

# PRACTICA 3

## ESTUDIO DE LA DISTRIBUCIÓN DEL CAMPO MODAL EN UNA FIBRA MONOMODO

### 3.1 Introducción

El estudio de la distribución espacial del campo que se propaga en una fibra óptica monomodo es fundamental a la hora de predecir propiedades tales como las pérdidas en acoplamientos, uniones, ...

Hasta ahora hemos trabajado con fibras multimodo a las que se acoplaba la luz de un láser de He-Ne. Las características del haz emitido por el láser y el gran tamaño del núcleo de la fibra multimodo hacen que la tarea de acoplar la radiación del láser a la fibra sea extremadamente sencilla. En esta práctica la situación cambia, ya que aunque seguimos trabajando con el mismo láser, en este caso la luz la tenemos que acoplar a una fibra monomodo<sup>1</sup>. Para conseguir un resultado aceptable es necesario acoplar la luz de una manera eficiente, para ello he incluido en el enunciado de la práctica un apartado donde se trata la propagación de haces gaussianos (ver apartado 3.6).

La estructura del texto de las prácticas será:

---

<sup>1</sup>Recuerde que el diámetro de las fibras multimodo que hemos utilizado hasta ahora era de 100  $\mu\text{m}$ . y el diámetro de la fibra monomodo que vamos a utilizar ahora es de 4  $\mu\text{m}$ .

- Objetivo de la práctica: Apartado 3.2
- Explicación de los aspectos teóricos relacionados con la práctica: Apartados 3.3, 3.4, 3.5 y 3.6
- Material necesario para la realización de la práctica: Apartado 3.7
- Instrucciones para la realización de la práctica: Apartado 3.8

### 3.2 Objetivo de la práctica

El objetivo de esta práctica es doble, por un lado el estudio teórico de ciertos aspectos relacionado con la práctica y por otro el estudio práctico de la distribución de campo, basádonos en el campo lejano radiado por el extremo abierto de una fibra en la que se propaga la luz acoplada desde un láser.

La realización de la parte teórica nos permitirá conocer con más detalles aspectos relacionados con el modo fundamental y con la propagación de haces gaussianos a través de un sistema óptico. **Para ello se han propuesto una serie de problemas que deberá resolver. En la memoria deberá entregar los siguiente problemas resueltos:**

- **Los problemas 1, 2, 3, 4 y 5 son de carácter voluntario. Si así lo desea puede entregar alguno de ellos.**
- **Los problemas 6 y 7 son de entrega obligada.**

La realización de la parte práctica nos permitirá determinar el perfil del modo fundamental de una fibra de salto de índice y comparar los resultados con aquéllos que se obtendrían a partir de una aproximación gaussiana.

### 3.3 La propagación en una fibra monomodo

Estudiamos el modo fundamental en una fibra óptica de salto de índice, en primer lugar sin realizar ninguna hipótesis sobre la condición de guiado débil. Las expresiones del campo eléctrico y magnético se pueden expresar con sus tres componentes en un sistema de coordenadas cilíndricas como sigue:

$$\mathbf{E} = E_r \hat{e}_r + E_\phi \hat{e}_\phi + E_z \hat{e}_z \quad (3.1)$$

$$\mathbf{H} = H_r \hat{e}_r + H_\phi \hat{e}_\phi + H_z \hat{e}_z \quad (3.2)$$

A partir de las ecuaciones de Maxwell se han obtenido las siguientes ecuaciones diferenciales

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\beta E_\phi = -j\omega\mu H_r \quad (3.3)$$

$$j\beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu H_\phi \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (rE_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] = -j\omega\mu H_z \quad (3.5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + j\beta H_\phi = j\omega\varepsilon E_r \quad (3.6)$$

$$j\beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -j\omega\varepsilon E_\phi \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (rH_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] = j\omega\mu E_z \quad (3.8)$$

donde se ha tenido en cuenta la dependencia funcional de la propagación en  $t$  y  $z$ .

A partir de estas ecuaciones se pueden obtener unas expresiones que relacionan las componentes transversales en función de las componentes longitudinales, a saber

$$E_r = -\frac{j}{q^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega\mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (3.9)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{q^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (3.10)$$

$$H_r = -\frac{j}{q^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \varepsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (3.11)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{q^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (3.12)$$

donde el parámetro  $q^2$  está definido como

$$q^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \beta^2 = k^2 - \beta^2 \quad (3.13)$$

Introduciendo las ecuaciones (3.9), (3.10), (3.11) y (3.12) en (3.5) y (3.8) se obtienen las ecuaciones diferenciales para las componentes longitudinales

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (3.15)$$

que se pueden resolver por el método tradicional de separación de variables introduciendo soluciones de la forma

$$E_z = A F_1(r) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.16)$$

$$H_z = B G_1(r) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.17)$$

donde  $\nu$  es una constante positiva o negativa pero ha de ser entera para que se cumpla la periodicidad en  $2\pi$ . Introduciendo estas expresiones en (3.14) y (3.15), las ecuaciones diferenciales que tenemos que resolver son

$$\frac{d^2 F_1(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_1(r)}{dr} + \left( q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F_1(r) = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{d^2 G_1(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dG_1(r)}{dr} + \left( q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) G_1(r) = 0 \quad (3.19)$$

Para resolver las ecuaciones (3.18) y (3.19) hay que recurrir a las funciones de Bessel de primera y segunda especies, además tenemos que encontrar la soluciones dentro del núcleo y fuera de éste, es decir para  $r \leq a$  y para  $r \geq a$ . Además si se tiene en cuenta el comportamiento asintótico de las funciones de Bessel en el origen y en el infinito, entonces las soluciones son

$$E_z (r \leq a) = A J_\nu (q_1 r) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.20)$$

$$H_z (r \leq a) = B J_\nu (q_1 r) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.21)$$

donde

$$q_1^2 = \omega^2 \mu \varepsilon_1 - \beta^2 = k_1^2 - \beta^2 = k^2 (n_1^2 - n_{eff}^2) \quad (3.22)$$

Estas soluciones son válidas para  $r \leq a$ . Fuera del núcleo las soluciones para las componentes longitudinales se obtienen por las funciones de Bessel modificadas, normalmente representadas por  $K_\nu (z)$  e  $I_\nu (z)$ . Así las soluciones son

$$E_z (r \geq a) = C K_\nu (q_2 r) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.23)$$

$$H_z (r \geq a) = D K_\nu (q_2 r) e^{j\nu\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.24)$$

donde

$$q_2^2 = \beta^2 - \omega^2 \mu \varepsilon_2 = \beta^2 - k_2^2 = k^2 (n_{eff}^2 - n_2^2) \quad (3.25)$$

Si ahora imponemos las condiciones de continuidad a las componentes tangenciales del campo eléctrico y magnético se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{pmatrix} J_\nu (q_1 a) & 0 & -K_\nu (q_2 a) & 0 \\ \frac{\beta\nu}{q_1^2 a} J_\nu (q_1 a) & \frac{j\omega\mu}{q_1} J'_\nu (q_1 a) & \frac{\beta\nu}{q_2^2 a} K_\nu (q_2 a) & \frac{j\omega\mu}{q_2} K'_\nu (q_2 a) \\ 0 & J_\nu (q_1 a) & 0 & -K_\nu (q_2 a) \\ -\frac{j\omega\varepsilon_1}{q_1} J'_\nu (q_1 a) & \frac{\beta\nu}{q_1^2 a} J_\nu (q_1 a) & -\frac{j\omega\varepsilon_2}{q_2} K'_\nu (q_2 a) & \frac{\beta\nu}{q_2^2 a} K_\nu (q_2 a) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

**Problema 1** A partir del sistema de ecuaciones 3.26 encontrar las relaciones más sencillas para los coeficientes  $A$ ,  $B$ ,  $C$  y  $D$ .

**Problema 2** Demostrar que a partir el sistema de ecuaciones 3.26 se encuentra la ecuación característica o de dispersión de una fibra de salto de índice.

De la primera ecuación del sistema de ecuaciones (3.26) se deduce una relación entre los coeficientes  $A$  y  $C$

$$C = \frac{J_\nu(q_1 a)}{K_\nu(q_2 a)} A \quad (3.27)$$

y de la tercera ecuación del sistemas de ecuaciones (3.26) se deduce otra relación para  $B$  y  $D$

$$D = \frac{J_\nu(q_1 a)}{K_\nu(q_2 a)} B \quad (3.28)$$

Si ahora suponemos que se verifica la condición de guiado débil, se deduce una relación para los coeficientes  $A$  y  $B$  de los modos EH

$$B = -\frac{\beta}{j\omega\mu} A \quad (3.29)$$

y en el caso de tratarse de un modo HE

$$B = \frac{\beta}{j\omega\mu} A \quad (3.30)$$

En resumen podemos escribir

$$B = \pm \frac{j\beta}{\omega\mu} A \begin{cases} + \text{ Modos EH} \\ - \text{ Modos HE} \end{cases} \quad (3.31)$$

**Problema 3** Demostrar la ecuación 3.31 bajo la hipótesis de guiado débil.

Si se sobreentiende la dependencia en  $\omega$  y  $t$ , las componentes longitudinales del campo eléctrico y magnético, para el modo fundamental  $\text{HE}_{11}$ , son:

$$E_z(r \leq a) = A J_1(q_1 r) e^{j\phi} \quad (3.32)$$

$$H_z(r \leq a) = -\frac{j\beta}{\omega\mu} A J_1(q_1 r) e^{j\phi} \quad (3.33)$$

$$E_z (r \geq a) = A \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_1(q_2 r) e^{j\phi} \quad (3.34)$$

$$H_z (r \geq a) = -\frac{j\beta}{\omega\mu} A \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_1(q_2 r) e^{j\phi} \quad (3.35)$$

Calculemos ahora las componentes transversales del campo, en primer lugar la componente  $E_r$ . Para ello utilizaremos las expresiones que nos relacionan las componentes transversales del campo en función de las componentes longitudinales, expresiones (3.9), (3.10), (3.11) y (3.12). Veamos el método para el cálculo de cada una de estas componentes. A partir de la expresión (3.9) y teniendo en cuenta la siguiente relación de la función de Bessel

$$J_1'(q_1 r) = -\frac{1}{q_1 r} J_1(q_1 r) + J_0(q_1 r) \quad (3.36)$$

se obtiene

$$E_r (r \leq a) = -\frac{j\beta}{q_1} A J_0(q_1 r) e^{j\phi} \quad (3.37)$$

y de forma análoga para calcular el resto de las componentes. Así en primer lugar se obtiene para  $E_\phi$

$$E_\phi (r \leq a) = \frac{\beta}{q_1} A J_0(q_1 r) e^{j\phi} \quad (3.38)$$

y para la componente  $H_r$

$$H_r (r \leq a) = -\frac{\beta^2}{\omega\mu q_1} A J_0(q_1 r) e^{j\phi} = -\frac{kn^2}{q_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu}} A J_0(q_1 r) e^{j\phi} \quad (3.39a)$$

y para la componente  $H_\phi$

$$H_\phi (r \leq a) = -\frac{j\omega\varepsilon}{q_1} A J_0(q_1 r) e^{j\phi} = -\frac{j\beta^2}{\omega\mu q_1} A J_0(q_1 r) e^{j\phi} \quad (3.40a)$$

Para analizar las componentes del campo fuera del núcleo, procederemos de forma similar con los cálculos realizados dentro del núcleo, y así los resultados obtenidos son:

$$E_r (r \geq a) = -\frac{j\beta}{q_2} A_1 \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_0(q_2 r) e^{j\phi} \quad (3.41)$$

$$E_\phi (r \geq a) = \frac{\beta}{q_2} A_1 \frac{J_1 (q_1 a)}{K_1 (q_2 a)} K_0 (q_2 r) e^{j\phi} \quad (3.42)$$

$$H_r (r \geq a) = -\frac{\beta^2}{q_2 \omega \mu} A_1 \frac{J_1 (q_1 a)}{K_1 (q_2 a)} K_0 (q_2 r) e^{j\phi} \quad (3.43)$$

$$H_\phi (r \geq a) = -\frac{j\omega \varepsilon}{q_2} A_1 \frac{J_1 (q_1 a)}{K_1 (q_2 a)} K_{01} (q_2 r) e^{j\phi} \quad (3.44)$$

Recapitulemos las componentes del campo del modo fundamental, en nuestra estructura, bajo la hipótesis de guiado débil

$$E_z (r \leq a) = A J_1 (q_1 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.45)$$

$$E_r (r \leq a) = -\frac{j\beta}{q_1} A J_0 (q_1 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.46)$$

$$E_\phi (r \leq a) = \frac{\beta}{q_1} A J_0 (q_1 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.47)$$

$$H_z (r \leq a) = -\frac{j\beta}{\omega \mu} A J_0 (q_1 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.48)$$

$$H_r (r \leq a) = -\frac{\beta^2}{\omega \mu q_1} A J_0 (q_1 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.49)$$

$$H_\phi (r \leq a) = -\frac{j\omega \varepsilon}{q_1} A J_{01} (q_1 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.50)$$

$$E_z (r \geq a) = A \frac{J_1 (q_1 a)}{K_1 (q_2 a)} K_1 (q_2 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.51)$$

$$E_r (r \geq a) = -\frac{j\beta}{q_2} A K_0 (q_2 r) \frac{J_1 (q_1 a)}{K_1 (q_2 a)} e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.52)$$

$$E_\phi(r \geq a) = +\frac{\beta}{q_2} A \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_0(q_2 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.53)$$

$$H_z(r \geq a) = -\frac{j\beta}{\omega\mu} A \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_\nu(q_2 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.54)$$

$$H_r(r \geq a) = -\frac{\beta^2}{q_2 \omega \mu} A \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_0(q_2 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.55)$$

$$H_\phi(r \geq a) = -\frac{j\omega\varepsilon}{q_2} A \frac{J_1(q_1 a)}{K_1(q_2 a)} K_0(q_2 r) e^{j\phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.56)$$

Para comprobar la polarización lineal de los modos nos interesa trabajar con coordenadas cartesianas, teniendo en cuenta la dependencia en  $\phi$ , y las siguientes ecuaciones de cambio de coordenadas cilíndricas a cartesianas

$$P_x = P_r \cos \phi - P_\phi \sin \phi \quad (3.57)$$

$$P_y = P_r \sin \phi + P_\phi \cos \phi \quad (3.58)$$

se pueden calcular las componentes del campo eléctrico y magnético del modo fundamental en coordenadas cartesianas.

**Problema 4** *Calcule las componentes en coordenadas cartesianas del modo fundamental, bajo la hipótesis de guiado débil, y compruebe que es un modo linealmente polarizado y doblemente degenerado.*

Una vez realizado el problema anterior, habrá comprobado como los modos  $\text{HE}_{1m}$  son modos linealmente polarizados y que existen dos posibilidades, o bien polarizado en la dirección  $x$ , ó bien polarizado en la dirección  $y$ . Luego los modos  $\text{HE}_{1m}$  ó los modos  $\text{LP}_{0m}$  son modos linealmente polarizados con un factor de degeneración de 2.

En una fibra de salto de índice, la condición

$$0 \leq V \leq 2,405 \quad (3.59)$$

indica que sólo se propaga el modo fundamental  $\text{HE}_{11}$  y sabemos que es un modo doblemente degenerado y polarizado linealmente bien en la dirección  $x$  o en la dirección  $y$ .

### 3.4 Aproximación gaussiana del modo fundamental

El modo fundamental ( $\text{HE}_{11}$ ) de una fibra óptica se aproxima bastante bien a una distribución gaussiana cuando utilizamos una longitud de onda que está cerca de la condición de corte.

En una fibra óptica de salto de índice la condición de propagación de un modo viene impuesta por la siguiente condición

$$0 \leq V < 2,405 \quad (3.60)$$

y como ya hemos visto se puede propagar dos modos  $\text{HE}_{11}$  perfectamente degenerados, uno de ellos con el campo eléctrico transversal polarizado en la dirección  $x$  y el otro en la dirección  $y$ . El parámetro que impone la condición de fibra óptica monomodo se denomina frecuencia normalizada y se define como

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.61)$$

donde  $a$  es el radio de la fibra óptica,  $\lambda$  es la longitud de onda de trabajo,  $n_1$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra y  $n_2$  es el índice de refracción del recubrimiento.

La distribución del campo eléctrico del modo  $\text{LP}_{01}$  viene dado por la expresión

$$E_y(r) = \frac{\beta}{q_1} A J_0(q_1 r) \quad (3.62)$$

para  $0 \leq r \leq a$ . Otra forma más habitual de expresar el campo es la siguiente

$$E_y(r) = E_0 \frac{J_0(q_1 r)}{J_0(q_1 a)} \quad (3.63)$$

para  $0 \leq r \leq a$  y

$$E_y(r) = E_0 \frac{K_0(q_2 r)}{K_0(q_2 a)} \quad (3.64)$$

para  $r \geq a$ , en consecuencia la componente  $H_x$  se puede escribir como

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y \quad (3.65)$$

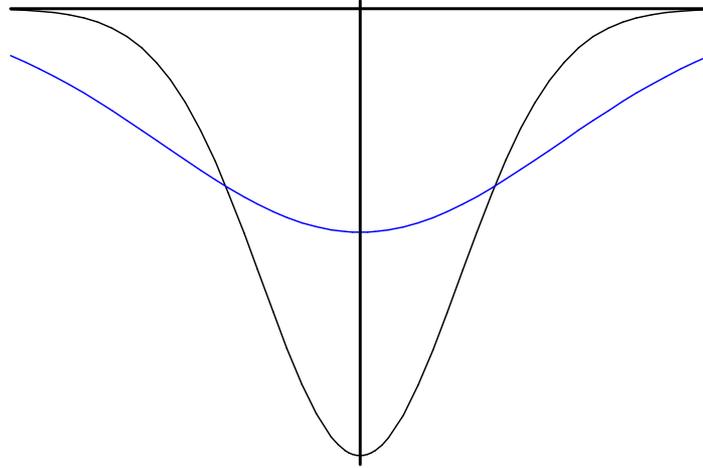


FIGURA 3.1. Representación del campo  $H_x$  gaussiano para dos valores de  $w$ . En la Figura se observa dos campanas de gauss con diferente anchura. La campana más estrecha se ha obtenido tomando un valor de  $w = 2$ , y la campana más ancha con un valor de  $w = 4$ .

Lo que pretendemos es aproximar el campo real por una distribución de campo gaussiana, para ello planteamos una distribución de campo con la siguiente dependencia funcional

$$\psi = \frac{C}{w} \exp \left[ - \left( \frac{r}{w} \right)^2 \right] \quad (3.66)$$

En la Figura 3.1 se ha realizado una representación del campo  $H_x$  gaussiano para dos valores de  $w$ . En dicha Figura se puede observar como en función del parámetro  $w$ , la forma de campo varía (la campana más estrecha se ha obtenido tomando un valor de  $w = 2$ , y la campana más ancha con un valor de  $w = 4$ ).

El parámetro  $w$  se puede escoger para asegurar que el modo exacto se parezca lo más posible al modo gaussiano. Esto se consigue maximizando la siguiente integral

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} E_y H_x dr d\phi \quad (3.67)$$

donde  $E_y$  es el campo real y  $H_x$  será la componente  $x$  del campo magnético aproximada por una gaussiana. Este parámetro  $w$  que se conoce como radio de

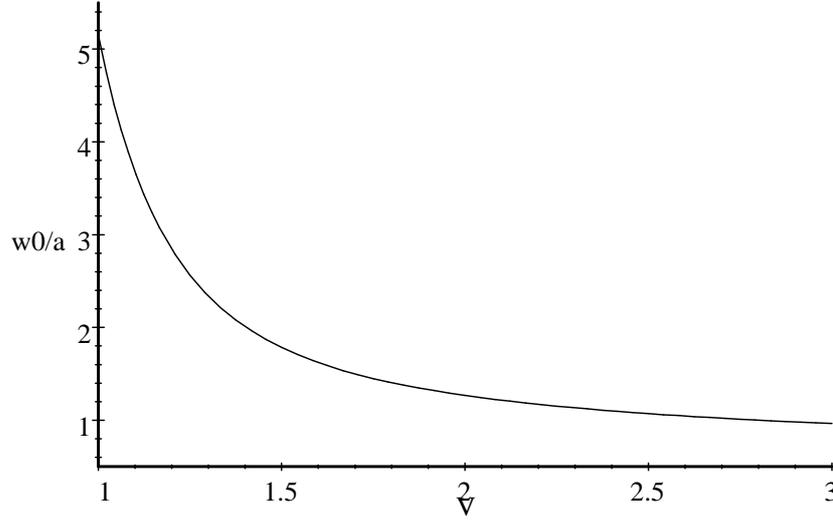


FIGURA 3.2. Representación del radio de campo modal normalizado con respecto al radio de la fibra ( $w_0/a$ ) en función de la frecuencia normalizada ( $V$ ).

campo modal y que una vez maximizada la integral, se representa por  $w_0$ . Para el radio de campo modal se pueden encontrar expresiones analíticas bajo ciertas condiciones, así cuando

$$0,8 \leq \frac{\lambda}{\lambda_c} \leq 2 \quad (3.68)$$

el radio de campo modal viene dado por la siguiente expresión

$$\frac{w_0}{a} = 0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6} \quad (3.69)$$

con un error inferior al 1 %. Como se observa, en este caso, el radio de campo modal depende de la frecuencia normalizada y una representación gráfica de dicha función se puede ver en la Figura 3.2.

Ahora vamos a comparar la forma exacta del campo con la aproximación gaussiana para tres valores distintos de frecuencia normalizada:

- $V = 1,2$
- $V = 1,8$

- $V = 2, 4$

Para ello debemos encontrar los valores de  $q_1a$  y  $q_2a$ , del modo fundamental, para cada uno de los valores de frecuencia normalizada y para lo que tenemos que resolver el siguiente sistema de ecuaciones

$$\left. \begin{aligned} (q_1a)^2 + (q_2a)^2 &= V^2 \\ q_1a \frac{J_1(q_1a)}{J_0(q_1a)} &= q_2a \frac{K_1(q_2a)}{K_0(q_2a)} \end{aligned} \right\} \quad (3.70)$$

para los tres valores de frecuencia normalizada. Este sistema se puede resolver con ayuda de un procedimiento gráfico. Si tomamos como variable  $x = q_1a$  y representamos por un lado la función

$$y = x \frac{J_1(x)}{J_0(x)} \quad (3.71)$$

y por otro la función

$$z = \sqrt{V^2 - x^2} \frac{K_1(\sqrt{V^2 - x^2})}{K_0(\sqrt{V^2 - x^2})} \quad (3.72)$$

donde se ha tenido en cuenta la relación que se tiene que verificar entre  $q_1a$ ,  $q_2a$  y  $V$ , la solución será el punto de corte entre las curvas  $z$  e  $y$ . Este método se ha seguido para resolver el sistema de ecuaciones y el resultado que se obtiene se puede ver en la Figura 3.3. En dicha Figura se puede observar el valor, 1,137, de la solución de  $q_1a$  para un valor de frecuencia normalizada de  $V = 1, 2$ .

El mismo método que se ha seguido para resolver el sistema de ecuaciones para  $V = 1, 2$  se puede utilizar para  $V = 1, 8$  y el resultado que se obtiene se puede ver en la Figura 3.4. En dicha Figura se puede observar el valor de la solución de  $q_1a = 1, 463$  para un valor de frecuencia normalizada de  $V = 1, 8$ .

Y análogamente para  $V = 2, 4$  y el resultado que se obtiene se puede ver en la Figura 3.5. En dicha Figura se puede observar el valor de la solución de  $q_1a = 1, 642$  para un valor de frecuencia normalizada de  $V = 2, 4$ .

Ahora si comparamos el campo real y el campo gaussiano en estos tres casos el resultado que se obtiene es:

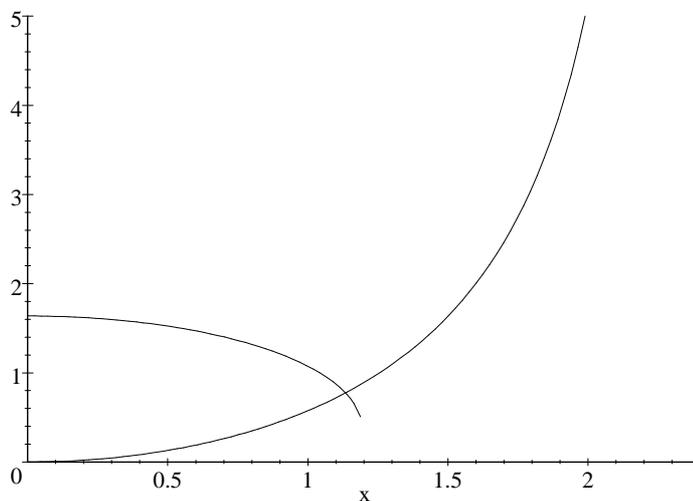


FIGURA 3.3. Representación gráfica de las funciones  $z$  e  $y$  para una fibra de salto de índice y para un valor de frecuencia normalizada de 1,2. En la figura se puede observar como la solución para el valor de  $q_1a$  es 1,137.

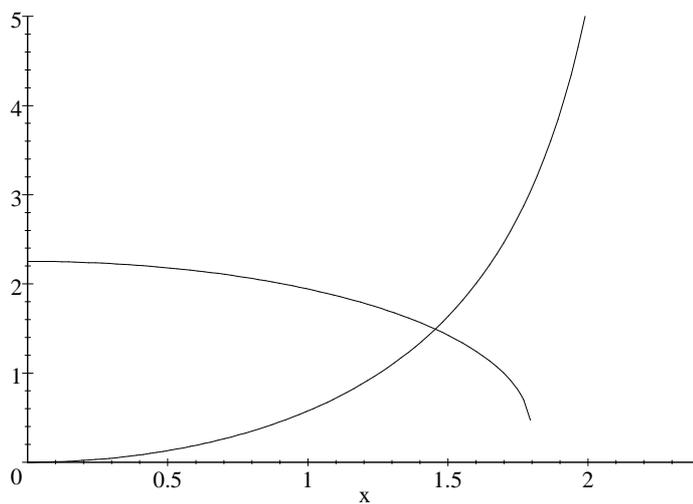


FIGURA 3.4. Representación gráfica de las funciones  $z$  e  $y$  para una fibra de salto de índice y para un valor de frecuencia normalizada de 1,8. En la figura se puede observar como la solución para el valor de  $q_1a$  es 1,463.

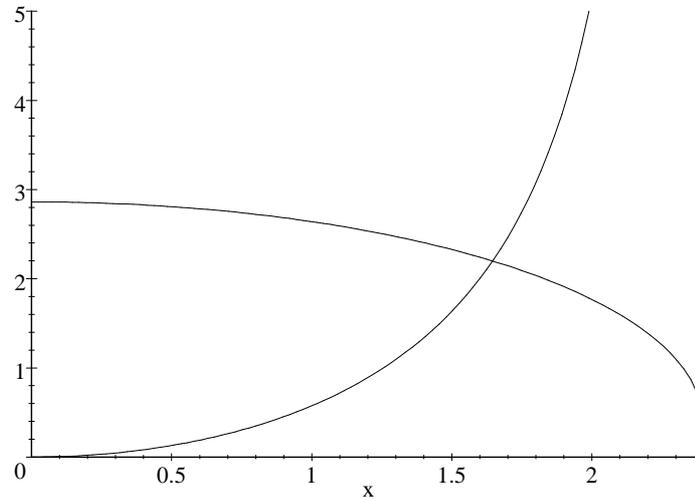


FIGURA 3.5. Representación gráfica de las funciones  $z$  e  $y$  para una fibra de salto de índice y para un valor de frecuencia normalizada de 2,4. En la figura se puede observar como la solución para el valor de  $q_1 a$  es 1,642.

- Caso 1:  $V = 1,2$  y  $q_1 a = 1,137$ . Los campos se pueden ver en la Figura 3.6. En dicha Figura se observa como existe una diferencia apreciable entre el campo real y el gaussiano.
- Caso 2:  $V = 1,8$  y  $q_1 a = 1,463$ . Los campos se pueden ver en la Figura 3.7. En dicha Figura se observa como el campo real y el gaussiano se aproximan bastante bien en la zona próxima al centro de la fibra.
- Caso 3:  $V = 2,4$  y  $q_1 a = 1,642$ . Los campos se pueden ver en la Figura 3.8. En dicha Figura se observa como el campo real y el gaussiano se aproximan bastante bien.

Como resumen se puede decir que conforme nos aproximamos a la frecuencia de corte la aproximación del campo real por un perfil gaussiano es mejor.

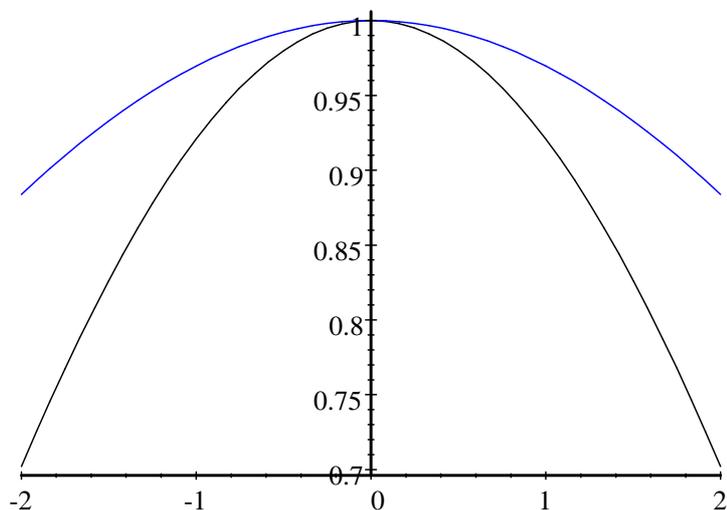


FIGURA 3.6. Representación gráfica del campo eléctrico del modo fundamental para una frecuencia normalizada de 1,2. (a) Representación exacta. (b) Aproximación gaussiana.

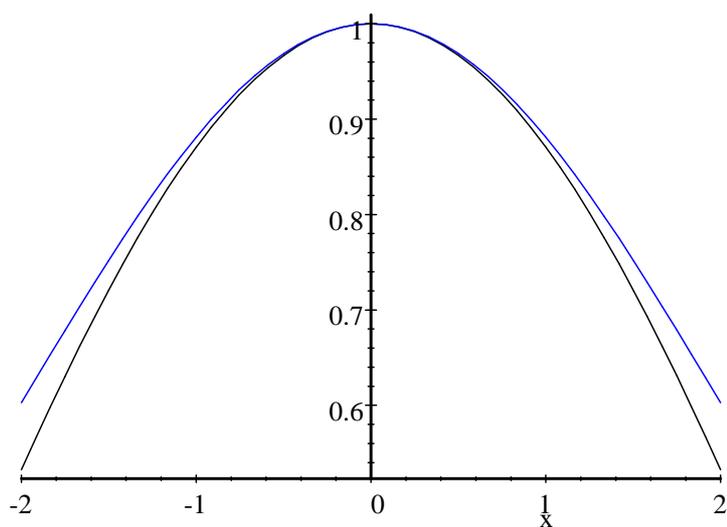


FIGURA 3.7. Representación gráfica del campo eléctrico del modo fundamental para una frecuencia normalizada de 1,8. (a) Representación exacta. (b) Aproximación gaussiana.

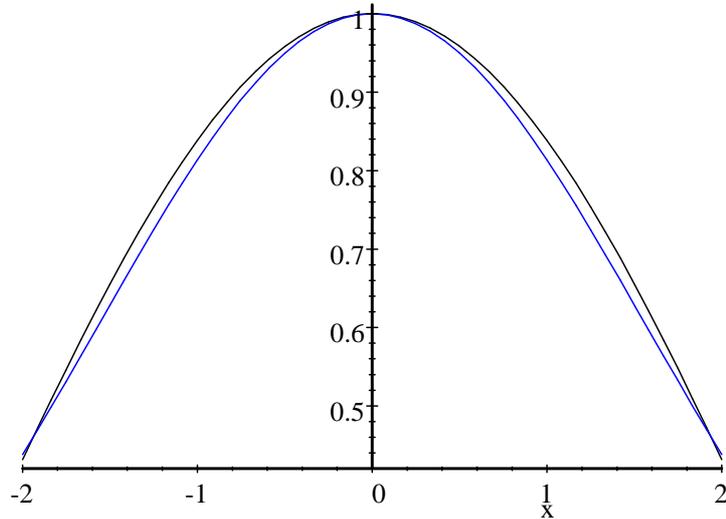


FIGURA 3.8. Representación gráfica del campo eléctrico del modo fundamental para una frecuencia normalizada de 2,4. (a) Representación exacta. (b) Aproximación gaussiana.

### 3.5 Patrón de campo lejano y cercano de una fibra óptica

Como ya se ha comentado en esta práctica se va a medir el patrón de campo lejano de una fibra óptica, pero quizás sea conveniente delimitar cuando estamos hablando de campo lejano y campo cercano. Estaremos en una u otra situación dependiendo de la distancia,  $D$ , entre la cara final de la fibra y el plano donde situemos la pantalla o el detector. Los límites entre un patrón de campo cercano y lejano son similares a los que se definen en la teoría de difracción de la luz para obtener el patrón de Fraunhofer (campo lejano) y de Fresnel (campo cercano). Así si se verifica que

$$D < \frac{(2a)^2}{\lambda} \quad (3.73)$$

el patrón del campo obtenido es el de campo cercano y en caso contrario, es decir si

$$D > \frac{(2a)^2}{\lambda} \quad (3.74)$$

el patrón de campo es el campo lejano. Para poder hablar de campo cercano y lejano se tiene que verificar que la fibra es excitada por una radiación luminosa que

se pueda considerar como un frente de onda plano. Esta situación se produce cuando se verifica que el ancho del haz del láser ( $W$ ) es mayor que el diámetro de la fibra, es decir que se verifica

$$W \gg (2a) \quad (3.75)$$

En el caso de tratarse de una fibra monomodo habría que sustituir el radio de la fibra por el radio de campo modal.

## 3.6 Propagación de haces gaussianos

### 3.6.1 Introducción

El tratamiento de la propagación de haces gaussianos que vamos a ver a continuación es relativamente superficial y se puede complementar acudiendo a la siguiente referencia:

- Simon Ramo, John R. Whinnery y Theodore van Duzer: "Fields and waves in communication electronics" (2ª edición), John Wiley & Sons, Nueva York (1984)<sup>2</sup>.

El procedimiento para acoplar la luz a la fibra se puede ver en la Figura 3.9. En dicha Figura se observa como el haz del laser tiene una anchura inicial  $w_L$  y que al recorrer una determinada distancia ( $d_1$ ) que tendremos que calcular adquiere un tamaño  $D$ . Tras incidir en una lente delgada viaja una determinada distancia ( $d_2$ <sup>3</sup>) y adquiere un tamaño  $w$  que deberemos calcular.

Para encontrar las expresiones matemáticas necesarias para calcular estos parámetros vamos a explicar ahora que características tiene una haz gaussiano y que le ocurre cuando se propaga por un medio homogéneo y al atravesar una lente.

<sup>2</sup>Capítulo 14.

<sup>3</sup>En la Figura se llama  $f$  ya que es una distancia próxima al foco de lente. Nosotros la seguiremos llamando  $d_2$ .

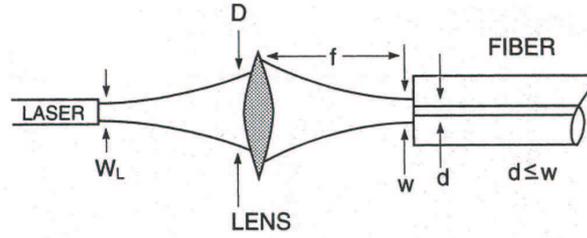


FIGURA 3.9. Representación esquemática del acoplamiento de la luz de un láser a una fibra monomodo.

### 3.6.2 Ecuación de onda paraxial

La propagación de un campo electromagnético monocromático en un medio homogéneo, isotrópico y lineal está descrita por la ecuación de onda escalar

$$\nabla^2 E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \quad (3.76)$$

donde  $E(x, y, z)$  es la amplitud fasorial del campo y  $k = \frac{\omega n}{c}$  es la constante de propagación en el medio. Supondremos siempre que el campo está linealmente polarizado, de manera que sólo tendremos que trabajar con una de sus componentes.

Si la propagación se produce en la dirección  $z$ , podemos eliminar las variaciones rápidas de la forma  $\exp[-jkz]$ , quedándonos con la envolvente del campo, aquella parte que varía lentamente con la coordenada de propagación. Para ellos escribimos

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp[-jkz] \quad (3.77)$$

Si sustituimos la expresión 3.77 en la ecuación 3.76 obtenemos

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (3.78)$$

En un gran número de situaciones se verifica que la envolvente del campo varía muy lentamente con la coordenada de propagación, o sea,

$$\left| \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| \ll 2k \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad (3.79)$$

de manera que la ecuación 3.78 se puede escribir como

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (3.80)$$

conocida como ecuación de onda paraxial. El nombre de aproximación paraxial para la ecuación 3.80 viene motivado por el hecho de que si hacemos una descomposición del campo en ondas planas (equivalente a aplicar la transformada de Fourier en el plano transversal) la condición 3.80 sólo se verifica si las ondas planas se propagan en direcciones próximas al eje  $z$  (la energía del campo se concentra en las bajas frecuencias del espectro angular)

### 3.6.3 Haces gaussianos

Una distribución de campo gaussiano con simetría radial viene dada por la siguiente ecuación

$$E_S = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.81)$$

, la transformada de Fourier también es una distribución gaussiana. Como se sabe la propagación, por un sistema óptico, de un haz gaussiano permanece gaussiano. Este hecho no es una simple curiosidad matemática ya que es relativamente fácil encontrar radiación luminosa con una distribución de campo gaussiano. La mayoría de los láseres emiten con una distribución de campo gaussiana.

La distribución de intensidad de un láser de HeNe se puede expresar como

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.82)$$

En la Figura 3.10 se observa la distribución típica de intensidad de un láser de HeNe en función del radio normalizado ( $r/w_0$ ). En dicha figura se observa los siguientes detalles:

- El parámetro  $w_0$  se denomina radio gaussiano del haz y representa el valor del radio en el que la intensidad disminuye hasta  $1/e^2$  es decir a un 0,135 del valor máximo.

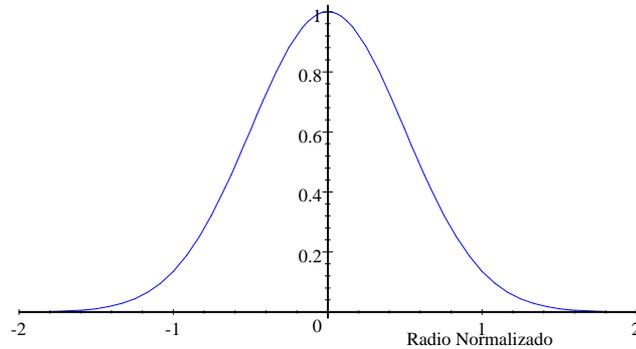


FIGURA 3.10. Distribución típica de intensidad de un láser de He-Ne en función del radio normalizado ( $r/w_0$ ). En esta Figura se observa la distribución gaussiana de intensidad.

- Otro punto interesante es el radio en el que la intensidad disminuye a la mitad del máximo, este radio toma un valor de  $0,59w_0$ .
- Otro detalle es que a un radio de  $2w_0$  la intensidad se reduce a un 0,0003 del valor máximo, prácticamente despreciable.

La potencia confinada dentro de una superficie de radio  $r$  se obtiene facilmente integrando la intensidad desde 0 a  $r$ . El resultado obtenido es

$$P(r) = P(\infty) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \right] \quad (3.83)$$

y su representación gráfica se puede observar en la Figura 3.11, y se puede observar:

- Casí el 100% de la potencia está confinada en un radio  $r = 2w_0$ .
- La mitad de la potencia está confinada en un radio  $r = 0,59w_0$ .
- Sólo el 10% de la potencia está confinada en un radio  $r = 0,23w_0$ .

La propagación de un haz gaussiano por un sistema óptico se puede tratar con ayuda de la óptica geométrica.

Los parámetros que más nos interesan para caracterizar la forma del haz gaussiano son el radio de curvatura del frente de onda  $-R(z)$  y la anchura del haz  $-w(z)$ ,

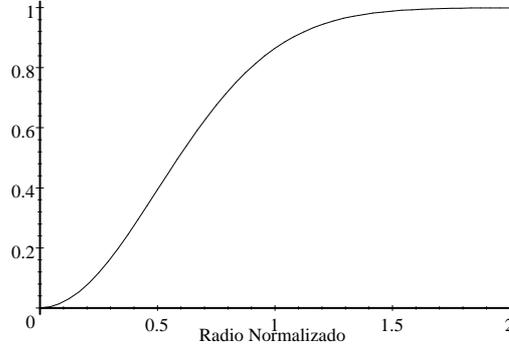


FIGURA 3.11. Potencia confinada de la radiación típica gaussiana de un láser de He-Ne en una superficie de un determinado radio.

estos parámetros se pueden expresar con ayuda del parámetro  $q(z)$  definido como

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{2j}{kw^2(z)} \quad (3.84)$$

Por tanto el parámetro  $q(z)$  define el comportamiento del haz gaussiano ya que su parte real está relacionado con el radio de curvatura del frente de onda y la parte imaginaria con la anchura del haz.

#### 3.6.4 Propagación por el espacio libre

Analicemos el caso cuando tenemos un haz gaussiano propagándose por el espacio libre. Esta situación está representada en la Figura 3.12.

Para ello probemos sobre la ecuación 3.80 una solución de prueba como la siguiente:

$$u(x, y, z) = A(z) \exp \left[ -jk \frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right] \quad (3.85)$$

donde  $A(z)$  y  $q(z)$  son dos funciones desconocidas. Al sustituir esta solución dentro de la ecuación de onda paraxial obtenemos que

$$\left[ \left( \frac{k}{2} \right) \left( \frac{dq}{dz} - 1 \right) (x^2 + y^2) - \frac{2jk}{q} \left( \frac{q}{A} \frac{dA}{dz} + 1 \right) \right] A(z) = 0 \quad (3.86)$$

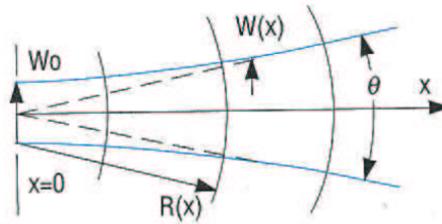


FIGURA 3.12. Representación esquemática de una haz propagándose por el espacio libre. Es esta figura se puede observar como el haz tiene una anchura inicial de  $w_0$  en  $x = 0$  y como se va ensanchando el haz al propagarse. También en esta figura se puede observar la divergencia del haz  $\theta$  así como el radio de curvatura  $-R(x)$  y la anchura del haz  $-w(x)$  a una distancia  $x$ .

La única manera en que es posible que la relación anterior se verifique para todo  $x$  e  $y$  es que los dos sumandos se anulen simultáneamente, dando lugar a las ecuaciones

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dz} &= 1 \\ \frac{dA}{dz} &= -\frac{A}{q} \end{aligned} \quad (3.87)$$

cuyas soluciones son

$$\begin{aligned} q(z) &= q_0 + z - z_0 \\ \frac{A(z)}{A_0} &= \frac{q_0}{q(z)} \end{aligned} \quad (3.88)$$

El resultado es una haz gaussiano de la forma

$$u(x, y, z) = \frac{C}{q(z)} \exp \left[ -jk \frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right] \quad (3.89)$$

que puede reescribirse en forma normalizada y reincorporando la variación de fase rápida a lo largo de la coordenada de propagación, como

$$\begin{aligned} E(r, z) &= A \frac{\exp[-jkz + j\eta(z)]}{w(z)} \exp \left[ -jk \frac{r^2}{2R(z)} \right] \exp \left[ -\left( \frac{r}{w(z)} \right)^2 \right] \\ &= A \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[ -\left( \frac{r}{w(z)} \right)^2 \right] \exp \left\{ -j \left[ kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.90)$$

donde  $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{2j}{kw^2(z)}$ , como ya habíamos advertido antes,  $w(z)$  el ancho  $1/e$  del haz y  $R(z)$  el radio de curvatura. El primer término exponencial se corresponde con la fase de una onda plana, modificada por el término  $\eta(z)$ , cuya expresión se dará a continuación, el segundo factor exponencial representa la curvatura del frente de fase y el tercero determina la distribución espacial de la intensidad en el plano transversal.

Según la ecuación 3.90, una distribución inicial con fase constante (radio de curvatura infinito) y ancho  $w_0$  se ensanchará a lo largo de la propagación, al mismo tiempo que su frente de fase irá adquiriendo una curvatura finita.

Si definimos

$$z_R = \frac{kw_0^2}{2} \quad (3.91)$$

el resto de parámetros se pueden expresar como

$$\eta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (3.92)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.93)$$

y

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (3.94)$$

Fijese que la expresión 3.91 aparece de particularizar la expresión 3.88 para  $z = z_0$ . Además con esto hemos conseguido expresar todos los parámetros de la propagación del haz en función del ancho mínimo del haz,  $w_0$ , y de su longitud de onda. Todas las ecuaciones anteriores son válidas tanto para valores positivos como negativos de  $z$ , de manera que nos permiten describir la propagación de un haz inicialmente convergente (con una radio de curvatura negativo) tal como se obtendría a la salida de una lente. Durante la propagación el haz alcanza su ancho mínimo en la "cintura", en la que el frente de fase es plano. A partir de ahí el tamaño del haz aumenta, de manera que

es posible definir un ángulo de divergencia para distancias de propagación grandes a partir de la "cintura"

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

El parámetro que más nos interesa es la anchura del haz. Este parámetro se puede calcular recurriendo a la óptica geométrica usando el método de matrices ABCD. Esta matriz ABCD caracteriza el comportamiento óptico de un determinado elemento (lente, distancia recorrida en el espacio libre, etc.). La matriz de un determinado elemento genérico será

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (3.95)$$

Este método relaciona el parámetro  $q$  antes y después de "algo", que vendrá caracterizado por la correspondiente matriz ABCD. Si el haz tiene un parámetro  $q_1$  antes de ese elemento y un parámetro  $q_2$  después del elemento, la relación entre los parámetros  $q_2$  y  $q_1$  viene dada por

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (3.96)$$

Así un medio homogéneo tiene una matriz dada por

$$\begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.97)$$

donde  $z$  representa la distancia recorrida. Así si tenemos un haz gaussiano caracterizado por el parámetro  $q_1$  en  $z = 0$ , y recorre una distancia  $z$ , el parámetro  $q_2$  que caracterizará al haz gaussiano en el punto  $z$  será

$$q_2 = q_1 + z \quad (3.98)$$

**Problema 5** *Demostrar, utilizando el método de la matriz ABCD, que la anchura de un haz gaussiano propagándose viene dada por*

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0} \right)^2} \quad (3.99)$$

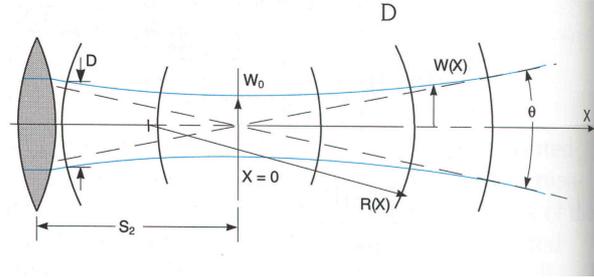


FIGURA 3.13. Representación esquemática de un haz gaussiano una vez que ha atravesado un lente delgada. Se observa como el haz disminuye al proparse, una vez atravesada la lente, durante una cierta distancia y a partir de ahí como va aumentando.

y el radio de curvatura por

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.100)$$

Estas expresiones son las mismas que (3.93) y (3.91) donde se ha tenido en cuenta (3.91) y el valor de  $k$ .

### 3.6.5 Propagación por una lente

La propagación en una lente se puede explicar con ayuda del método de la matriz ABCD. Esta matriz viene dada por

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.101)$$

donde  $f$  es la distancia focal de la lente. Esquemáticamente lo que le ocurre a un haz gaussiano al atravesar una lente delgada se puede ver en la Figura 3.13.

En el caso de una lente delgada los parámetros  $q$  están relacionados por

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (3.102)$$

De tal manera que se pueden conocer el radio de curvatura después de atravesar la lente con ayuda de la expresión anterior teniendo en cuenta que la anchura del haz al atravesar la lente permanece inalterada.

La explicación de esto es que cuando el haz pasa por la lente esta no afecta el ancho del haz, sólo modifica la fase del campo. El campo obtenido a la salida de la lente es el resultado de multiplicar el campo incidente por el término  $\exp\left[j\left(\frac{\pi}{\lambda f}\right)(x^2 + y^2)\right]$ , lo que es equivalente a modificar el radio de curvatura. La transformación vendrá de esta forma descrita mediante las ecuaciones

$$\begin{aligned}\frac{1}{R_2} &= \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \\ w_2(z) &= w_1(z)\end{aligned}\tag{3.103}$$

**Problema 6** *Encontrar a qué distancia se encuentra el mínimo del ancho del haz una vez que ha atravesado una lente delgada. Para ello se le aconseja que realice un pequeño programa en MATLAB o lenguaje similar donde pueda variar los parámetros de una lente. Sería conveniente que pudiera representar gráficamente como va cambiando el ancho de una haz con la propagación, antes y después de la lente.*

### 3.6.6 Estudio del método de acoplo que vamos a utilizar

**Problema 7** *Se pide que estudie la influencia de los principales parámetros que uno puede elegir a la hora de fijar los grados de libertad de que dispone. La situación se puede ver en la Figura 3.14.*

*Para ello deberá partir de la anchura inicial de haz a la salida del láser.*

*Los parámetros del láser son: longitud de onda 633 nm, anchura del haz 0,315 mm y ángulo de divergencia 0,65 mrad. Suponga que el radio de curvatura del haz de salida del láser es  $\infty$ .*

*¿Calcule la anchura del haz,  $D$ , y su radio de curvatura al recorrer una distancia  $d_1$ ?*

*Dispone de las lentes cuyas características se recogen en la Tabla 3.1, ¿Qué lente se adapta mejor a esta situación y por qué? Para deducir esto, puede utilizar el programa que hizo en el problema anterior.*

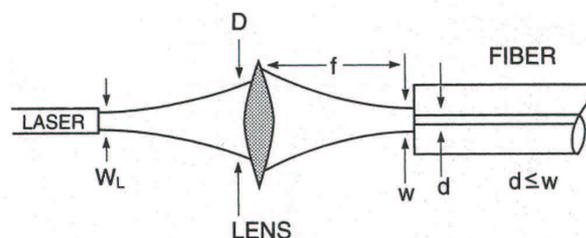


FIGURA 3.14. Representación esquemática del acoplo de la luz de un láser a una fibra monomodo.

TABLA 3.1. Características de distintos objetivos de Newport

Aumentos	Apertura Numérica	Foco (mm)	Referencia producto
20	0,40	9,0	M-20X
40	0,65	4,5	M-40X

La fibra que se va a utilizar en esta práctica es la F-SV-20 de Newport. Es una fibra monomodo de diámetro de núcleo 4 micras y diámetro del recubrimiento 125 micras con una apertura numérica de 0,11.

Una vez elegida la lente calcule la anchura del haz,  $w$ , en función de la distancia ( $d_2^4$ ). Tenga en cuenta la ecuación (3.75) para fijar el tamaño del haz. Una aproximación razonable es suponer que el tamaño del haz del láser es el doble del radio del campo modal.

### 3.7 Material necesario para la práctica

Para el desarrollo de esta práctica es necesario el siguiente material:

- F-SV-20: 20 metros de fibra monomodo 4/125

<sup>4</sup>Recuerde que en la Figura esta distancia está representada como  $f$ .

- XSN-22
- U-1301P
- ULM
- 340RC
- 41
- 1815-C
- 818-SL
- F-CL1
- F-BK2
- FK-BLX
- Destornillador
- SK-25: Kit de tornillos 1/4-20
- SK-08: Kit de tornillos 8-32
- F-916
- M-20X
- RSP-2
- MPH-1
- MSP-1
- VPH-2
- VPH-4

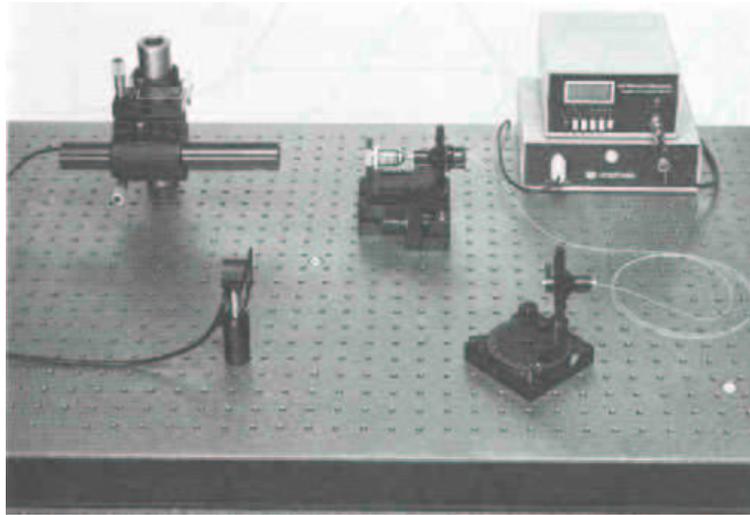


FIGURA 3.15. Fotografía del montaje para la realización de la práctica.

- B-2
- SP-2
- FP-1

### 3.8 Instrucciones para la realización de la práctica

#### *3.8.1 Introducción*

En la Figura 3.15 se observa una fotografía del montaje de laboratorio para la realización de la práctica. La radiación del láser se acopla en la fibra monomodo mediante un objetivo de microscopio, como ya se hizo en la Práctica ???. En este caso deberemos tener más cuidado a la hora de acoplar la luz a la fibra. Para ello consulte el apartado 3.6.

#### *3.8.2 Montaje de la práctica*

Los pasos a seguir para la realización del montaje son<sup>5</sup>:

1. Monte el láser, para ello siga los pasos dados en la Práctica 5.

---

<sup>5</sup> Como el montaje ya está realizado haga una lectura rápida de este apartado.

2. Monte la etapa de alineamiento F-916, tal y como se le ha explicado en la Práctica 6 y rosque el objetivo en la etapa de alineamiento.
3. Fije la etapa de rotación RSP-2 tal y como se ha explicado en la Práctica 5.
4. Sitúe el posicionador FP-1 que servirá para situar el final de la fibra en la etapa rotaria. Si tiene dudas consulte la forma de hacerlo en la Práctica 5.
5. Sitúe el detector de acuerdo a los pasos marcados en la Práctica 5 y fíjelo con dos tornillos M6x12.

### 3.8.3 Consejos para la realización del montaje

Lea atentamente estos consejos para una correcta realización de la práctica:

- Encienda el láser de He-Ne y sitúe el elemento de acoplo a la misma altura que el haz del láser. Para conseguir un buen acoplo, hay que asegurarse que el haz que sale del objetivo del microscopio es paralelo a la mesa de trabajo y perpendicular a la lente. Esto quiere decir que la lente del objetivo no variará la trayectoria del láser, sólo concentrará la luz en el foco de la lente. Para conseguir ésto, ajuste la altura y el ángulo del láser de forma que el haz incida sobre el objetivo y no se observen reflejos. Una vez realizado un ajuste grueso del haz del láser manipulando la abrazadera 340C, haga un ajuste fino manipulando los mandos del ajustes del acoplo.
- Sitúe el extremo de la fibra que ha preparado<sup>6</sup> en el lugar correspondiente del acoplador, tras el objetivo del microscopio empleado para enfocar el haz del láser.
- Coloque en un posicionador de fibra el extremo opuesto y ponga el detector para optimizar el alineamiento.

---

<sup>6</sup> Consulte el apartado correspondiente a la preparación de la fibra óptica monomodo.

- Optimice el acoplamiento del láser a la fibra monitorizando la potencia con ayuda del medidor. Un acoplamiento correcto entre el láser y la fibra supone unas pérdidas de 3 dB. Un acoplo bien hecho puede tener unas pérdidas de 2 dB.

#### *3.8.4 Preparación de la fibra*

Corte un trozo de dos metros de longitud de fibra F-SV-20 y prepare los extremos. En este caso al tratarse de fibra monomodo le resultará difícil pelar la fibra con ayuda de la cuchilla de afeitar. Por lo que es mejor utilizar un disolvente orgánico como puede ser el tricloroetileno. Una vez pelada la fibra, realice el corte.

#### *3.8.5 Optimización del acoplo del láser a una fibra monomodo*

Los pasos necesarios a seguir para realizar un correcto acoplo de la radiación del láser en la fibra monomodo son:

1. Calcule el valor de frecuencia normalizada para la longitud de onda de trabajo y para la fibra F-SV-20.
2. Calcule el valor del radio de campo modal en las condiciones anteriores.
3. Calcule la anchura y el radio de curvatura del haz del láser cuando llega a la lente. Este cálculo será función de la distancia entre la salida del láser y la posición de la lente ( $d_1$ ).
4. Calcule el radio de curvatura del haz después de atravesar la lente.
5. Calcule el ancho del haz en función de la distancia ( $d_2$ ) después atravesar la lente.

Recuerde que todos estos cálculos los ha realizado en el Problema 7.

### 3.8.6 *Medida del perfil gaussiano*

Para la medida del perfil gaussiano la fibra deberá estar sobre la plataforma giratoria. Asegúrese que el extremo de la fibra está sobre la vertical del eje de giro de la etapa rotatoria, tal como se hizo en la Práctica 5.

Sitúe a una cierta distancia el detector para garantizar que se cumple la hipótesis de campo lejano.

En este caso limitaremos la superficie de incidencia de la radiación al detector con la ayuda de dos trozos de cuchillas de afeitarse, dejando una apertura alrededor de 1 mm.

Realice las medidas de la potencia recibida en función del desplazamiento angular de la fibra. Haga las medidas con desplazamientos angulares en los dos sentidos.

Represente los valores medidos (normalizados con respecto al valor máximo) en función del ángulo y calcule el parámetro  $w_0$  a partir de ellos. Para hacer este cálculo recuerde que la medida de potencia la está haciendo con respecto a una variable grados.