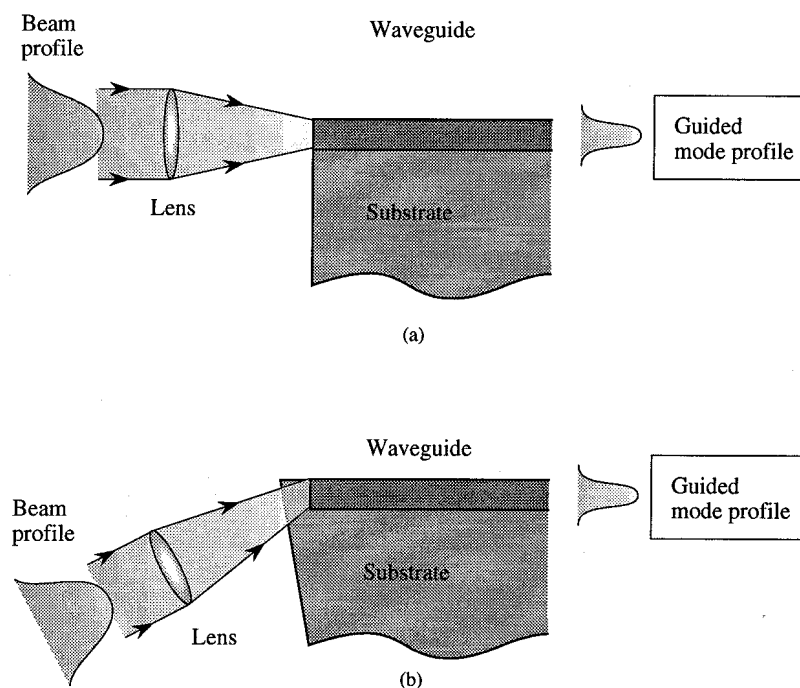


Fig. B.3.46: (a) Acoplamiento transversal de un rayo a una guía de onda. Hay que hacer coincidir el modo del rayo con el modo de la guía. (b) Acoplamiento transversal para el caso en el que el límite de la guía es cortado a un ángulo dado para el acoplamiento de la luz.

### B.3.10.2. El acoplador prisma

Otra forma muy común de acoplamiento de un rayo a una guía es mediante la utilización de un prisma como acoplador. En este sistema se aprovechan las ondas evanescentes producidas en la reflexión interna total en un prisma y se acoplan dichas ondas a los campos de "cola" de un modo guiado de una guía plana. Cuando se acoplan una onda evanescente y la onda del modo guiado, la energía se va transfiriendo de forma periódica en la distancia de interacción entre la una y la otra como ya hemos visto antes en un acoplador direccional. Si la distancia de interacción se selecciona cuidadosamente, podemos transferir toda la energía del rayo al modo guiado.

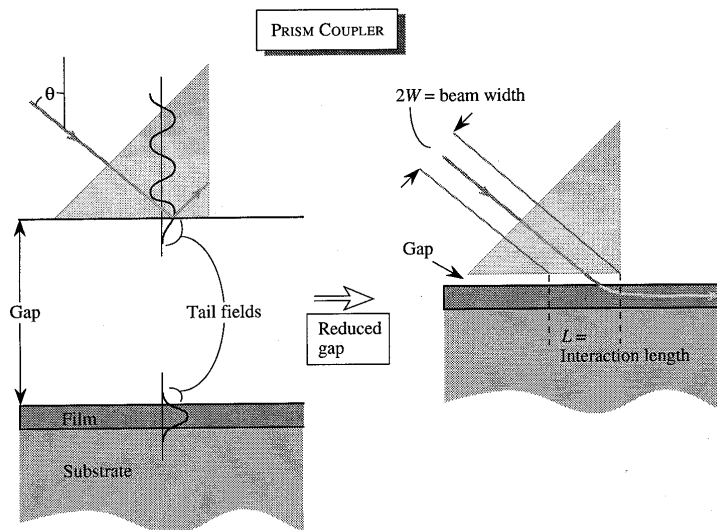


Fig. B.3.47: La parte superior izquierda de esta figura muestra los campos evanescentes en un prisma donde la luz sufre un proceso de reflexión interna total. En la parte inferior izquierda de la figura se muestra el modo guiado en una guía plana donde la superficie de cubierta es aire. Si se reduce la distancia entre el prisma y la guía plana se acoplarán los modos. Si la longitud de interacción,  $L$ , se escoge apropiadamente se puede transferir la energía del prisma a la guía.

En la figura anterior se observa un rayo incidente que incide sobre el prisma con un ángulo de incidencia igual a

$$\theta > \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{ra}}{n_{rp}}\right) \quad (B.3.146)$$

donde  $n_{ra}$  y  $n_{rp}$  son los índices de refracción del medio menos denso y el índice de refracción del prisma. Un campo de "cola" penetra en el medio menos denso, como se muestra en la figura, debido a los campos evanescentes producidos por el proceso de reflexión interna total. Al otro extremo del medio menos denso está la guía plana que tiene como recubrimiento dicho medio menos denso de índice de refracción  $n_{ra}$ . En la figura podemos observar el perfil del campo debido a un modo que se propaga en la guía de onda.

Si se reduce el gap de la región intermedia "a" se produce un pequeño acoplamiento entre los campos evanescentes del prisma y del modo en la guía plana. Como ya se comentó para el caso de un acoplador direccional, una transferencia de energía puede tener lugar si la distancia de interacción  $L$  es escogida tal que

$$KL = \frac{\pi}{2} \tag{B.3.147}$$

donde K es el coeficiente de acoplamiento.

Si además ambos modos están en fase la transferencia de energía será completa. La condición que se ha de cumplir para que estén en fase es,

$$k_p \sin\theta = \beta \tag{B.3.148}$$

siendo  $k_p$  el vector de onda en el medio menos denso (gap) y  $\beta$  la constante de propagación en la guía.

A partir de la figura puede observarse como la distancia de interacción está relacionada con la anchura del rayo y para un rayo de anchura  $2W$ , L valdrá

$$L = 2W \sec\theta \tag{B.3.149}$$

De manera que en un diseño apropiado (para el gap) se habrá de asegurar que el coeficiente de acoplo sea tal que optimice la transferencia de energía.

El acoplador prisma es bastante eficiente y se consiguen eficiencias de hasta el 80%, valores muy adecuados para un acoplamiento rayo-guía en la gran mayoría de aplicaciones.

### B.3.10.3. El acoplador de enrejado

El acoplador de enrejado es otro acoplador importante y eficiente de un rayo a un modo guiado. El acoplador de enrejado consiste en exponer material fotosensible (fotoresistencia) a un patrón de interferencia con la periodicidad deseada.

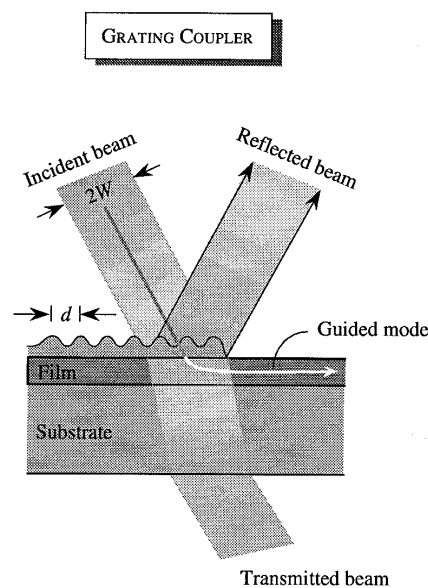


Fig. B.3.48: Esquema de un acoplador de enrejado. En un acoplador correctamente diseñado hay pocas pérdidas de energía radiante por el rayo reflejado y transmitido. Sin embargo, comparado con el acoplador prisma, existen unas pérdidas de transmisión que reducen la eficiencia del acoplador de enrejado.



El funcionamiento del acoplador de enrejado se basa en el principio de modos acoplados que ya hemos visto en el acoplador prisma. Pero hay que tener en cuenta que debido a la periodicidad natural del enrejado, las constantes de propagación en el enrejado son de la forma,

$$\beta_{\text{enr}} = \beta_0 + \frac{2\pi v}{d} \quad (\text{B.3.150})$$

donde  $d$  es la distancia periódica del enrejado. Se observa como por tanto el enrejado tiene una constante de propagación  $\beta_{\text{enr}}$  diferente para cada longitud de onda. Si la influencia del enrejado sobre la guía es pequeña,  $\beta_0$  será parecida a la constante de propagación en la guía (sin enrejado), es decir,  $\beta_0 \cong \beta$ . Para conseguir que las fases sean iguales entre las regiones enrejado-guía y el aire, se debe cumplir que,

$$k_a \sin\theta = \beta_{\text{enr}} \quad (\text{B.3.151})$$

donde  $k_a$  es el vector de onda en el aire y  $\theta$  es el ángulo de incidencia. Si las fases coinciden se puede llegar a acoplar hasta un 70% de la energía del rayo al modo guiado.

La gran ventaja del acoplador de enrejado frente al acoplador prisma es su estructura planar lo que lo hace muy atractivo para sistemas optoelectrónicos integrados. Sin embargo, la eficiencia del acoplamiento no es tan buena debido a la presencia del haz transmitido ya que no hay reflexión interna total.

Además de los acopladores vistos hasta ahora, existen acopladores de corte y holográficos. En los acopladores de corte, los límites de la película de la guía se van cortando reduciendo así su grosor por ejemplo digamos desde  $d$  hasta 0. Como consecuencia de esto, cuando un modo guiado se propaga hacia el límite de la guía se convierte en un modo radiado. El rayo emergente, suele ser divergente lo que limita el uso de esta técnica.

En el acoplador holográfico se combina un holograma con un enrejado lo que permite acoplar un rayo láser con alta eficiencia a una guía.

#### **B.3.10.4. Fuentes luminosas para fibras ópticas y detectores**

Para fibras ópticas las fuentes de luz deben cumplir algunos requisitos. Deben transmitir en las ventanas de longitud de onda de mínimas pérdidas que están en 850nm, 1300nm o 1650nm. El perfil de intensidad debe ser el adecuado para un máximo acoplamiento de energía a la fibra. Y para transmisión de datos a alta velocidad los tiempos de subida y bajada deben ser muy cortos. Además se deben tener en cuenta los costes, la fiabilidad y el envejecimiento de las fuentes de luz.

Los LEDs y los diodos láser son los dispositivos que cumplen estos requisitos. El LED es más barato y se puede utilizar hasta frecuencias de varios cientos de megahercios. Los diodos láser son más caros y se utilizan para mayores frecuencias de transmisión. Además son menos fiables que los LEDs.

Parámetro	LED	Diodo láser	unidad
Potencia de salida	1 a 10	1 a 100	mW
Potencia acoplada a la fibra	0,0005 a 0,5	0,5 a 5	mW
Ancho de banda en 800nm	35 a 50	2 a 3	nm
Ancho de banda en 1300nm	70 a 100	3 a 5	nm
Tiempo de subida	2 a 50	<1	ns
Respuesta en frecuencia	<500	>500	MHz
Coste	bajo	alto	

Fig. B.3.49: Comparación entre el LED y el diodo láser.

Nosotros vamos a hacer un mayor énfasis en el LED ya que es el componente principal para comunicaciones a corta distancia. En la siguiente tabla enumeramos los principales LEDs utilizados como fuentes de luz para fibras ópticas.

Material	Longitud de onda [nm]	Gap energético entre bandas [eV]
GaP	570	2,18
GaP/GaAsP	580-650	2,14-1,91
AlGaAs	650-900	1,91-1,38
GaAs	900	1,38
InGaAs	1000-1300	1,24-0,95
InaASP	900-1700	1,38-0,73

Fig. B.3.50: LEDs utilizados como fuentes para fibras ópticas.

Las estructuras de LED básicas para fibras ópticas son el LED emisor por superficie (SLED) y el LED emisor por borde (ELED).

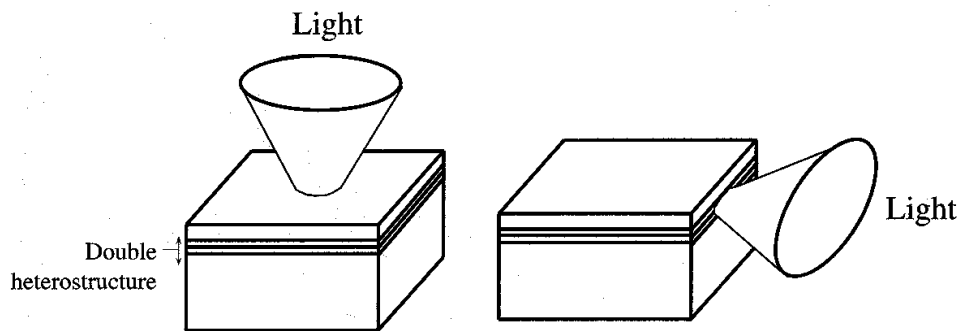


Fig. B.3.51: SLED y ELED.

En el SLED el flujo se irradia perpendicularmente a las capas p-n y a través de esas capas. Existen dos tipos, los de tipo pozo y los de superficie plana.

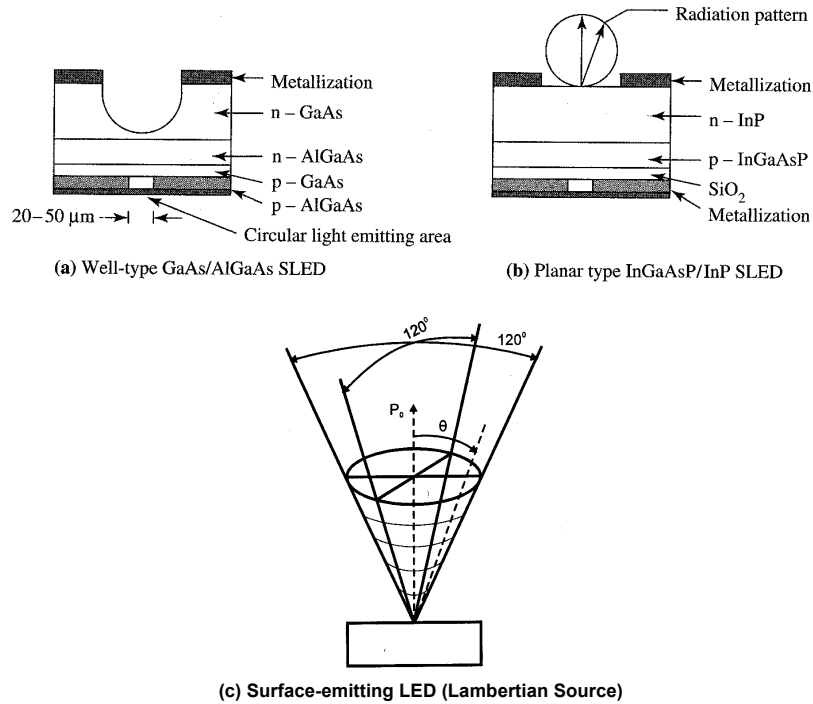


Fig. B.3.52: Construcción típica de un SLED.

El patrón de radiación de un **SLED** está próximo al patrón Lambertiano. Por tanto, los SLEDs son difíciles de acoplar a una fibra con una estrecha apertura y, por esta razón, se utilizan más con fibras multimodo que tienen mayor apertura numérica. La fibra en ocasiones es soldada al SLED de tipo pozo para un mejor acoplamiento. Esta estructura se llama de "cola de cerdo" y necesita un conector adicional para conectar la fibra y la fuente. La desventaja es que dicho SLED sólo se podrá acoplar a la fibra que tiene soldada.

El **ELED** (led emisor por borde) emite radiación en un plano paralelo a las capas p-n, de forma parecida al diodo láser. El resultado es que el patrón de radiación es elíptico y, por tanto no es simétrico. Como los ángulos de radiación en ambas direcciones son menores que los de un SLED, los ELEDs son los preferidos para fibras monomodo.

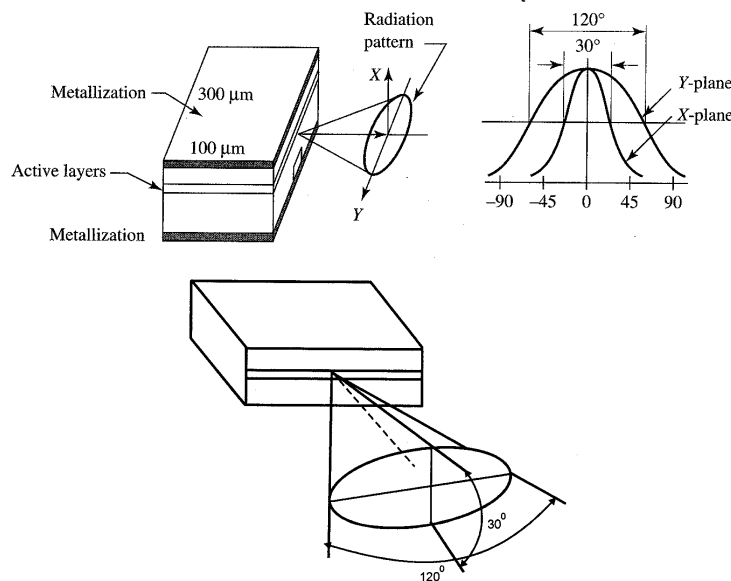


Fig. B.3.53: Estructura y patrón de radiación de un ELED.

Un tipo especial de ELED son los **diodos superluminiscentes** (SLD) que son una mezcla de LED y diodo láser. En un SLD se produce una amplificación de luz por emisión estimulada, aunque este diodo no tiene un mecanismo de realimentación como los diodos láser. El resultado son intensidades mayores y anchos de banda más estrechos.

En comunicaciones ópticas es imprescindible conocer la potencia óptica (el término flujo, aunque representa la misma cantidad, no es casi utilizado). La potencia óptica generada por un LED se puede calcular de la siguiente ecuación:

$$P_{LED} = \eta_q i_D V_G \tag{B.3.152}$$

donde  $\eta_q$ : eficiencia cuántica de la unión (fotones por electrón),  $i_D$ : corriente por el LED (A),  $V_G$ : gap de energía de la unión p-n (eV)

Como la eficiencia cuántica depende del diseño de la unión y no suele ser conocida, no se puede utilizar esta expresión para calcular la potencia de salida del LED, aunque sí nos indica que la potencia depende de la corriente. Sólo una pequeña parte de la potencia de salida se puede acoplar a la guía. La cantidad acoplada depende del tipo de fibra y el perfil de radiación del LED. En el caso de un SLED y una fibra con cambio de índice de refracción escalón, la potencia acoplada a la fibra se puede calcular a partir de

$$P_F = P_{LED} T NA^2 \tag{B.3.153}$$

donde  $P_F$ : potencia acoplada a la fibra,  $T$ : coeficiente de transmisión del medio entre el LED y la fibra,  $NA$ : apertura numérica de la fibra.

El coeficiente de transmisión considera las pérdidas en el medio y las pérdidas de Fresnel en la superficie de la fibra. Es relativamente común acoplar sólo un 5% de la potencia de salida del SLED a la fibra.

Para mejorar el acoplamiento entre la fuente y la fibra se puede utilizar una lente, que separada o unida al LED, sirve para estrechar el rayo de salida del LED. Además es imprescindible el conocer las condiciones térmicas y de disipación térmica para conseguir una vida útil larga y una buena fiabilidad.

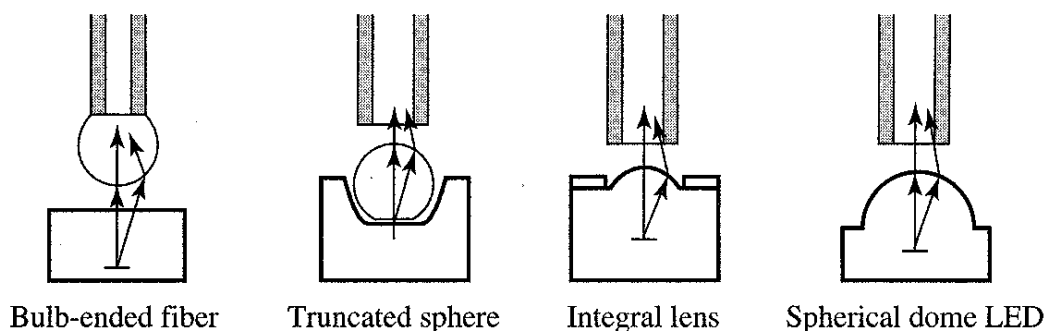


Fig. B.3.54: Técnicas para mejorar el acoplamiento de un SLED a una fibra.

B.3.10.4.1. Circuitos de excitación de LEDs

El ancho de banda de la comunicación es una de las características más importantes en una conexión con fibra óptica. Los tiempos de subida y bajada de la fuente son factores determinantes en dicho ancho de banda. El valor de estos tiempos depende del tiempo de vida de los portadores ( $\tau$ ) en la unión y del tipo de LED utilizado. Se puede mejorar la respuesta de un LED con circuitos especiales de excitación (circuitos generadores de pico). Mediante dichos circuitos se distorsiona la forma de onda que ataca al LED para así obtener una transferencia más rápida durante los periodos de paso a ON y a OFF.

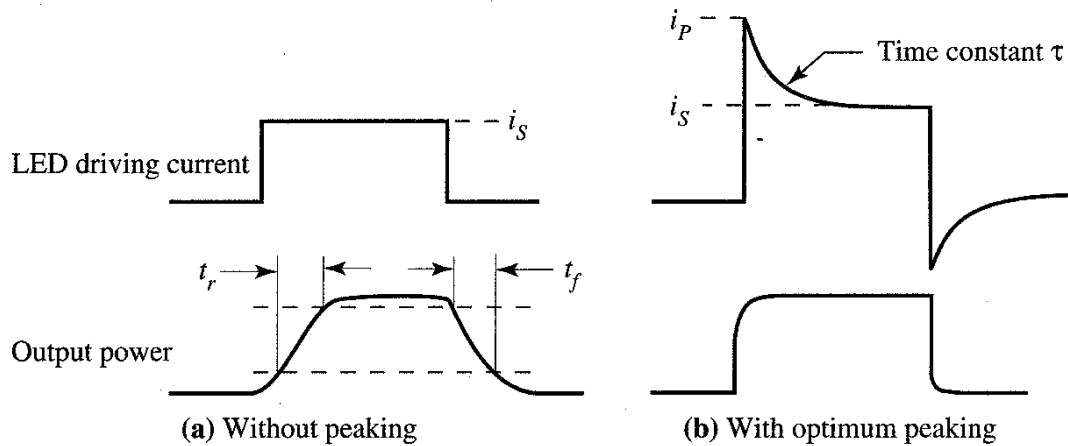


Fig. B.3.55: Forma de onda con pico para mejorar la respuesta de un LED.

Los circuitos básicos utilizados para la excitación de LEDs pueden ser con conexión en serie o en paralelo. La conexión en paralelo es algo superior a la serie. En la siguiente figura se muestran algunos circuitos de excitación típicos de LEDs, con o sin generación de pico para la aceleración de la conmutación. Además podemos encontrar las fórmulas de diseño de estos circuitos. Además decir que los circuitos serie se suelen diseñar para que suministren una pequeña corriente continua al diodo de forma que su conmutación a ON sea más rápida. Circuitos de aceleración (generadores de pico) diseñados cuidadosamente pueden mejorar el tiempo de subida e incrementar el ancho de banda en al menos un factor dos. Para anchos de banda todavía mayores o pulsos más rápidos es conveniente utilizar diodos láser. Los diodos láser son utilizados para grandes velocidades de datos ("data rate") y líneas de transmisión largas.

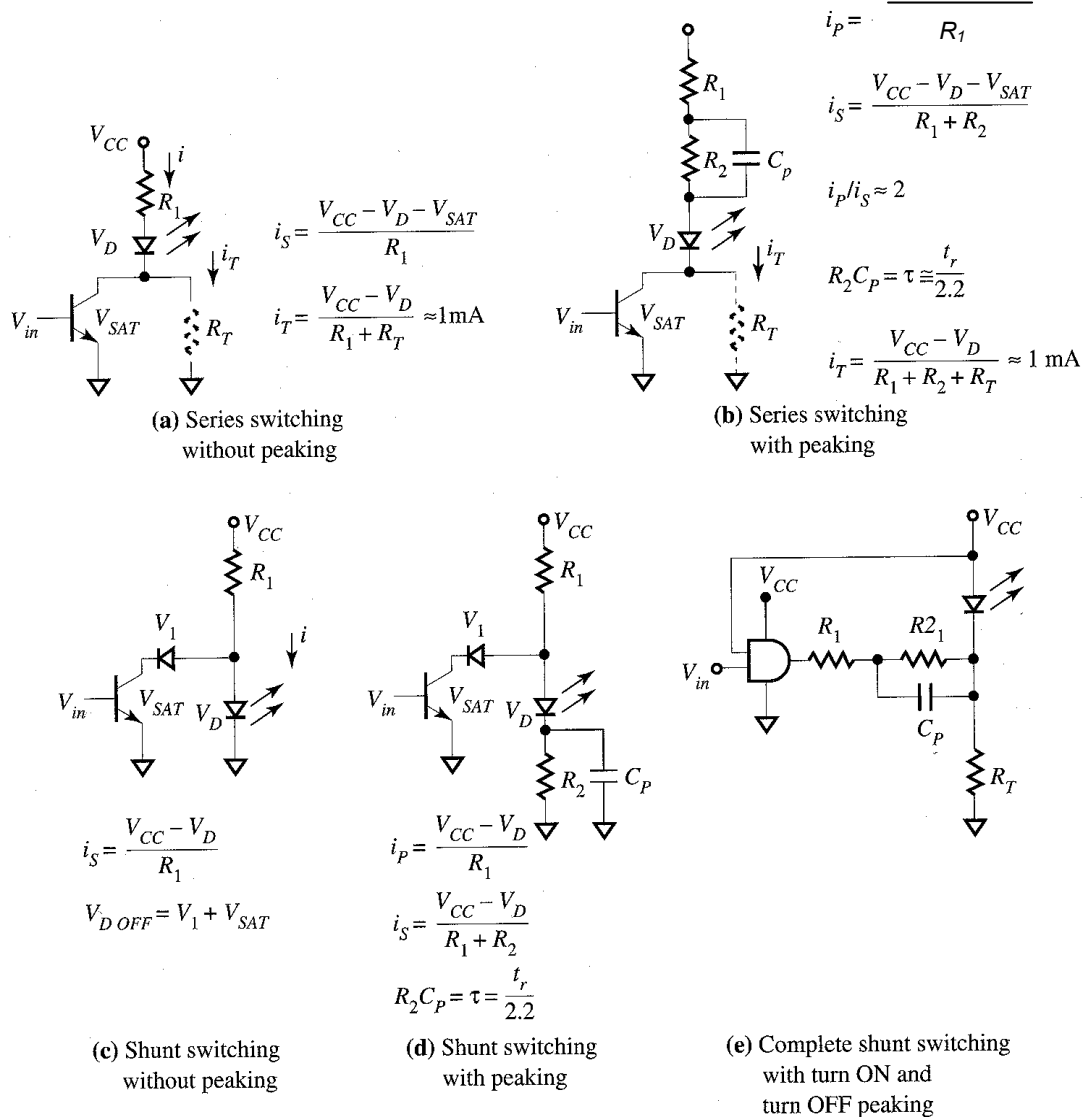


Fig. B.3.56: Circuitos más comunes para excitar un LED.

B.3.10.4.2. Detectores de fibra óptica

Los detectores utilizados con fibras ópticas son en casi todos los casos fotodiodos. Aunque este dispositivo será tratado con mayor profundidad más adelante, en este apartado se va a presentar desde la perspectiva de la fibra óptica.

En fibras ópticas la mayoría de los cálculos se basan en la potencia óptica expresada en dBm. El nivel de referencia del dBm es 1mW. Por tanto, la potencia teniendo en cuenta esta referencia se puede expresar como:

$$dBm_1 = 10 \log \frac{P_1}{P_0} \quad \text{o} \quad P_1 = P_0 10^{\frac{dBm_1}{10}} \tag{B.3.154}$$

donde dBm<sub>1</sub>: nivel de potencia de P<sub>1</sub> en dBm, P<sub>1</sub>: potencia de P<sub>1</sub> en mW, P<sub>0</sub>: nivel de referencia de potencia (= 1mW)

Un fotodiodo de unión es una fuente de corriente constante. Su buen funcionamiento puede ser evaluado a partir de la **responsividad** del fotodiodo, la cual puede expresarse como responsividad en corriente a partir de la relación entre la corriente que circula por éste y la potencia aplicada o como responsividad en tensión teniendo en cuenta la caída de tensión en los extremos de la carga  $R_L$ . Teniendo en cuenta el circuito equivalente del diodo (a), la responsividad se puede expresar como,

$$RE_i = \frac{i_D}{P} = \frac{\eta e (\lambda \times 10^{-9})}{hc} = (0,804 \cdot 10^{-3}) (\eta \lambda) \quad (B.3.155)$$

y

$$RE_v = RE_i R_L \quad (B.3.156)$$

donde  $RE_i$ : es la responsividad en corriente (A/W),  $RE_v$ : responsividad en tensión,  $P$ : potencia óptica aplicada (W),  $i_D$ : corriente por el fotodiodo (A),  $\eta$ : eficiencia cuántica de la unión (electrones/fotones),  $\lambda$ : longitud de onda (nm),  $e$ : carga del electrón  $1,60 \times 10^{-19} C$ ,  $h$ : constante de Planck  $6,63 \times 10^{-34} J \cdot s$ ,  $c$ : velocidad de la luz  $3,00 \times 10^8 m/s$ ,  $R_L$ : resistencia de carga ( $\Omega$ ).

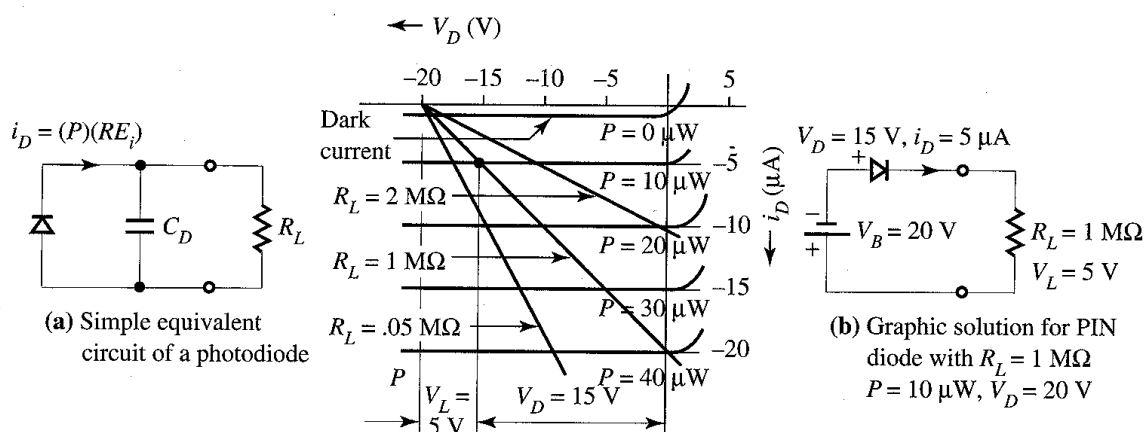


Fig. B.3.57: Circuito equivalente del fotodiodo PIN y sus características.

Ya hemos visto que la eficiencia cuántica depende del material semiconductor y de la construcción de la unión. Para Si y InGaAs vale alrededor de 0,8, y para Ge vale 0,55 en la longitud de onda de respuesta máxima.

El fotodiodo siempre se utiliza inversamente polarizado lo que reduce su capacidad de unión y corriente en la oscuridad. La tensión de salida  $V_L$  del circuito tipo en bornes de la carga  $R_L$  es

$$V_L = P RE_i R_L \quad (B.3.157)$$

En el ejemplo de la figura el fotodiodo está inversamente polarizado con  $V_B = 20V$  y la tensión de salida en la carga vale  $V_L = 5V$  y teniendo en cuenta que  $V_D = V_B - V_L$  la tensión en el fotodiodo vale  $V_D = 15V$ . El fotodiodo tendrá una respuesta lineal siempre que permanezca inversamente polarizado (es decir,  $V_D \leq 0$ ), lo que corresponde a una potencia óptica máxima para el fotodiodo en la zona lineal,

$$P_{max} = \frac{V_B}{RE_i R_L} \quad (\text{B.3.158})$$

En el ejemplo de la figura,  $RE_i = 0,5A/W$ ,  $R_L = 1M\Omega$  y la potencia máxima vale  $P_{max}=20/(0,5 \times 10^6) = 40\mu W$ , que es la potencia aplicada en el punto de corte de la recta de carga con la curva de  $i_D$ . Se han dibujado dos rectas de carga más sobre la característica del fotodiodo: una para  $R_L = 2M\Omega$  y otra para  $R_L = 0,5M\Omega$ . Cuando la resistencia de carga se incrementa, la tensión en la carga también se incrementa. Al mismo tiempo, sin embargo, disminuye el rango de potencia lineal.

El tiempo de respuesta o respuesta en frecuencia del circuito está determinado por el tiempo de respuesta (subida/bajada) y la capacidad de unión del fotodiodo y el valor de la resistencia de carga. El tiempo de respuesta del fotodiodo depende de su construcción y viene dado por el fabricante. Para fotodiodos PIN de aplicaciones en optoelectrónica suele ser 1ns.

La constante de tiempo debida a la capacidad de unión del diodo y a la resistencia de carga causa un tiempo de respuesta debido al circuito de la forma

$$t_C = 2,19 \times 10^{-12} R_L C_D \quad (\text{B.3.159})$$

donde  $t_C$  = tiempo de respuesta del circuito (s),  $C_D$  = Capacidad del fotodiodo (pF) y  $R_L$  = Resistencia de carga ( $\Omega$ ).

La combinación de los tiempos de respuesta del fotodiodo y del circuito da como resultado un tiempo de respuesta conjunto llamado constante de tiempo del receptor,  $t_R$ :

$$t_R = \sqrt{t_D^2 + t_C^2} \quad (\text{B.3.160})$$

Este tiempo de respuesta del receptor limita el ancho de banda del sistema. El punto de caída de 3dB determinante del ancho de banda puede ser calculado a partir de  $t_R$ ,

$$f_R = \frac{0,35}{t_R} \quad (\text{B.3.161})$$

donde  $f_R$  es el ancho de banda del circuito receptor (Hz).

Para reducir la influencia de la capacidad de unión del fotodiodo, se puede utilizar un circuito de conversión de corriente a tensión. En éste se utiliza un operacional. El fotodiodo y la fuente que lo polariza inversamente están conectados al pin inversor y, como el no inversor está conectado a tierra y la tensión en los dos pines es la misma, el potencial en el pin inversor es cero. Por tanto la tensión de la fuente de alimentación está siempre aplicada al fotodiodo. Como el operacional no drena corriente toda ella pasa por la resistencia de realimentación  $R_F$ . La tensión de salida será por tanto  $V = -i_D R_F$ . Este circuito tiene dos ventajas. La línea de carga es prácticamente una recta vertical en las características del fotodiodo (resistencia cero) ya que no hay prácticamente resistencia de carga y así el circuito tiene un gran margen dinámico. Además la constante de tiempo del circuito no estará determinada por la constante de tiempo  $C_D R_L$ , sino que vendrá determinada por la resistencia de realimentación  $R_F$  y su capacidad parásita  $C_F$ , por lo que eligiendo una resistencia de bajo valor y con muy poca capacidad parásita, se puede mejorar en gran medida el ancho de banda.



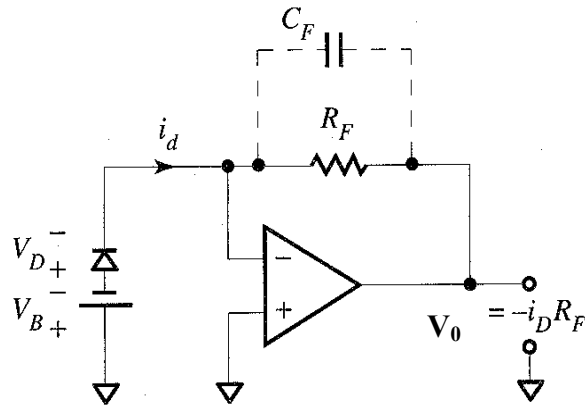


Fig. B.3.58: Convertidor corriente tensión.

Además de los fotodiodos PIN, también se suelen utilizar fotodiodos de avalancha como detectores en sistemas de fibra óptica. Los fotodiodos de avalancha tienen la ventaja de que tienen un mecanismo interno de ganancia que mejora su responsividad hasta en un factor cien. También tienen un tiempo de subida de menos de 1ns. Son pues de utilidad en circuitos de alta frecuencia, donde se necesiten tiempos de subida muy cortos, ya que son capaces de suministrar una corriente apreciable a una resistencia de bajo valor. Su desventaja es que necesitan de una tensión inversa del orden de 100V.