

David Benedicto Baselga

Modelización y caracterización de guías de ondas integradas multinúcleo codopadas con erbio e iterbio.

Director/es

Dr. D. Vallés Brau, Juan Antonio

Dr. D. Martín Alonso, Juan Carlos

<http://zaguan.unizar.es/collection/Tesis>

© Universidad de Zaragoza
Servicio de Publicaciones

ISSN 2254-7606

Tesis Doctoral

MODELIZACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS
DE ONDAS INTEGRADAS MULTINÚCLEO
CODOPADAS CON ERBIO E ITERBIO.

Autor

David Benedicto Baselga

Director/es

Dr. D. Vallés Brau, Juan Antonio
Dr. D. Martín Alonso, Juan Carlos

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA
Escuela de Doctorado

2021

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA



Departamento de Física Aplicada

Modelización y caracterización de guías de ondas integradas multinúcleo codopadas con erbio e iterbio

Modelization and characterization of erbium and
ytterbium codoped integrated multicore waveguides

Memoria presentada por:

David Benedicto Baselga

para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas,
dirigida por los Doctores:

Juan Antonio Vallés Brau
Juan Carlos Martín Alonso

Septiembre, 2021

Agradecimientos

La primera versión de los agradecimientos la empecé a escribir antes de la pandemia (casi no me vine arriba ni nada). Esta última versión la estoy escribiendo recién vacunado, así que cualquier queja se le puede achacar a los efectos secundarios. A lo largo de estos años ha habido momentos muy buenos y otros periodos más frustrantes (por ejemplo la escritura de la tesis, así a ojo). En todas estas situaciones he tenido la suerte de contar con personas muy grandes a mi lado. A ellas van dedicadas estas líneas.

Laura dice que es de rigor empezar los agradecimientos por los directores, y no voy a ser yo el que le lleve la contraria. Siempre que hablo con alguien de trabajo y hago balance de las cosas buenas y malas que tiene llego a la misma conclusión: mucha suerte tendré que tener para volver a encontrarme con unos jefes como Juan y Juan Carlos. Excursiones de montaña, salidas en bici, guerras de agua, concursos de tapas, judiadas y muchos almuerzos. He tenido la inmensa suerte de que además de ser mis jefes y mis directores, tanto Juan como Juan Carlos se han convertido en mucho más que eso durante estos años: compañeros, amigos y referentes en muchos aspectos de la vida. En lo laboral siempre me han invitado a formar parte del proyecto, a pensar, investigar, proponer y reflexionar juntos. A hacer ciencia, vamos. Sin su apoyo, confianza y guía habría sido imposible hacer todo esto. Muchas gracias por confiar en mí estos años, por vuestro esfuerzo, dedicación y por apoyarme en el trabajo, en mi formación y en lo personal.

Aunque no lo sea de manera oficial, sin duda Viqui se merecería aparecer como codirectora de esta tesis. Aún recuerdo el viaje a Castellón para calibrar el modulador. Quién se iba a imaginar todo el jaleo que iba a venir después y la cantidad de horas de laboratorio que íbamos a echar juntos. Pese a todas las dificultades que nos surgieron guardo un muy buen recuerdo de esa etapa porque, las cosas como son, trabajar con Viqui da gusto. Muchas gracias por tu compañía y esfuerzo, por aguantarme cada vez que bajaba por el pasillo de abajo a molestar y por darme ánimos cuando las cosas se ponían cuesta arriba. Eres otra de esas personas que se ha convertido en más que una compañera de trabajo. Mi admiración máxima, excepto en motivación a la hora de trabajar después de almorzar. En eso no.

Esta etapa no habría sido lo mismo sin Ángel. Compañero de básicamente todo durante estos años. Empezamos juntos, sufrimos juntos, nos fuimos juntos de congresos, de excursión, de viaje, de estancia... (Vamos que estoy de él hasta las narices ya). Si me pongo a contar anécdotas no acabo la tesis este año y estaría feo que me volviese a pasar eso a estas alturas así que nada. Espero que nuestra amistad dure muchos más años pero sin compartir habitación más veces eh, que das mucho mal.

Quiero agradecer también su apoyo y compañía al resto de compañeros y compañeras del Departamento de Física Aplicada, en especial a Julia, por su amistad y cariño que hicieron más amena buena parte de esta etapa, a Laura, por su sonrisa incansable y el peligro extra que tiene estar cerca suyo (menos mal que el momentismo no llegó antes que sino a saber cuándo acabo yo la tesis), a Jorge, por hacerme compañía cuando no quedaba nadie más por el pasillo, a Virginia, por alargar los cafés y devolverme esa motivación por la escritura, a Nieves, porque aún recuerdo su tarta de queso (lo mejor que ha hecho nadie por mí en este departamento), a Marina, compañera ya desde mucho antes, a Angelines, por hacerme soñar con aún más vacaciones y a Jesús, por su pasión por la enseñanza y su cercanía que hacen que estés a gusto charrando con él (no te relajes, Jesús, que vuelves a aparecer más adelante). Trabajar rodeado de buena gente se agradece.

Agradecer también la compañía que me han hecho siempre mis compis de despacho. A Eduardo, mi primer compañero, por la tranquilidad que me transmitió siempre y por esas conversaciones a última hora del día a las que a veces se unían Paco, Sebas y Víctor (y de las que aún quedan vestigios y se agradecen). Por tu cariño y lo buena persona que fuiste, nunca te olvidaré. A Elvira, mi compañera actual, por darme esos empujones tan necesarios en la recta final aunque siempre ande metida en mil jaleos y porque gracias a ella da menos pereza ir a trabajar por las mañanas. Sin forzar, eso sí, lo de madrugar pa ella.

Lo de hacer vida en la universidad como si fuera mi segunda casa no habría sido posible sin Relan, Alex y Jorge. Las charradicas en los pasillos de la facultad y las meriendas. Las partidas al tute después de comer juntos me daban la vida. Principalmente porque solía ganar yo (sí, sí. Ganar. ¿Opináis diferente? Mirad lo que me importa: ganaba yo y vosotros perdíais. Sobre todo perdía Relan. Si no os gusta escribid vuestros propios agradecimientos). Los ratos que pasamos juntos son de los mejores recuerdos de estos años y aunque ya casi no nos juntemos por la universidad da gusto poder contar con vosotros.

Este trabajo no habría sido posible sin la colaboración con el Grupo de Procesado Láser del Instituto de Óptica del CSIC. Agradecer a Javier Solís y al resto del grupo todo el trabajo que han tenido que hacer para que hayamos podido contar con guías que medir. La cantidad de trabajo que hay en su fabricación y que no queda reflejado en esta tesis es enorme. Agradecer sobre todo a Antonio su infinita paciencia a la hora de explicarme cómo hacer las medidas cuando fui a Madrid y toda su dedicación y esfuerzo a lo largo de la colaboración en la multitud de dudas y problemas que han ido surgiendo. Me gustaría agradecer también a Fátima su ayuda solucionando los problemas con el software, que nos ha dado más de un quebradero de cabeza a los dos.

Dejando a un lado el mundillo de la facultad, esto no habría sido posible sin el apoyo incondicional de mis amigos. Por un lado los de siempre. Los de toda la vida: Cisneros, Moliné, Martín, Josemi, Sergio, Diego, Medina, Seara, Palacios, Monti y Luis. Resulta difícil expresar en pocas líneas la suerte que tengo de tenerlos en mi vida desde hace tanto tiempo, pero os quiero dar las gracias por estar ahí tantos años, por esas charradas en la cocina cuando no podíamos dormir, por esos paseos nocturnos por el parque grande hablando de la vida y por esas conversaciones que aún en la distancia nos mantienen unidos. Gracias por los vermús, por las escapadas, por los guitarreos y por tantas otras cosas. Así en resumen, gracias por formar parte de mi vida y hacerme más feliz (excepto a Josemi que es una ratuela traidora).

La física no sería tan bonita sin los fisiamigos. Lo mejor de la carrera, sin duda. Las fisiquedadas, los fisivermus, los fisifindes y lo que nos gusta añadir fisi- delante de cualquier palabra eh. Me alegro de que nuestra amistad siga creciendo aún diez años después de conocernos por primera vez y de que seáis tan majos y tengo ganas de abrazaros porque me lo he pasado muy bien en el último fisifinde que acabó ayer y tengo morriña jo. Gracias en especial a Marta, por compartir nuestras vidas aunque sea en la distancia, a Galve, por ser un padrazo muchísimo bueno, a Jupa, por su mente privilegiada para salir de las salas de escape y organizar cosas, a Abel, por encabezar la fisirresistencia en Zaragoza, y a Ovejas, porque sí, porque Ovejas es algo a agradecer en sí mismo. Gracias a todos los demás que me echaréis en cara que no os nombro en estas líneas pues os fastidiáis que algunos os lo habéis ganado por ser tan pesados por las mañanas o por no venir al fisifinde. Venga, va, y a Chosi.

Agradecer también a la gente de Ingeniería Sin Fronteras el permitirme formar parte de esta gran familia. En especial a Jose, que me inició y me ha guiado a lo largo de estos años en el camino de la cooperación y el voluntariado. No han sido pocas las veces en las que una quedadica me ha dado fuerzas para seguir adelante. Me alegro de haberos conocido. Mi forma de ver la vida sería muy diferente de no haber sido así.

Agradecer también a esa familia que puedes considerar como amigos. A mis primicos Pablo y Samuel. Y a las primicas tan majosas que tengo que son más buenas que pa qué: Miriam y Débora. Sobre todo a Débora, que siempre he considerado una gran persona, alguien en quien fijarme, que ha estado ahí cuando más la he necesitado. De mayor quiero ser como tú. Si puede ser, pareciendo igual de joven.

Y cuando se tiene la suerte de contar con amigos a los que considerar familia también me parece importante hacérselo notar. Gracias a la familia Saso, en constante crecimiento. A los Barrios, a los Pardina y a los Vilella, con toda su prole, que alcanza un buen rango de edades. Porque no me imagino una vida sin vosotros, sin celebrar los cumpleaños, la Nochevieja, los veranos y las escapadas a la montaña (que últimamente flojean eh, a ver si dejamos de lesionarnos que así no se puede). Porque os tengo en mucha estima y marcáis un referente de cómo me gustaría que fuese mi propia familia. Me gustaría destacar a Marina, sin la cual mi vida sería mucho más gris. La importancia que tienes en mi vida es enorme. Gracias por todos estos años de amistad, por las escapadas, los paseos, los viajes, los planes más locos y las charradicas existenciales. Ale, ya te puedes ir preparando los agradecimientos de tu tesis.

Gracias a todas esas personas que, aunque sea a temporadas, forman parte de mi vida. A Inés, que aunque nos veamos cada mil años parece que no pasa el tiempo, a Alba, el gran descubrimiento de este año junto con más gente maja del máster, a David y Andrés, qué ganas de volvernos a ver y jugar a juegos de mesa me han entrado, a Andi y a Laura, por esas cenas en el pisico hablando de todo un poco, y a la gente de Rumanía, que convirtieron la estancia doctoral en una etapa muy especial: Ramona, Robert, Razvan, Anca, Adriana, gente Erasmus y, sobre todo, Eszter. Seguro que me dejo a muchas personas importantes, pero son efectos de la vacuna, ya sabéis, dolor de hombro y pérdida selectiva de memoria.

Por último, y dejando a las personas más importantes para el final, agradecer todo su apoyo, confianza, esfuerzo y cariño a mis padres. Esta tesis se la dedico a ellos, porque siempre han creído en mí, incluso cuando ni yo mismo lo hacía, porque me han enseñado a esforzarme y a trabajar duro con su ejemplo, porque me han enseñado a cuidar de las personas, y porque siempre han cuidado de mí. Porque sin ellos nada de esto sería posible (bueno, si nos ponemos exquisitos yo no estaría aquí de no ser por ellos, claro). Muchas gracias a los dos.

No me gustaría terminar los agradecimientos sin quitárselos a una serie de personas (podríamos considerarlo como un párrafo de desagradecimientos, si queréis). Esto va dedicado a todos esos amigos que, habiendo empezado la tesis a la par, no me esperaron para defenderla y son ya doctores. Josemi, Martín, Relan y Ángel: sois unas ratuelas traidoras, que lo sepáis. Al resto de amigos que aún les falta un poquillo para terminar (Alex, Jorge, Palacios, Galve, Ovejas, Nabor, Marina, etcétera, madre mía si es que hoy en día dejan sacarse un doctorado a cualquiera eh): buena suerte, la necesitaréis. Por último, a todas esas personas que se han pasado los últimos años preguntando ¿Qué tal llevas la tesis? ¿Cuánto te queda? ¿Ya la habrás depositado, no? y demás preguntas crueles, pérfidas e infames. A todas esas personas va dedicada la frase célebre que pone fin a mis agradecimientos. Bueno, a ellas y a Jesús, máximo exponente de las bromas en el café sobre el inalcanzable final de la tesis. Espero que os guste.

Sin más dilación, y como diría Viqui: ¡Al turrón!

«Un mago no llega tarde. Ni pronto.
Llega exactamente cuando se lo propone».

Gandalf el Gris.

Índice general

Agradecimientos	III
Introducción	XI
Introduction	XIII
Lista de acrónimos	XV
1. Fundamentos de las guías integradas multinúcleo dopadas con tierras raras	1
1.1 Óptica integrada y escritura láser ultrarrápida	2
1.1.1 Escritura de guías de onda mediante pulsos láser ultrarrápidos	2
1.1.2 Microprocesado de dieléctricos con láseres de femtosegundos	4
1.1.3 Materiales y aplicaciones	5
1.2 Guías de onda multinúcleo	6
1.2.1 Fibras multinúcleo	6
1.2.2 Guías integradas multinúcleo	7
1.3 Guías dopadas con tierras raras	9
1.3.1 Propiedades ópticas de los iones de tierras raras	9
1.3.2 Los iones iterbio y erbio	10
1.3.3 Mecanismos de transferencia cooperativa de energía	13
1.3.4 Guías integradas dopadas con tierras raras	14
1.4 Referencias	15
2. Modelización de guías de onda multinúcleo en medios dieléctricos activos	23
2.1 Introducción	24
2.2 Propagación de potencias ópticas en guías de onda multinúcleo	24
2.2.1 Propagación guiada en medios dieléctricos	24
2.2.2 Teoría de modos acoplados	26
2.2.3 Cálculo de supermodos y su propagación con RSoft CAD	32
2.3 Modelización de amplificadores integrados basados en guías multinúcleo	36
2.3.1 Modelo para guías altamente codopadas con Yb^{3+} y Er^{3+}	37
2.3.2 Condiciones de contorno e implementación numérica	40
2.4 Referencias	45

3. Caracterización de guías de dos núcleos inscritas en vidrios de fosfato codopados con $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$	47
3.1 Introducción	49
3.2 Características de la muestra y montaje experimental	49
3.2.1 Características del vidrio y de las guías integradas	49
3.2.2 Montajes experimentales	52
3.2.3 Calibración instrumental	56
3.3 Caracterización de guías de un solo núcleo	58
3.3.1 Caracterización modal	59
3.3.2 Atenuación	66
3.3.3 Ajuste paramétrico de la ganancia relativa	76
3.3.4 Validación de los parámetros obtenidos	78
3.4 Guías de dos núcleos acoplados	79
3.4.1 Estudio de la propagación	80
3.4.2 Excitación simétrica	87
3.4.3 Excitación centrada en un núcleo	90
3.5 Referencias	115
4. Análisis modal mediante un modulador espacial de luz	117
4.1 Introducción	119
4.2 Fundamentos de holografía y modulación espacial de luz	121
4.2.1 Holografía: registro y reconstrucción	121
4.2.2 Los cristales líquidos y el modulador espacial de luz	122
4.3 Análisis modal mediante DP-CGH	125
4.3.1 Análisis modal mediante hologramas generados por ordenador	125
4.3.2 Hologramas de doble fase generados por ordenador	129
4.4 Simulación del proceso de análisis modal	134
4.4.1 Estimación del efecto del término de ruido	135
4.4.2 Resolución espacial	142
4.4.3 Ajuste y centrado de los filtros de correlación	147
4.5 Reconstrucción modal	150
4.5.1 Montaje experimental	151
4.5.2 Calibración del modulador espacial de luz	153
4.5.3 Centrado y ajuste de la fibra	155

4.5.3	Reconstrucción numérica de distribuciones modales.....	158
4.6	Referencias	165
5.	Aplicaciones de las guías multinúcleo codopadas con erbio e iterbio.....	169
5.1	Introducción.....	170
5.2	Diseño y análisis de un amplificador de guía de onda por reflexión antirresonante en forma de anillo dopada con erbio.....	170
5.2.1	Introducción.....	170
5.2.2	Comportamiento pasivo de una guía de onda ARROW	171
5.2.3	Optimización de un amplificador de fibra ARROW.....	177
5.3	Implementación de una etapa activa en un sensor de curvatura por interferencia modal	180
5.3.1	Introducción.....	180
5.3.2	Diseño del sensor	181
5.3.3	Resultados.....	183
5.4	Referencias	188
	Conclusiones	191
	Conclusions.....	195

Introducción

Las fibras ópticas multinúcleo presentan en la actualidad un gran interés en diversos campos, como el de las comunicaciones ópticas, debido a su idoneidad para aumentar la capacidad de transmisión de información mediante el multiplexado modal o espacial; el de los amplificadores y láseres de fibra óptica de alta potencia, por las posibilidades que aportan en la reducción de efectos no lineales mediante el aumento del área modal; o el de los sensores de fibra, en base a la sensibilidad del acoplamiento entre núcleos frente a cambios en parámetros externos.

Gracias al desarrollo de la fabricación de guías integradas mediante escritura con láseres de femtosegundo, es posible inscribir estructuras multinúcleo en vidrios dopados con tierras raras, transfiriendo así las potencialidades de este tipo de estructuras a los dispositivos activos integrados. Si bien las guías multinúcleo presentan una mayor versatilidad en su diseño debido al número de grados de libertad con los que se cuenta, la amplificación simultánea y desigual de múltiples modos genera una gran complejidad, tanto en la modelización de la propagación de potencias ópticas por estas estructuras, como en la interpretación de los resultados experimentales.

El grupo de investigación de referencia Tecnologías Ópticas Láser de la Universidad de Zaragoza, en el que se ha desarrollado el trabajo descrito en esta memoria, posee una experiencia de casi 30 años en la caracterización y modelización de guías integradas dopadas con tierras raras. Además, este trabajo se ha beneficiado de la amplia experiencia de otros miembros del grupo en el diseño y construcción de elementos ópticos holográficos en diferentes materiales y en el uso de moduladores espaciales de luz. Finalmente, debe mencionarse la continuada colaboración existente con el Grupo de Procesado Láser (GPL) del Instituto de Óptica (IO-CSIC), responsable de la fabricación de las muestras estudiadas a lo largo de esta tesis. La posibilidad de reunir la experiencia en estos tres ámbitos complementarios impulsó la puesta en marcha de este trabajo de tesis.

Así, el principal objetivo de esta tesis ha sido la caracterización y modelización de guías integradas activas de múltiples núcleos acoplados y en su desarrollo se ha estructurado de la siguiente forma:

En el capítulo 1 se presenta el estado actual de la investigación en el campo de las guías integradas fabricadas mediante escritura laser ultrarrápida, se introducen las guías de onda multinúcleo, exponiendo sus posibilidades y ventajas en distintas aplicaciones, y se describen las propiedades y el funcionamiento de los amplificadores ópticos basados en guías de onda dopadas con erbio e iterbio.

En el capítulo 2 se presenta el formalismo matemático utilizado habitualmente para modelizar la propagación y amplificación de la luz en guías de onda codopadas con iterbio y erbio. Junto a las ecuaciones que rigen el modelo, se describe su implementación numérica así como los efectos que es necesario tener en cuenta a la hora de modelizar el sistema.

En el capítulo 3 se detallan los diversos montajes empleados para las tareas de caracterización de guías de un solo núcleo inscritas en un vidrio fosfatado codopado con erbio e iterbio. Tras ajustar el modelo teórico con los parámetros obtenidos en la caracterización, se muestran las medidas realizadas en las guías de dos núcleos junto con sus correspondientes simulaciones, con el objetivo de validar el rango de aplicación del modelo utilizado. La necesidad de explicar los comportamientos medidos en la guía de dos núcleos que quedan fuera del rango de validez del modelo expuesto en el capítulo anterior nos llevará a plantear una extensión del mismo.

En el capítulo 4 se presenta, de forma autocontenida, la implementación de un montaje para el análisis modal de guías multinúcleo mediante elementos holográficos. Se describen los fundamentos de la técnica holográfica junto con el formalismo matemático de análisis modal mediante filtros de correlación, se muestra la implementación del montaje, las simulaciones en las que se estudian los requisitos técnicos del sistema y, finalmente, la comparación entre las medidas de las distribuciones modales y su reconstrucción teórica en base al análisis modal realizado.

En el capítulo 5 se presentan dos aplicaciones de estructuras de guiado multinúcleo en un medio activo. En primer lugar se describe el diseño optimizado de un amplificador basado en una guía de onda óptica por reflexión antirresonante en un medio dopado con erbio, identificando los parámetros que permiten maximizar su ganancia. En segundo lugar se presenta un estudio sobre la viabilidad de mejorar las prestaciones de un sensor de curvatura, basado en la interferencia modal en una fibra multinúcleo, mediante la implementación de una etapa activa.

Introduction

Multicore optical fibers are currently of great interest in different fields. They can be used in optical communications due to their suitability for increasing the information transmission capacity through modal or space division multiplexing. The possibilities they provide in reducing non-linear effects by increasing the modal area make them particularly useful for high-power fiber amplifiers and lasers. Multicore fibers can also be utilized as fiber sensors based on the coupling between cores sensitivity regarding external parameters changes.

Although multicore waveguides present greater versatility in their design due to the number of degrees of freedom that are available, the simultaneous and uneven amplification of multiple modes generates great complexity, both in the modeling of the propagation of optical powers through these structures and in the interpretation of experimental results. The development of femtosecond laser written integrated waveguides allows the fabrication of rare earth doped multicore integrated waveguides, thus allowing the transfer of multicore fiber structures potentialities to integrated active devices.

The Laser and Optical Technologies group, a reference research group of the University of Zaragoza in which the work described in this report has been developed, has almost 30 years of experience in the characterization and modeling of rare earth doped integrated waveguides. In addition, this work has benefited from the wide expertise of other members of the group in the design and implementation of holographic optical elements in different materials as well as in the use of spatial light modulators. Finally, it has to be mentioned the continued collaboration with the Laser Processing Group (LPG) of the Institute of Optics (IO-CSIC), responsible for the manufacture of the samples studied throughout this thesis. The possibility of bringing together the experience in these three complementary fields promoted the proposal of this thesis work.

Therefore, the characterization and modeling of active multicore integrated waveguides has been the main goal of this thesis, which has been organized as follows:

Chapter 1 presents the current state of the art regarding ultra-fast laser written integrated waveguides, exposes the multicore waveguides possibilities and advantages in different applications, and describes the properties and principles of operation of optical amplifiers based on erbium and ytterbium co-doped waveguides.

Chapter 2 presents the mathematical formalism commonly used to model the light propagation and amplification through erbium and ytterbium co-doped waveguides. Along with the model set of equations, its numerical implementation is described, as well as the effects that must be taken into account when modeling the system.

Chapter 3 describes the different set-ups used for the characterization tasks of a single-core waveguide inscribed in an erbium and ytterbium co-doped phosphate glass. After adjusting the theoretical model with the parameters obtained in the characterization, the measurements made in the two-core waveguides are shown together with their corresponding simulations, in order to validate the range of application of the model used. The need to explain the observed behaviors in the two-core waveguides that are outside the range of validity of the model presented in the previous chapter will lead us to propose an extension of it.

Chapter 4 presents, in a self-contained way, the implementation of a modal analysis set-up for multicore waveguides using holographic elements. The fundamentals of the holographic technique are described together with the mathematical formalism of the modal analysis based on correlation filters. Here we present the set-up implementation, the simulations studying the system technical requirements, and the comparison between the measured modal distributions and their theoretical reconstruction based on the modal analysis.

Chapter 5 presents two active multicore waveguides applications. First, the design and optimization of an erbium doped antiresonant reflecting optical waveguide is described, identifying the parameters that allow its gain to be maximized. Second, a study of the feasibility of improving the performance of a multicore modal-interference based curvature sensor through the implementation of an active stage is presented.

Lista de acrónimos

ARROW	Guía de onda por reflexión antirresonante (<i>Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide</i>)
ASE	Emisión espontánea amplificada (<i>Amplified Spontaneous Emission</i>)
BC	Banda de conducción
BV	Banda de valencia
BPM	Método de propagación del haz (<i>Beam Propagation Method</i>)
CCD	Dispositivo de Carga Acoplada (<i>Charge-Coupled Device</i>)
CFM	Método de filtro de correlación (<i>Correlation Filter Method</i>)
CGH	Holograma generado por ordenador (<i>Computer Generated Hologram</i>)
CMOS	Semiconductor complementario de óxido metálico (<i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>)
DPH	Holograma de doble fase (<i>Double Phase Hologram</i>)
EDFA	Amplificador de fibra óptica dopada con erbio (<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>)
FD	Diferencia finita (<i>Finite Difference</i>)
IG	Guiado por índice (<i>Index Guided</i>)
LC	Cristal líquido (<i>Liquid Crystal</i>)
LCOS	Cristal líquido en silicio (<i>Liquid Crystal On Silicon</i>)
LMA	Área modal grande (<i>Large Mode Area</i>)
LP	Linealmente polarizado (<i>Linearly Polarized</i>)
MCF	Fibra multinúcleo (<i>Multi-Core Fiber</i>)
MDM	Multiplexado por división modal (<i>Mode Division Multiplexing</i>)
MFD	Diámetro de campo modal (<i>Mode Field Diameter</i>)
MOF	Fibra microestructurada (<i>Microstructured Optical Fiber</i>)
OSA	Analizador de espectro óptico (<i>Optical Spectrum Analyzer</i>)
PBG	Bandgap fotónico (<i>Photonic Band-Gap</i>)
PML	Capas perfectamente acopladas (<i>Perfectly Matched Layers</i>)
SDM	Multiplexado por división en el espacio (<i>Spatial Division Multiplexing</i>)
SLM	Modulador espacial de luz (<i>Spatial Light Modulator</i>)
SMF	Fibra monomodo (<i>Single Mode Fiber</i>)
TMA	Teoría de Modos Acoplados

Capítulo I

Fundamentos de las guías integradas multinúcleo en sustratos dopados con tierras raras

1.1.	Óptica integrada y escritura láser ultrarrápida.....	2
1.1.1.	Escritura de guías de onda mediante pulsos láser ultrarrápidos	2
1.1.2.	Microprocesado de dieléctricos con láseres de femtosegundos.....	4
1.1.3.	Materiales y aplicaciones.....	5
1.2.	Guías de onda multinúcleo	6
1.2.1.	Fibras multinúcleo	6
1.2.2.	Guías integradas multinúcleo	7
1.3.	Guías dopadas con tierras raras.....	9
1.3.1.	Propiedades ópticas de los iones de tierras raras.....	9
1.3.2.	Los iones iterbio y erbio	10
1.3.3.	Mecanismos de transferencia cooperativa de energía.....	13
1.3.4.	Guías integradas dopadas con tierras raras	14
1.4.	Referencias.....	15

1.1. Óptica integrada y escritura láser ultrarrápida

En la década de 1960 se iniciaron una serie de trabajos que Miller agruparía en 1969 bajo el término de óptica integrada, con el objetivo de reunir un conjunto de elementos ópticos miniaturizados sobre un mismo sustrato, de forma similar a los circuitos electrónicos [1]. Aunque en sus inicios no se disponía de las técnicas necesarias para realizar muchos de los diseños propuestos, a partir de los años 80 ya se comenzaron a desarrollar un conjunto de técnicas de fabricación de guías superficiales con las que elaborar dispositivos con diversas aplicaciones relacionadas con las comunicaciones ópticas, los sensores y el procesamiento de señal [2]. La Figura 1.1 muestra varios ejemplos típicos de guías de onda integradas superficiales.

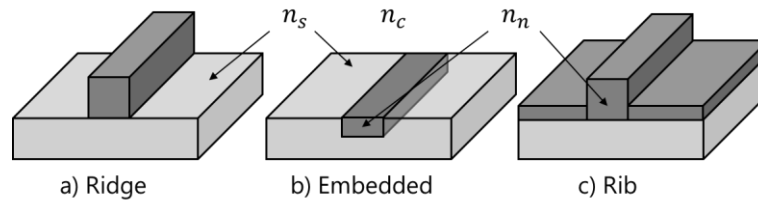


Figura 1.1 Esquemas de guías de onda en canal: a) *ridge*, b) *embedded* y c) *rib* [3]. Los índices de refracción del sustrato, cubierta y núcleo son n_s , n_c y n_n respectivamente.

Los circuitos integrados ópticos pueden contener diversos componentes, como divisores, acopladores, filtros, moduladores, amplificadores o láseres, entre otros. En la Figura 1.2 se muestran algunos componentes básicos de la óptica integrada. Hoy en día se encuentran componentes ópticos integrados en productos cotidianos como los reproductores de CD, punteros láser, instrumental médico, etc. Además, la óptica integrada abarca una gran variedad de tecnologías con gran impacto en la actualidad, tales como en los sistemas láser, telecomunicaciones, optoelectrónica, tecnologías cuánticas o microfluídica [4]–[9].

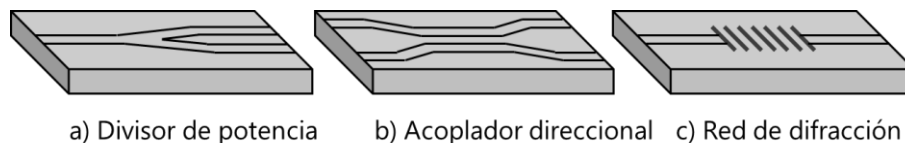


Figura 1.2 Esquemas de elementos ópticos integrados sobre sustrato plano: a) divisor de potencia, b) acoplador direccional y c) red de difracción.

1.1.1. Escritura de guías de onda mediante pulsos láser ultrarrápidos

La fabricación de guías de onda integradas en diversas configuraciones es posible mediante diferentes técnicas [10], entre las que se incluyen la difusión interna [11], el intercambio ion/protón [12], [13], el crecimiento epitaxial [13,14], la implantación de iones [16]–[18] y la escritura láser de femtosegundos [19]. De entre estas tecnologías destaca la escritura láser de femtosegundos, por permitir la fabricación directa de guías integradas en diferentes planos del sustrato, demostrando ser una herramienta versátil en la fabricación de dispositivos fotónicos integrados [20]–[24].

La técnica de fabricación de guías mediante escritura láser ultrarrápida tiene su origen en 1996, cuando se demuestra que es posible obtener una modificación local permanente del índice de refracción en el interior de un material dieléctrico transparente (sílice) aplicándole pulsos láser ultrarrápidos [25],

[26]. Mediante esta técnica de fabricación se consiguen valores de cambio de índice comprendidos entre 10^{-4} y 10^{-2} , donde el volumen modificado tiene unas dimensiones longitudinales que van desde unas pocas micras hasta decenas de estas. En general, es posible obtener cambios de índice de refracción comparables a los de las fibras ópticas. La modificación del cambio de índice en la región irradiada depende de la naturaleza del material así como de los parámetros del láser de femtosegundos utilizado, pudiéndose tratar de un cambio positivo o negativo [20]. Esta técnica constituye la base para la escritura de las estructuras empleadas en este trabajo.

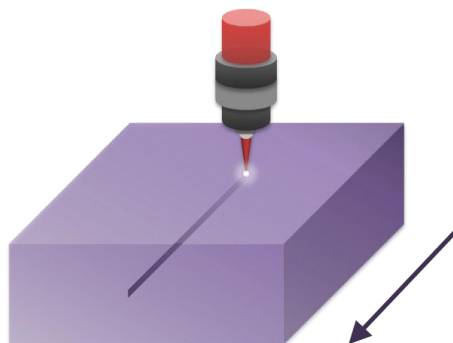


Figura 1.3 Escritura de una guía integrada mediante láser de femtosegundos. La flecha indica el movimiento de la plataforma.

El mecanismo de escritura de las guías de onda consiste en colocar la muestra en una plataforma que permita su desplazamiento dirigido por ordenador en las tres dimensiones con respecto al punto focal del haz láser incidente, de tal manera que se pueda controlar el recorrido en el que se genera la variación de índice y, como consecuencia, la guía de onda, tal y como se muestra en la Figura 1.3. Este mecanismo es muy versátil para la escritura directa en dieléctricos transparentes, y existen multitud de dispositivos basados en guías de onda fabricados de esta forma, como moduladores ópticos, redes de Bragg, sensores, multiplexadores, convertidores de frecuencia, amplificadores y láseres [20, 21, 27].

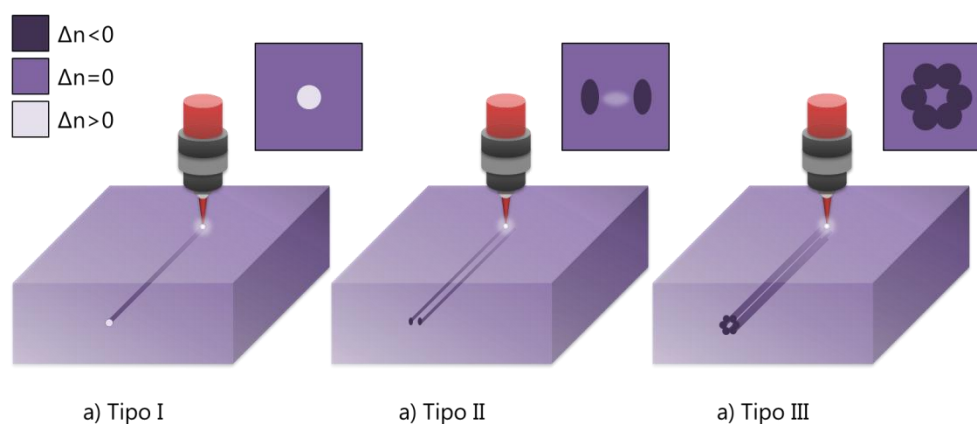


Figura 1.4 Esquemas de los procedimientos de fabricación de guías de onda mediante la escritura láser de femtosegundos: a) tipo I, b) tipo II y c) tipo III [28].

Las guías de onda escritas en dieléctricos mediante láseres de femtosegundos se clasifican según el cambio de índice que producen en la zona irradiada por el láser, que depende de los parámetros de escritura láser y del material utilizado [20]. En la Figura 1.4 se muestra un esquema de la fabricación de cada uno de estos tipos de guías, detallados a continuación:

- **Tipo I.** En esta configuración, el láser de femtosegundos produce un aumento del índice de refracción del volumen focal irradiado ($\Delta n > 0$), que pasa a ser el núcleo de la guía de ondas. Como la guía es la zona irradiada, es posible escribir de forma directa diferentes estructuras de guiado en tres dimensiones, permitiendo la fabricación de dispositivos pasivos como acopladores, divisores o redes de difracción, entre otros.
- **Tipo II.** En esta configuración, el láser de femtosegundos causa la expansión de la estructura de la red. Esta dilatación local suele venir acompañada de una reducción en el índice de refracción, y la zona de alrededor puede ver su índice de refracción incrementado debido al efecto del estrés inducido. En general, se suelen escribir dos caminos paralelos, separados entre sí entre unas 10 y 20 μm , de tal forma que el núcleo de la guía de onda se encuentra ubicado en la región que se forma entre los dos caminos.
- **Tipo III.** En esta configuración, el láser de femtosegundos induce una disminución del índice de refracción de la región irradiada directamente ($\Delta n < 0$), por lo que este método de fabricación requiere de la escritura del recubrimiento en vez del núcleo. La escritura de varios caminos solapados de variación negativa de índice de refracción en torno a una región sin modificar permite el confinamiento de la luz en su interior.

1.1.2. Microprocesado de dieléctricos con láseres de femtosegundos

Los pulsos láser de femtosegundos alcanzan picos de intensidad superiores a $10 \text{ TW}\cdot\text{cm}^{-2}$, provocando absorción no lineal en materiales transparentes como los vidrios. Tras varios picosegundos, los electrones excitados por el láser transfieren su energía al material, causando modificaciones permanentes en este. A continuación, se describen los fundamentos que describen el proceso de absorción de energía por el material y del cambio de índice de refracción de la estructura.

En los medios dieléctricos las bandas de valencia y de conducción están separadas por la banda prohibida o *bandgap* de frecuencia óptica equivalente $\nu_{eq} = E_g/h$, siendo E_g la energía entre bandas y h la constante de Planck. Como consecuencia, el material es transparente a frecuencias $\nu_0 < E_g/h$, de forma que un haz de frecuencia ν_0 y baja intensidad no sufre absorción al atravesarlo. Este es el caso de los láseres de femtosegundos, que suelen operar con longitudes de onda del visible o infrarrojo cercano, cuyos fotones no tienen suficiente energía como para que se den procesos de absorción lineales [29].

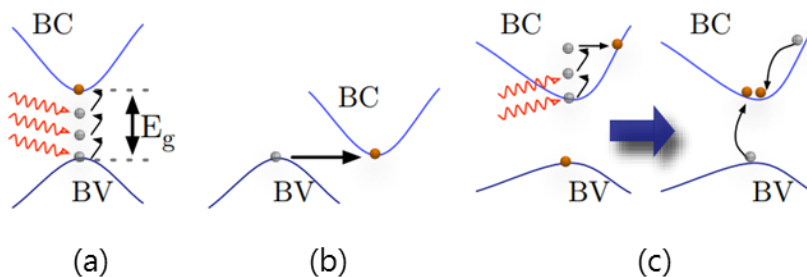


Figura 1.5 Esquemas de (a) ionización multifotónica, (b) ionización por efecto túnel y (c) ionización por impacto, en donde E_g representa la energía de la separación entre bandas y BC y BV las bandas de conducción y de valencia respectivamente. Figura obtenida de [30].

No obstante, si se dispone de un haz con una densidad de potencia suficientemente elevada, se pueden producir diferentes procesos que exciten los electrones de la banda de valencia a la de conducción. De acuerdo con [30], estos procesos, muy poco probables para bajas intensidades, son principalmente la ionización multifotónica, la ionización por efecto túnel y la ionización por avalancha. En la Figura 1.5 se muestra un esquema de cada uno de los principales procesos.

- En el caso de la **ionización multifotónica** la excitación de los electrones es debida a la absorción simultánea de múltiples fotones, por lo que el número de fotones, m , necesarios para compensar el bandgap ha de cumplir $m h \nu > E_g$, siendo ν la frecuencia del láser.
- La estructura de bandas de un material puede distorsionarse debido a la presencia de un campo eléctrico de alta intensidad, por lo que la brecha de energía entre bandas puede llegar a desaparecer de forma efectiva. En este caso, un electrón de la banda de valencia puede ionizarse por **efecto túnel** a la banda de conducción.
- La **ionización por avalancha** consiste en la concatenación de procesos de ionización por impacto. Mediante el proceso del *bremstrahlung* inverso, un electrón de la banda de conducción puede absorber varios fotones e incrementar su energía cinética. Una vez su energía supera a la de la brecha de energía, puede ionizar por impacto a un electrón de la banda de valencia.

Debido a la combinación de los procesos enumerados se genera un plasma de electrones. Una vez se ha absorbido la energía del pulso y creado el plasma, los electrones transfieren su energía al dieléctrico, provocando una modificación en sus propiedades. El cambio en el índice de refracción mediante escritura con pulsos láser de femtosegundos se ha atribuido a diferentes mecanismos, entre los que se incluyen la densificación/expansión de la red [31, 32], defectos puntuales [33], modificaciones químicas de la estructura del material [34] y migración de iones [35]. Dependiendo de la intensidad del pulso láser se registran tres tipos de modificaciones en la estructura del medio [36]: una variación suave en el índice de refracción para bajas intensidades [37], un cambio no isotrópico en el índice de refracción, resultando en birrefringencia, para intensidades intermedias [38], y la creación de huecos debido a microexplosiones en el material para pulsos de alta intensidad [39]. El tipo de modificación depende de los parámetros de escritura (energía y duración del pulso, velocidad de repetición, longitud de onda, polarización, distancia focal y velocidad de escritura) y de las propiedades del sustrato (bandgap, composición, etc.).

1.1.3. Materiales y aplicaciones

La escritura láser ultrarrápida se ha utilizado para fabricar dispositivos fotónicos usando una gran variedad de sustratos transparentes, incluyendo vidrios, cristales y polímeros. En la literatura actual se puede encontrar un gran número de dispositivos fotónicos fabricados mediante escritura con láseres de femtosegundos en diferentes tipos de vidrios, ya sean comerciales o diseñados específicamente para dichas aplicaciones, como por ejemplo de la familia de los fosfatos [35, 40], silicatos [41, 42], boratos [43, 44], teluritas [45, 46] y calcogenuros [47, 48].

Los cristales ópticos son materiales de gran importancia gracias a ciertas cualidades como su comportamiento no lineal o sus propiedades electroópticas [49, 50]. En base a estos materiales, es posible fabricar dispositivos fotónicos integrados mediante escritura láser de femtosegundos con interesantes propiedades ópticas [20]. Algunos de estos componentes en la bibliografía reciente se han fabricado en cristales de niobato de litio [51, 52], de YAG [53]–[55], de tungstato de potasio [56]–[58], de zafiro-titanio [59, 60], etc.

Los materiales más utilizados como sustratos son los vidrios y cristales. No obstante, los polímeros presentan algunas ventajas como su baja intensidad umbral de procesado, su bajo coste y la diversidad en su composición [19], pudiéndose encontrar ejemplos de dispositivos ópticos en la bibliografía reciente [61]–[64]. Además, la versatilidad de la escritura láser ultrarrápida permite la fabricación de guías de onda en materiales como los geles [65] u otros materiales preparados para interactuar con sistemas biológicos [66].

La escritura mediante láseres de femtosegundos permite fabricar componentes integrados como acopladores [67], divisores [68, 69] y redes de difracción [70, 71]. Además, mediante el dopado con iones activos del sustrato, es posible implementar amplificadores ópticos y láseres, cuyas características dependen del sustrato y los iones activos seleccionados. De esta forma, es posible encontrar láseres integrados fabricados mediante escritura ultrarrápida que operan en diversas longitudes de onda [72]–[78].

Otro campo en el que las guías integradas fabricadas mediante escritura ultrarrápida resultan de gran interés es el de la astrofotónica, que consiste en aplicar la fotónica a la instrumentación astronómica [79]. En este campo, se pueden encontrar distintos dispositivos integrados escritos con láser de femtosegundos [80], como las linternas fotónicas [81, 82] o los combinadores de haces [83, 84].

En otras aplicaciones se busca utilizar las propiedades de los cristales en los que se inscriben las guías. Los cristales no lineales son de gran importancia para la conversión de frecuencias y es posible fabricar guías que mantienen el comportamiento no lineal del sustrato [85]. En el caso de las guías de ondas escritas mediante láseres de femtosegundos, en la mayor parte de los dispositivos se busca la generación del segundo armónico [86]–[88]. También es posible generar moduladores electroópticos, gracias a este efecto presente en algunos cristales, que permite fabricar dispositivos moduladores de la potencia [51]. Por último, las estructuras escritas en dieléctricos mediante láseres de femtosegundos también tienen aplicación en campos como la fotónica cuántica [89]–[91] y la optofluídica [9, 28, 92].

1.2. Guías de onda multinúcleo

Las guías de onda multinúcleo son aquellas guías de onda formadas por varios núcleos, organizados según distintos tipos de patrones transversales. Cada uno de estos núcleos, en ausencia de otros cercanos, actuaría como una guía de ondas aislada. No obstante, si la separación entre núcleos es suficientemente pequeña, de modo que sus correspondientes distribuciones de campo eléctrico se solapan entre sí, se puede producir acoplamiento entre ellos. En este caso, la luz que se propaga inicialmente por un núcleo puede acoplarse a los demás, y resulta más práctico considerar toda la estructura como una sola guía. Los modos de dichas estructuras se denominan supermodos [93].

1.2.1. Fibras multinúcleo

En la literatura se encuentran numerosos ejemplos de fibras multinúcleo (MCF, *multicore fiber*) [94]. Según la aplicación para la que se diseñe la MCF, se trata de evitar o suscitar el acoplamiento modal entre núcleos. En su aplicación para el multiplexado por división en el espacio (SDM, *spatial division multiplexing*) se busca que cada núcleo actúe como si se tratase de una guía de onda individual, por lo que se diseñan estructuras que reduzcan el acoplamiento, conocido como *crosstalk* en este tipo de aplicaciones. Aumentar el contraste de índice o la distancia entre núcleos son algunas de las vías para ello. En otras aplicaciones, como el multiplexado por división modal (MDM, *mode division multiplexing*) o en el desarrollo de estructuras de gran área modal (LMA, *large mode area*) [95], se busca el acoplamiento entre núcleos. De este

modo, las MCF se pueden clasificar según sean de núcleos acoplados o de núcleos desacoplados. Además, dependiendo de si todos los núcleos son iguales o diferentes entre sí, las MCF se pueden dividir en homogéneas o heterogéneas respectivamente. Por último, se pueden dar distintos comportamientos según si los núcleos individuales son monomodo o multimodo. En el primer caso, una MCF de núcleos acoplados contará con tantos supermodos como núcleos, mientras que el número de supermodos será mayor si los núcleos individuales son multimodo.

El interés por las MCF es elevado por varios motivos. En primer lugar, por su importancia en el campo de las comunicaciones ópticas. La mayor parte de la información hoy en día se transporta por medio de fibras ópticas, interconectadas de tal manera que forman una red global de fibra y con una demanda de ancho de banda que continúa incrementándose año a año. No obstante, la tecnología actual tiene un límite teórico en cuanto a la capacidad de transmisión máxima [96]. Existen dos formas de incrementar la capacidad de transmisión de la información por área transversal de la fibra. Una de ellas consiste en aumentar el número de núcleos separados entre sí y la otra en utilizar los distintos modos de la fibra. En este contexto, se considera a las MCF como una de las mejores opciones para superar este límite gracias al multiplexado espacial [94] y al multiplexado modal [97], sobre todo teniendo en cuenta que ambas técnicas se pueden combinar en este tipo de estructuras.

En segundo lugar, por las posibilidades que aportan en la reducción de efectos no lineales mediante el aumento del área modal. La propia geometría de la fibra óptica, en la que la luz se propaga confinada en unas dimensiones muy pequeñas a lo largo de largas distancias, intensifica los efectos no lineales que se producen en su interior. Estos efectos pueden resultar interesantes para algunas aplicaciones, como la generación del supercontinuo, pero en general se trata de efectos no deseados. De hecho, los efectos no lineales causan distorsión de la señal en las fibras ópticas e imponen límites fundamentales en la potencia que se puede transportar y alcanzar en los amplificadores ópticos [98]. Una idea para reducir estos efectos no lineales consiste en aumentar el área modal de la fibra [99], lo cual ha hecho que el estudio de las LMA sea de gran importancia en el caso de los amplificadores y láseres de fibra de alta potencia. En el caso de las MCF, los grados de libertad que ofrecen en su diseño permiten su aplicación como estructuras de guiado de gran área modal [100, 101], la fabricación de láseres de fibra multinúcleo [102] y la mejora de la calidad del haz [103].

El multiplexado y el diseño de LMA son dos de las aplicaciones más importantes en las que se utilizan las MCFs. No obstante, existen otras aplicaciones para las cuales estas estructuras de guiado resultan de gran interés. En la literatura se puede encontrar su uso como sensores: de temperatura [104]–[106], de curvatura [107]–[109], de vibración [110]–[112], de índice de refracción [113]–[115], de campo magnético [116], de desplazamiento [117], etcétera; junto con otras aplicaciones como convertidores modales [118], ecualizadores de ganancia [119, 120], y para el diseño de linternas fotónicas [81, 121] y otra instrumentación en el campo de la astrofotónica [122, 123].

1.2.2. Guías integradas multinúcleo

Uno de los campos en los que se pueden encontrar guías integradas con características similares a las fibras multinúcleo es en el de la astrofotónica. Este campo busca utilizar las tecnologías fotónicas a la instrumentación astronómica gracias a sus dimensiones y a su estabilidad frente al entorno que la rodea [21]. La escritura de guías integradas mediante láseres de femtosegundos permite la fabricación de linternas fotónicas y otros dispositivos integrados que sirven para reconstruir la imagen de la pupila de un telescopio en lo que se conoce como “*pupil remapping*” [124].

La linterna fotónica permite la transición con bajas pérdidas de una guía multimodo a varias guías monomodo. La luz recibida en el telescopio se acopla a una guía multimodo y, mediante este dispositivo, se reparte entre múltiples salidas monomodo para adecuarlas a la entrada de un espectrógrafo. En el 2009 se propuso la escritura láser ultrarrápida para fabricar linternas fotónicas integradas en tres dimensiones [125], que se llevaron a la práctica en 2011 [126]. En la Figura 1.6 se puede observar el esquema de la linterna fotónica, imágenes de microscopía de su sección transversal y la distribución de intensidad en ambos extremos. Existen diferentes maneras de fabricar las linternas fotónicas [81], y su implementación en circuitos integrados fabricados mediante escritura ultrarrápida sigue siendo un tema de actualidad [82, 127].

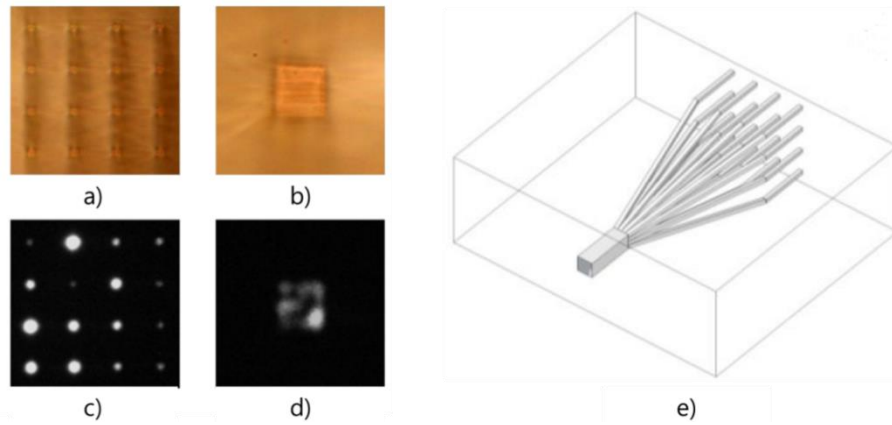


Figura 1.6 Linterna fotónica integrada fabricada mediante escritura ultrarrápida. Imágenes obtenidas de [126]. Micrografía de (a) el conjunto de guías monomodo y (b) de la guía multimodo, respectivamente. Las imágenes (c) y (d) muestran la imagen de salida de la respectiva cara de la linterna fotónica, cuyo esquema se muestra en la imagen (e). Las imágenes tienen un tamaño de 200 μm de lado en el caso de (a) y (c) y de 100 μm en (b) y (d).

La integración de la instrumentación astronómica en circuitos fotónicos permite no solo la fabricación de linternas fotónicas sino el diseño de espectrómetros astrofotónicos en el mismo sustrato, utilizando el concepto de las AWGs (*arrayed waveguide gratings*) [82, 128, 129], de tal manera que se miniaturizan los componentes, se reducen los costes y se consigue un mayor aislamiento del exterior [130].

Otra aplicación de las guías integradas con múltiples núcleos en el campo de la astrofotónica es en la interferometría con máscara de apertura [131]. En este caso, se puede disponer un patrón de guías en dos dimensiones en la pupila del telescopio de manera similar a los agujeros en la máscara de apertura, de tal manera que la luz recibida en cada una de las guías se pueda reorganizar [124]. Este proceso es conocido en inglés como *pupil remapping*, y en el 2012 se fabricó el primero de estos dispositivos, denominado Dragonfly, utilizando guías integradas fabricadas con láseres de femtosegundos [132]. En la actualidad, estos dispositivos se siguen desarrollando y optimizando.

En el campo de las comunicaciones ópticas también se encuentran guías multinúcleo integradas escritas con láseres de femtosegundos, fundamentalmente como multiplexadores por división espacial y como salidas de fibras multinúcleo. A la salida de una MCF suele ser necesario un elemento óptico para reorganizar la luz proveniente de los núcleos distribuidos en un plano transversal en una combinación lineal, y así poder realizar las conexiones con el resto de componentes estándar en telecomunicaciones. Existen diversas formas de fabricar estos dispositivos [133, 134], pero con limitaciones en cuanto al

número de núcleos y a la distribución del conjunto a la salida. La primera implementación de este dispositivo mediante guías integradas escritas con láseres de femtosegundos se llevó a cabo, en el 2007, para una fibra de cuatro núcleos [135]. Unos años más tarde, el mismo grupo demostró un dispositivo similar con 121 núcleos [136], que se puede observar en la Figura 1.7, y hoy en día se encuentran disponibles como componentes ópticos integrados comerciales [137].

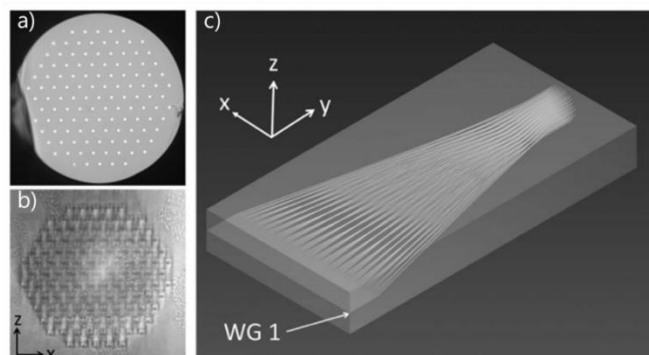


Figura 1.7 Micrografía óptica de (a) el extremo de la MCF y (b) la cara de la guía integrada que se acopla a dicha fibra. En la imagen (c) se muestra un esquema del dispositivo. Imágenes obtenidas de [136].

En la última década, gracias a las mejoras en el método de fabricación de guías integradas mediante escritura ultrarrápida, ha aumentado considerablemente el número de este tipo de estructuras y, en particular, el de las guías integradas multinúcleo. No obstante, al comparar la literatura existente en el campo de guías multinúcleo entre las fibras ópticas y las guías integradas, se observa que existen muchas más aplicaciones implementadas en fibras, quedando aún mucho trabajo que hacer para explotar todas las potencialidades de este tipo de estructuras en las guías integradas.

1.3. Guías dopadas con tierras raras

Las guías de onda dopadas con tierras raras permiten amplificar señales ópticas que se transmiten por su interior. Mediante el término “tierras raras” se denomina a una serie de elementos químicos entre los que se encuentra el escandio, el itrio y los 15 elementos del grupo de los lantánidos. En general, los elementos utilizados como iones dopantes en medios activos suelen ser lantánidos debido a sus interesantes propiedades ópticas.

1.3.1. Propiedades ópticas de los iones de tierras raras

Las tierras raras son sólidas a temperatura ambiente tendiendo a adoptar un grado de oxidación +3, adquiriendo la configuración electrónica: $4f^x 5s^2 5p^6$, con $x = 1, \dots, 14$. Debido a la configuración de gas noble que adoptan los electrones de las capas exteriores, estas no afectan significativamente a los niveles de energía de la subcapa $4f$, siendo estos electrones los responsables de las transiciones ópticas de los espectros visible e infrarrojo. La interacción de los electrones entre sí y su acoplamiento espín-órbita determina de manera aproximada las longitudes de onda centrales de las transiciones, mientras que la interacción de los electrones con su entorno modifica el espectro y la intensidad de estas. Este efecto es pequeño ya que los niveles de energía de los iones de estos elementos son relativamente insensibles a su entorno.

1.3.2. Los iones iterbio y erbio

En la Figura 1.8 se muestran los niveles de energía del ion Er^{3+} en una matriz vítrea ($\sim 10^{24}$ iones/ m^3), junto con las transiciones por absorción desde el nivel fundamental, $^4I_{15/2}$, y algunas de las transiciones por emisión más importantes. La emisión en tercera ventana se corresponde a la transición entre los niveles $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$. El nivel $^4I_{13/2}$ se considera metaestable, debido a que el tiempo característico de su transición más probable es del orden de unos pocos milisegundos, por lo que se utiliza para obtener emisión estimulada de forma eficiente. Cada transición se identifica a través de su longitud de onda central. Este modelo es válido para bajas concentraciones de dopado, inferiores a $3 \cdot 10^{25}$ iones/ m^3 [2]. Para concentraciones mayores es necesario tener en cuenta otros procesos que se explican en el apartado 1.3.2.

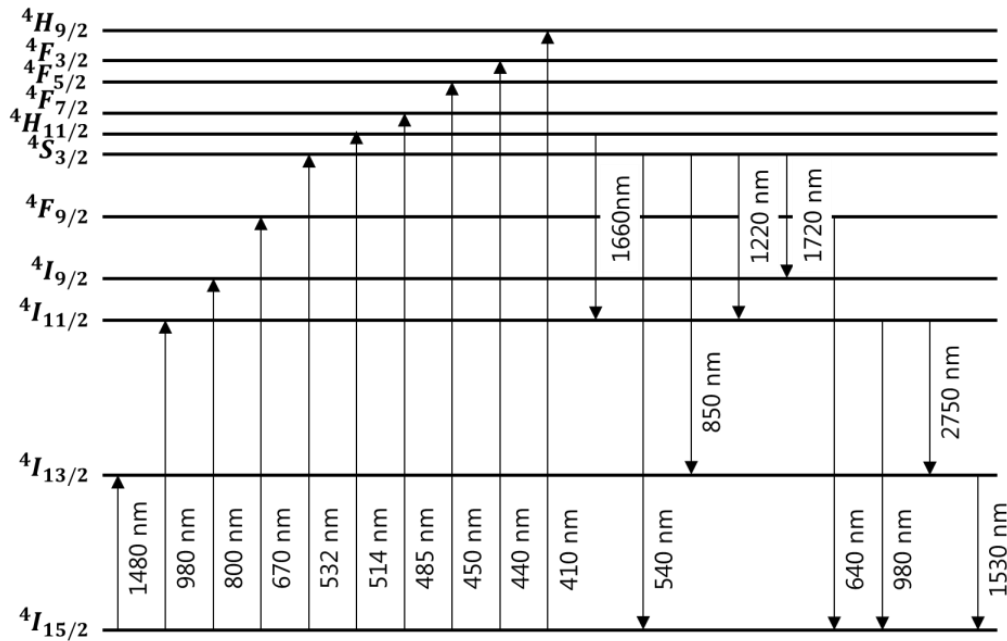


Figura 1.8 Esquema de niveles de energía del ion Er^{3+} en una matriz vítrea, junto con las transiciones por absorción desde el nivel fundamental y algunas de las emisiones más importantes [138]. En cada una de las transiciones se ha especificado la longitud de onda central del máximo de absorción o emisión.

Las transiciones empleadas para bombear el ion Er^{3+} son las correspondientes a las longitudes de onda de 800, 980 y 1480 nm. El bombeo a 800 nm resulta el menos eficiente de los tres debido a la existencia de una transición de energía similar entre los niveles $^4I_{13/2}$ y $^2H_{7/2}$. En el bombeo de 1480 nm, la sección eficaz de emisión es del mismo orden de magnitud que la de absorción, por lo que una fracción no despreciable de los iones excitados vuelve al estado fundamental emitiendo radiación de bombeo y haciendo necesaria una mayor longitud del dispositivo. El bombeo a 980 nm es el más eficiente de los tres. En la Figura 1.9 se muestran las principales transiciones entre los niveles de energía del ion Er^{3+} que intervienen con bombeo a 980 nm, para bajas concentraciones y para altas potencias de bombeo de tal manera que se pueblen los niveles excitados. Con el dopado con Er^{3+} se pueden conseguir amplificadores de fibra de hasta 50 dB de ganancia con potencias de bombeo de varias decenas o centenas de milivatios, y láseres con altas eficiencias, hasta 40%, y potencias de umbral muy bajas, del orden de unos pocos milivatios.

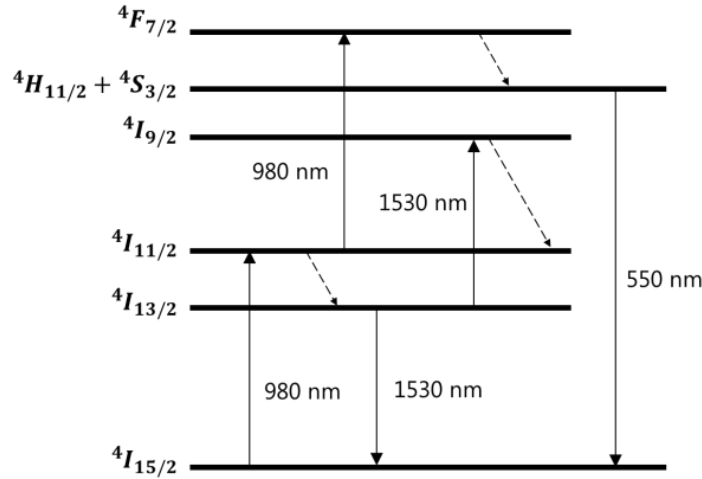


Figura 1.9 Esquema de niveles de energía y transiciones principales del ion Er^{3+} en una matriz vítrea bombeada a 980 nm para altas potencias y bajas concentraciones. Líneas discontinuas: transiciones no radiativas. Líneas continuas: transiciones radiativas.

La absorción ocurre entre los niveles $^4I_{15/2}$ y $^4I_{11/2}$. Desde el nivel $^4I_{11/2}$ los iones se desexcitan rápidamente al nivel $^4I_{13/2}$. Debido a que el tiempo característico de esta transición es de unos pocos microsegundos, la transición del nivel $^4I_{11/2}$ al $^4F_{7/2}$ es despreciable para bombeos no intensos. El nivel $^4I_{13/2}$ es metaestable, existiendo dos posibles transiciones desde él. La transición más probable es la de emisión al nivel fundamental $^4I_{15/2}$, siendo la longitud de onda central asociada a esta transición la correspondiente a la de la tercera ventana de comunicaciones. También se puede producir la excitación al nivel $^4I_{9/2}$, aunque con probabilidad dos órdenes de magnitud inferior a la del mencionado proceso de emisión [139]. Por último, la transición entre los niveles termalizados $^4H_{11/2} + ^4S_{3/2}$ y el nivel $^4I_{15/2}$ es la responsable de la emisión en la longitud de onda correspondiente al color verde.

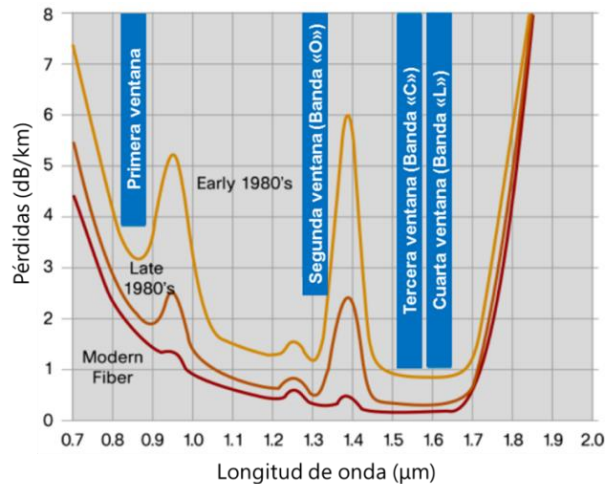


Figura 1.10 Atenuación de la fibra óptica en función de las mejoras en la fabricación y zonas de mínimas pérdidas, conocidas como ventanas de comunicación [140].

En la Figura 1.10 se muestra el espectro de atenuación en las fibras ópticas junto con la posición de las distintas ventanas de comunicaciones. Por otro lado, en la Figura 1.11 se presentan los espectros de absorción y emisión del ion de Er^{3+} , correspondientes a la transición $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$. Pese a que en la Figura 1.8 se muestran los niveles de energía representados por su longitud de onda central, en cada ion esta se ve ligeramente modificada según su entorno, por lo que el medio activo presenta espectros de absorción y emisión apreciablemente ensanchados.

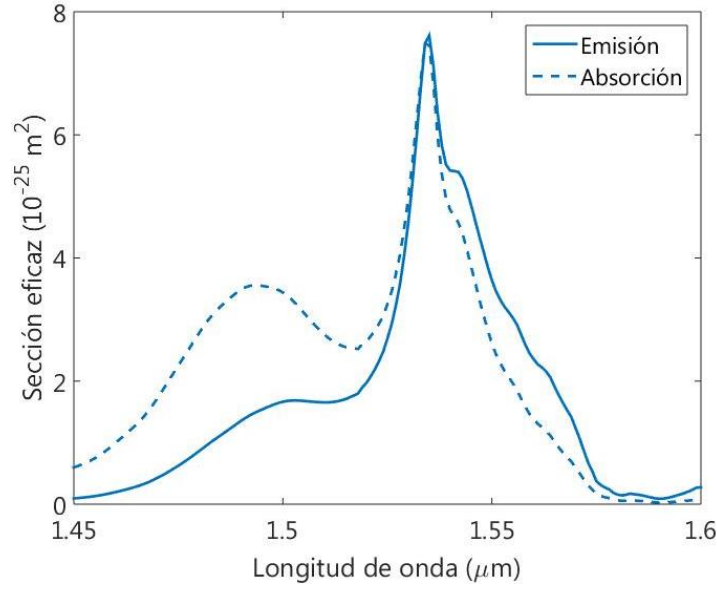


Figura 1.11 Secciones eficaces de absorción y emisión del ion Er^{3+} en un vidrio fosfatado [141], asociadas a la transición entre los niveles de energía $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$.

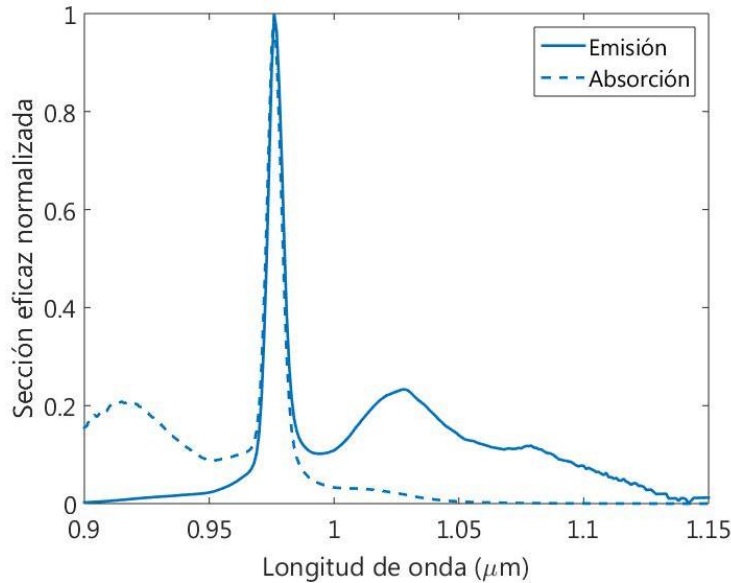


Figura 1.12 Secciones eficaces de absorción y emisión normalizadas del ion Yb^{3+} en un vidrio fosfatado [141], asociado a la transición entre los niveles de energía $^2F_{5/2}$ y $^2F_{7/2}$.

Los sustratos ópticos se pueden dopar con distintas combinaciones de tierras raras, dependiendo de las características deseadas. En su uso como medio activo en amplificadores ópticos y láseres, las fibras ópticas y las guías integradas se pueden codopar con erbio e iterbio. Una de las propiedades más interesantes de este sistema con respecto al de un medio dopado solo con Er^{3+} es que mejora la absorción del bombeo a través de los mecanismos de transferencia cooperativa de energía, que se detallarán en el siguiente apartado. Existen numerosos dispositivos fotónicos activos basados en iterbio sobre una matriz vítrea [142]. El ion Yb^{3+} presenta únicamente dos niveles de energía, el $^2F_{7/2}$ y el $^2F_{5/2}$, cuya transición está centrada en la longitud de onda de 980 nm, por lo que no se produce absorción ni del bombeo ni de la señal en estados excitados [143]. En la Figura 1.12 se observa el espectro de sus secciones eficaces de absorción y de emisión normalizadas en un vidrio fosfatado.

1.3.3. Mecanismos de transferencia cooperativa de energía

La interacción de los iones de las tierras raras entre sí adquiere una mayor importancia conforme aumenta su concentración en la matriz ($\sim 3 \cdot 10^{25}$ iones/ m^3), como sucede en los dispositivos integrados. En estos casos aumenta la probabilidad de que se produzca transferencia de energía entre iones mediante los denominados mecanismos de transferencia cooperativa. Esta transferencia de energía hace aparecer un gran número de fenómenos observables entre iones iguales o distintos. Estos mecanismos, que en un principio se consideraron perjudiciales debido a que provocaban despoblación en los niveles excitados, pasaron a utilizarse para ampliar las bandas de absorción de bombeo, mejorar la eficiencia de los láseres usando parejas de iones o evitar emisión de fluorescencia en ciertas longitudes de onda. Los fenómenos más habituales que se producen entre iones iguales son: migración de energía, relajación cruzada y upconversion por transferencia cooperativa de energía. En la Figura 1.13 se muestra un diagrama de cada uno de estos procesos.

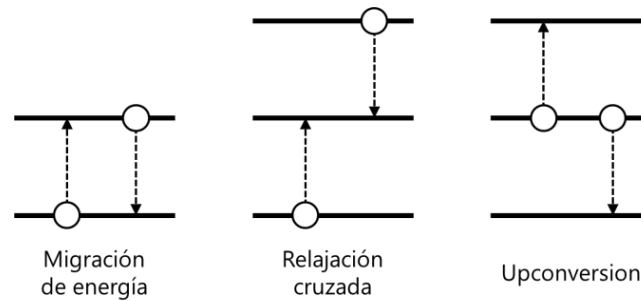


Figura 1.13 Esquema de algunos de los fenómenos más destacados producidos mediante procesos de transferencia cooperativa de energía.

En el caso del Er^{3+} , el fenómeno más relevante es el upconversion, que se produce desde el primer nivel excitado $^4I_{13/2}$, tal y como se puede observar en la Figura 1.14 (a). De los dos iones que se encuentran en dicho nivel de energía, uno de ellos se desexcita al nivel fundamental, $^4I_{15/2}$, y otro promociona al nivel $^4I_{9/2}$. Como los niveles $^4I_{9/2}$ e $^4I_{11/2}$ tienen tiempos de vida muy cortos, el ion excitado vuelve rápidamente al nivel $^4I_{13/2}$. Al ser este nivel metaestable, el número de iones en dicho nivel sobre los que se puede producir el proceso de upconversion será elevado.

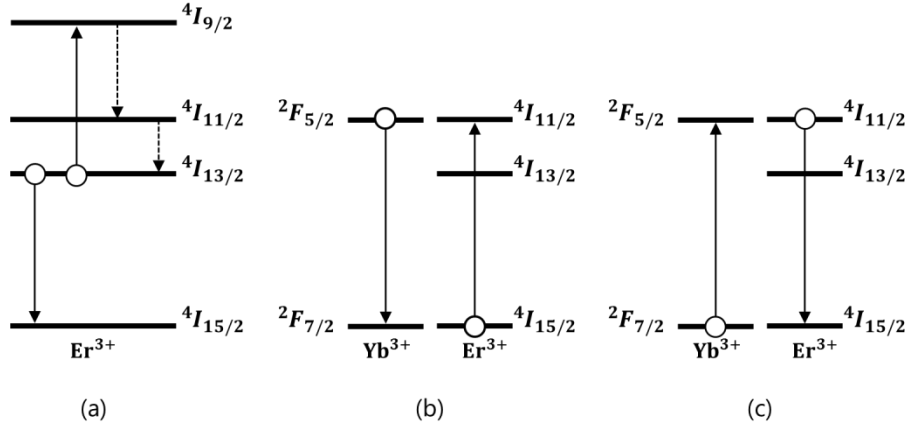


Figura 1.14 Procesos de transferencia cooperativa de energía en el sistema codopado Er-Yb: (a) upconversion, (b) migración de energía y (c) migración de energía inversa.

En el caso de estudio, el proceso de migración de energía resulta relevante entre iones diferentes. En la Figura 1.14 (b) y (c) se pueden observar los procesos de transferencia y transferencia inversa respectivamente. En el primer caso un ion Yb^{3+} del nivel $^2F_{5/2}$ se desexcita al nivel $^2F_{7/2}$, mientras que un ion Er^{3+} que se encuentra en el nivel $^4I_{15/2}$ se ve excitado hasta el $^4I_{11/2}$. En el segundo caso se dan los procesos inversos. Debido a que los iones presentes en el nivel $^4I_{11/2}$ se desexcitan muy rápidamente al nivel $^4I_{13/2}$, el proceso inverso es menos probable que el proceso de transferencia de energía del iterbio al erbio. Esto, junto con el hecho de que la sección eficaz de absorción del iterbio, correspondiente a la transición $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$, es mayor que la del erbio, correspondiente a la transición $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$, explica que la absorción de bombeo a 980 nm de un medio dopado con erbio puede incrementarse codopándolo con iterbio.

1.3.4. Guías integradas dopadas con tierras raras

Los sustratos sobre los que se fabrican las guías integradas son muy variados. Si se trata de vidrios pueden pertenecer a las diferentes familias, como la de silicatos, fosfatos, boratos, etc. En los cristales también se puede encontrar una gran diversidad de composiciones [20] y los polímeros también presentan gran variedad en cuanto a su composición. En general, todos los casos permiten dopar el compuesto inicial con iones de otros elementos, como por ejemplo las tierras raras, para la fabricación de dispositivos activos. Dependiendo del material, del tipo de fabricación y de las especificaciones que se busquen en su uso como dispositivo activo, los iones dopantes variarán.

En la literatura reciente se pueden encontrar guías planas fabricadas de diferentes maneras, como mediante implantación de protón y corte de diamante [144] o mediante crecimiento epitaxial [56], con diferentes iones dopantes como Yb^{3+} o Nd^{3+} [145]. También se encuentran láseres de guía de onda en canal, con distintos métodos de fabricación y distintos iones dopantes como Er^{3+} , Yb^{3+} , Nd^{3+} y Tm^{3+} [146, 147].

La variedad en materiales y en dopantes también se ve reflejada en las guías inscritas mediante láseres de femtosegundos. Los láseres en guías integradas fabricadas mediante escritura láser de femtosegundos, basados en los iones Yb^{3+} y Nd^{3+} , que emiten en el rango espectral cercano a 1 μm , se han estudiado en numerosas ocasiones y se pueden encontrar en la literatura reciente ejemplos con nuevas configuraciones

[73, 148]. Se ha prestado menos atención a láseres basados en los iones Tm^{3+} y Ho^{3+} , que emiten en longitudes de onda próximas a $2\text{ }\mu\text{m}$, de interés por resultar más seguros para la vista [58, 74]. En el caso del ion Ho^{3+} , el espectro de emisión solapa con el de las bandas de absorción de las moléculas de H_2O y CO_2 , por lo que resulta de especial interés para sensado biológico y ambiental. En la literatura reciente se encuentran guías de onda integradas escritas con láseres de femtosegundos codopadas con diferentes iones activos, como por ejemplo $\text{Dy}^{3+}/\text{Eu}^{3+}$ [149].

Como se ha visto en el apartado 1.3.2, los amplificadores y láseres de guías de onda codopadas con los iones $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ resultan de gran interés para su aplicación como dispositivos activos en comunicaciones ópticas y en óptica integrada [150]. En la literatura se pueden encontrar ejemplos de láseres y amplificadores ópticos fabricados mediante escritura ultrarrápida en vidrios codopados con erbio e iterbio [151]. Las mejoras en la técnica de escritura han permitido mejorar el control de parámetros como la variación en el índice de refracción, el tamaño del núcleo o la concentración de iones activos [35, 72, 152]. Hoy en día se pueden seguir encontrando trabajos innovadores de amplificadores de guías de onda dopadas con erbio en diferentes tipos de sustratos [153].

La versatilidad en la fabricación de guías integradas mediante escritura láser ultrarrápida, expuesta en la sección 1.1, las posibilidades de las guías multinúcleo vistas en el apartado 1.2 y la importancia de las guías integradas codopadas con erbio e iterbio explicadas en este apartado, fundamentan las bases del trabajo de esta tesis.

1.4. Referencias

- [1] S. E. Miller, “Integrated optics: An introduction,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, no. 7, pp. 2059–2069, 1969.
- [2] J. A. Lázaro, “Modelización y caracterización de guías dopadas con erbio producidas sobre sustrato plano,” Tesis doctoral, Universidad de Zaragoza, 1999.
- [3] M. A. Rebolledo *et al.*, “Tecnologías fotónicas y comunicaciones ópticas,” 1997.
- [4] C. Grivas, “Optically pumped planar waveguide lasers: Part II: Gain media, laser systems, and applications,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 45, pp. 3–160, 2016.
- [5] P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid, H. A. Atwater, and D. R. Smith, “Subwavelength integrated photonics,” *Nature*, vol. 560, no. 7720, pp. 565–572, 2018.
- [6] M. Romagnoli *et al.*, “Graphene-based integrated photonics for next-generation datacom and telecom,” *Nat. Rev. Mater.*, vol. 3, no. 10, pp. 392–414, 2018.
- [7] M. Tran, D. Huang, T. Komljenovic, J. Peters, A. Malik, and J. Bowers, “Ultra-low-loss silicon waveguides for heterogeneously integrated silicon/III-V photonics,” *Appl. Sci.*, vol. 8, no. 7, p. 1139, 2018.
- [8] J. Wang, F. Sciarrino, A. Laing, and M. G. Thompson, “Integrated photonic quantum technologies,” *Nat. Photonics*, pp. 1–12, 2019.
- [9] V. Bharadwaj *et al.*, “Femtosecond laser written photonic and microfluidic circuits in diamond,” *J. Phys. Photonics*, vol. 1, no. 2, p. 22001, 2019.
- [10] G. C. Righini and A. Chiappini, “Glass optical waveguides: a review of fabrication techniques,” *Opt. Eng.*, vol. 53, no. 7, p. 71819, 2014.
- [11] W. Sohler *et al.*, “Integrated optical devices in lithium niobate,” *Opt. Photonics News*, vol. 19, no. 1, pp. 24–31, 2008.
- [12] D. Kip, “Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties, and applications,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 67, no. 2, pp. 131–150, 1998.
- [13] Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, T. M. Morozova, F. Caccavale, F. Gonella, and F. Segato, “Reverse proton exchange for buried waveguides in LiNbO_3 ,” *JOSA A*, vol. 15, no. 7, pp. 1838–

- 1842, 1998.
- [14] H. Uetsuhara, S. Goto, Y. Nakata, N. Vasa, T. Okada, and M. Maeda, "Fabrication of a Ti:sapphire planar waveguide by pulsed laser deposition," *Appl. Phys. A*, vol. 69, no. 1, pp. S719–S722, 1999.
 - [15] W. Bolaños *et al.*, "Continuous-wave and Q-switched Tm-doped KY (WO₄)₂ planar waveguide laser at 1.84 μm ," *Opt. Express*, vol. 19, no. 2, pp. 1449–1454, 2011.
 - [16] F. Chen, "Micro- and submicrometric waveguiding structures in optical crystals produced by ion beams for photonic applications," *Laser Photon. Rev.*, vol. 6, no. 5, pp. 622–640, 2012.
 - [17] F. Chen, X.-L. Wang, and K.-M. Wang, "Development of ion-implanted optical waveguides in optical materials: A review," *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 29, no. 11, pp. 1523–1542, 2007.
 - [18] P. D. Townsend, P. J. Chandler, and L. Zhang, *Optical effects of ion implantation*, vol. 13. Cambridge University Press, 2006.
 - [19] R. R. Gattass and E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," *Nat. Photonics*, vol. 2, no. 4, p. 219, 2008.
 - [20] F. Chen and J. R. V. de Aldana, "Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond- laser micromachining," *Laser Photon. Rev.*, vol. 8, no. 2, pp. 251–275, 2014.
 - [21] S. Gross and M. J. Withford, "Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: challenges and emerging applications," *Nanophotonics*, vol. 4, no. 3, pp. 332–352, 2015.
 - [22] M. Malinauskas *et al.*, "Ultrafast laser processing of materials: from science to industry," *Light Sci. Appl.*, vol. 5, no. 8, pp. e16133–e16133, 2016.
 - [23] K. Sugioka, "Progress in ultrafast laser processing and future prospects," *Nanophotonics*, vol. 6, no. 2, pp. 393–413, 2017.
 - [24] R. Stoian, "Volume photoinscription of glasses: three-dimensional micro-and nanostructuring with ultrashort laser pulses," *Appl. Phys. A*, vol. 126, pp. 1–30, 2020.
 - [25] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 21, pp. 1729–1731, 1996.
 - [26] E. N. Glezer *et al.*, "Three-dimensional optical storage inside transparent materials," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 24, pp. 2023–2025, 1996.
 - [27] J. Choi, M. Ramme, and M. Richardson, "Directly laser-written integrated photonics devices including diffractive optical elements," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 83, pp. 66–70, 2016.
 - [28] F. Sima, K. Sugioka, R. M. Vázquez, R. Osellame, L. Kelemen, and P. Ormos, "Three-dimensional femtosecond laser processing for lab-on-a-chip applications," *Nanophotonics*, vol. 7, no. 3, pp. 613–634, 2018.
 - [29] T. T. Fernandez *et al.*, "Bespoke photonic devices using ultrafast laser driven ion migration in glasses," *Prog. Mater. Sci.*, vol. 94, pp. 68–113, May 2018.
 - [30] A. Ferrer Moreu, "Conformación de haces láser de pulsos ultracortos para la optimización de la escritura de guías de onda en dieléctricos," 2011.
 - [31] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, and D. M. Krol, "Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 21, pp. 1726–1728, 2001.
 - [32] A. Ferrer, D. Jaque, J. Siegel, A. R. de la Cruz, and J. Solís, "Origin of the refractive index modification of femtosecond laser processed doped phosphate glass," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 9, p. 93107, 2011.
 - [33] K. Hirao and K. Miura, "Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser," *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 239, no. 1–3, pp. 91–95, 1998.
 - [34] O. M. Efimov *et al.*, "Waveguide writing in chalcogenide glasses by a train of femtosecond laser pulses," *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 17, no. 3, pp. 379–386, 2001.
 - [35] T. T. Fernandez *et al.*, "Ion migration assisted inscription of high refractive index contrast waveguides by femtosecond laser pulses in phosphate glass," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 24, pp. 5248–5251, 2013.
 - [36] K. Itoh, W. Watanabe, S. Nolte, and C. B. Schaffer, "Ultrafast processes for bulk modification of transparent materials," *MRS Bull.*, vol. 31, no. 8, pp. 620–625, 2006.
 - [37] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu, and K. Hirao, "Photowritten optical waveguides in

- various glasses with ultrashort pulse laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 23, pp. 3329–3331, 1997.
- [38] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, and K. Hirao, “Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, no. 24, p. 247405, 2003.
- [39] E. N. Glezer and E. Mazur, “Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 7, pp. 882–884, 1997.
- [40] X. Shen, Y. Wang, H. Guo, and C. Liu, “Near-infrared carbon-implanted Er 3+/Yb 3+ co-doped phosphate glass waveguides,” *Front. Optoelectron.*, vol. 11, no. 3, pp. 291–295, 2018.
- [41] N. D. Psaila *et al.*, “Er: Yb-doped oxyfluoride silicate glass waveguide amplifier fabricated using femtosecond laser inscription,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 13, p. 131102, 2007.
- [42] W.-H. Yuan, J.-M. Lv, X.-T. Hao, and F. Chen, “Optimization of waveguide structures for beam splitters fabricated in fused silica by direct femtosecond-laser inscription,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 74, pp. 60–64, 2015.
- [43] A. Dias *et al.*, “Femtosecond laser writing of photonic devices in borate glasses compositionally designed to be laser writable,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 11, pp. 2523–2526, 2018.
- [44] S. Thomas, T. T. Fernandez, J. Solis, P. R. Biju, and N. V. Unnikrishnan, “Optical channel waveguides written by high repetition rate femtosecond laser irradiation in Li–Zn fluoroborate glass,” *J. Opt.*, vol. 47, no. 3, pp. 412–415, 2018.
- [45] T. T. Fernandez *et al.*, “Role of ion migrations in ultrafast laser written tellurite glass waveguides,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 12, pp. 15298–15304, 2014.
- [46] M. P. Smayev, V. V. Dorofeev, A. N. Moiseev, and A. G. Okhrimchuk, “Femtosecond laser writing of a depressed cladding single mode channel waveguide in high-purity tellurite glass,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 480, pp. 100–106, 2018.
- [47] M. R. Vázquez *et al.*, “Femtosecond laser inscription of nonlinear photonic circuits in Gallium Lanthanum Sulphide glass,” *J. Phys. Photonics*, vol. 1, no. 1, p. 15006, 2018.
- [48] T. Gretzinger, T. T. Fernandez, S. Gross, A. Arriola, and M. Withford, “Role of ion migrations and structural reorganisations in femtosecond laser direct-written chalcogenide glass waveguides,” *arXiv Prepr. arXiv1806.05770*, 2018.
- [49] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, “Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey.” New York: Springer, 2005.
- [50] P. Ferraro, S. Grilli, and P. De Natale, *Ferroelectric crystals for photonic applications: including nanoscale fabrication and characterization techniques*, vol. 91. Springer Science & Business Media, 2013.
- [51] D. A. Presti, V. Guarepi, F. Videla, A. Fasciszewski, and G. A. Torchia, “Intensity modulator fabricated in LiNbO₃ by femtosecond laser writing,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 111, pp. 222–226, 2018.
- [52] B. Zhang, L. Wang, and F. Chen, “Recent advances in femtosecond laser processing of LiNbO₃ crystals for photonic applications,” *Laser Photon. Rev.*, vol. 14, no. 8, p. 1900407, 2020.
- [53] Y. Jia, C. Cheng, J. R. V. de Aldana, and F. Chen, “Three-dimensional waveguide splitters inscribed in Nd: YAG by femtosecond laser writing: realization and laser emission,” *J. Light. Technol.*, vol. 34, no. 4, pp. 1328–1332, 2016.
- [54] Y. Ren, L. Zhang, C. Romero, J. R. V. de Aldana, and F. Chen, “Femtosecond laser irradiation on Nd: YAG crystal: Surface ablation and high-spatial-frequency nanograting,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 441, pp. 372–380, 2018.
- [55] Q. Yang, H. Liu, S. He, Q. Tian, B. Xu, and P. Wu, “Circular cladding waveguides in Pr: YAG fabricated by femtosecond laser inscription: Raman, luminescence properties and guiding performance,” *Opto-Electronic Adv.*, vol. 4, no. 2, pp. 200001–200005, 2021.
- [56] P. Loiko *et al.*, “Ytterbium calcium fluoride waveguide laser,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 9, pp. 12647–12658, 2019.
- [57] E. Kifle *et al.*, “Watt-level ultrafast laser inscribed thulium waveguide lasers,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 72, p. 100266, 2020.
- [58] E. Kifle *et al.*, “Femtosecond-laser-written Tm: KLu (WO₄)₂ waveguide lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 6, pp. 1169–1172, 2017.
- [59] Y. Ren *et al.*, “Optical-lattice-like waveguide structures in Ti: Sapphire by femtosecond laser

- inscription for beam splitting,” *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 6, pp. 1942–1949, 2017.
- [60] J.-P. Bérubé, J. Lapointe, A. Dupont, M. Bernier, and R. Vallée, “Femtosecond laser inscription of depressed cladding single-mode mid-infrared waveguides in sapphire,” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 1, pp. 37–40, 2019.
 - [61] S. Sowa, W. Watanabe, T. Tamaki, J. Nishii, and K. Itoh, “Symmetric waveguides in poly (methyl methacrylate) fabricated by femtosecond laser pulses,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 1, pp. 291–297, 2006.
 - [62] G.-L. Roth, C. Esen, and R. Hellmann, “Circular microchannels inside bulk polymethylmethacrylate generated by femtosecond laser using slit beam shaping,” *J. Laser Appl.*, vol. 31, no. 2, p. 22603, 2019.
 - [63] M. V Santos *et al.*, “Femtosecond direct laser writing of silk fibroin optical waveguides,” *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, pp. 1–6, 2019.
 - [64] G.-L. Roth, S. Hessler, S. Kefer, M. Girschikofsky, C. Esen, and R. Hellmann, “Femtosecond laser inscription of waveguides and Bragg gratings in transparent cyclic olefin copolymers,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 12, pp. 18077–18084, 2020.
 - [65] S. Nakashima, R. Okabe, K. Sugioka, and A. Ishida, “Fabrication of magneto-optical waveguides inside transparent silica xerogels containing ferrimagnetic Fe₃O₄ nanoparticles,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 24, pp. 31898–31907, 2018.
 - [66] D. Sola and J. I. Peña, “Ultrafast Laser Inscription of Buried Waveguides in W-TCP Bioactive Eutectic Glasses,” in *Advanced Surface Engineering Research*, IntechOpen, 2018.
 - [67] Q. Zhang *et al.*, “Reconfigurable directional coupler in lithium niobate crystal fabricated by three-dimensional femtosecond laser focal field engineering,” *Photonics Res.*, vol. 7, no. 5, pp. 503–507, 2019.
 - [68] J. G. Ajates, J. R. V. de Aldana, F. Chen, and A. Ródenas, “Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides,” *Opt. Mater. Express*, vol. 8, no. 7, pp. 1890–1901, 2018.
 - [69] Y. Ren, L. Zhang, H. Xing, C. Romero, J. R. V. de Aldana, and F. Chen, “Cladding waveguide splitters fabricated by femtosecond laser inscription in Ti: Sapphire crystal,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 103, pp. 82–88, 2018.
 - [70] S. Jolly *et al.*, “Progress in fabrication of anisotropic Bragg gratings fabricated in lithium niobate via femtosecond laser micromachining,” in *Advanced Fabrication Technologies for Micro/Nano Optics and Photonics XI*, 2018, vol. 10544, p. 105440D.
 - [71] R. Laberdesque *et al.*, “Towards femtosecond laser writing of non-conventional waveguide Bragg gratings in silver-containing glasses,” in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2019, p. 1.
 - [72] J. del Hoyo, P. Moreno-Zárate, G. Escalante, J. A. Vallés, P. Fernández, and J. Solís, “High-efficiency waveguide optical amplifiers and lasers via FS-laser induced local modification of the glass composition,” *J. Light. Technol.*, vol. 35, no. 14, pp. 2955–2959, 2017.
 - [73] F. Piantedosi, G. Y. Chen, T. M. Monro, and D. G. Lancaster, “Widely tunable, high slope efficiency waveguide lasers in a Yb-doped glass chip operating at 1 μ m,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 8, pp. 1902–1905, 2018.
 - [74] E. Kifle *et al.*, “Femtosecond-laser-written Ho: KGd (WO₄)₂ waveguide laser at 2.1 μ m,” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 7, pp. 1738–1741, 2019.
 - [75] H. Liu, M. Hong, F. Chen, and P. Wu, “Visible Waveguide Lasers Based on Femtosecond Laser Inscribed Cladding Waveguides in Pr: YLF Crystal,” in *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2018, pp. 1–2.
 - [76] R. Osellame *et al.*, “Waveguide lasers in the C-band fabricated by laser inscription with a compact femtosecond oscillator,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 12, no. 2, pp. 277–285, 2006.
 - [77] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, J. A. Piper, and M. J. Withford, “Ultrafast laser written active devices,” *Laser Photon. Rev.*, vol. 3, no. 6, pp. 535–544, 2009.
 - [78] S.-L. Li, Y.-K. Ye, and H.-L. Wang, “Cladding waveguide lasers in femtosecond laser written Nd: KGW waveguides,” *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 110, p. 110517, 2020.

- [79] J. Bland-Hawthorn and P. Kern, “Astrophotonics: a new era for astronomical instruments,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 3, pp. 1880–1884, 2009.
- [80] A. Arriola *et al.*, “Mid-infrared astrophotonics: study of ultrafast laser induced index change in compatible materials,” *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 3, pp. 698–711, 2017.
- [81] T. A. Birks, I. Gris-Sánchez, S. Yerolatsitis, S. G. Leon-Saval, and R. R. Thomson, “The photonic lantern,” *Adv. Opt. Photonics*, vol. 7, no. 2, pp. 107–167, 2015.
- [82] G. Douglass, F. Dreisow, S. Gross, and M. J. Withford, “Femtosecond laser written arrayed waveguide gratings with integrated photonic lanterns,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 2, pp. 1497–1505, 2018.
- [83] J. Tepper *et al.*, “Ultrafast laser inscription in ZBLAN integrated optics chips for mid-IR beam combination in astronomical interferometry,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 17, pp. 20642–20653, 2017.
- [84] R. Diener, J. Tepper, L. Labadie, T. Pertsch, S. Nolte, and S. Minardi, “Towards 3D-photonic, multi-telescope beam combiners for mid-infrared astrointerferometry,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 16, pp. 19262–19274, 2017.
- [85] Y. Sheng, X. Chen, and W. Krolikowski, “Direct Femtosecond Laser Writing of Nonlinear Photonic Crystals,” in *Advances in Optics: Reviews. Book Series, Vol. 2*, International Frequency Sensor Association (IFSA), 2018.
- [86] L. Wang *et al.*, “Second harmonic generation of femtosecond laser written depressed cladding waveguides in periodically poled MgO: LiTaO₃ crystal,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 3, pp. 2101–2111, 2019.
- [87] W. Nie, C. Romero, Q. Lu, J. R. V. de Aldana, and F. Chen, “Implementation of nearly single-mode second harmonic generation by using a femtosecond laser written waveguiding structure in KTiOPO₄ nonlinear crystal,” *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 84, pp. 531–535, 2018.
- [88] G. F. B. Almeida, R. J. Martins, J. P. Siqueira, J. M. P. Almeida, J. J. Rodrigues Jr, and C. R. Mendonça, “Nonlinear optical waveguides inscribed by fs-laser in organic crystal for broadband second harmonic generation of UV pulses,” *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 83, pp. 229–232, 2018.
- [89] T. Meany *et al.*, “Laser written circuits for quantum photonics,” *Laser Photon. Rev.*, vol. 9, no. 4, pp. 363–384, 2015.
- [90] J. P. Hadden *et al.*, “Integrated waveguides and deterministically positioned nitrogen vacancy centers in diamond created by femtosecond laser writing,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 15, pp. 3586–3589, 2018.
- [91] S. Atzeni *et al.*, “A modular source of entangled photon pairs in femtosecond-laser written waveguide circuits,” in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2019, p. 1.
- [92] D. Serien, H. Kawano, A. Miyawaki, K. Midorikawa, and K. Sugioka, “Femtosecond laser direct write integration of multi-protein patterns and 3D microstructures into 3D glass microfluidic devices,” *Appl. Sci.*, vol. 8, no. 2, p. 147, 2018.
- [93] C. Xia, N. Bai, I. Ozdur, X. Zhou, and G. Li, “Supermodes for optical transmission,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, pp. 16653–16664, 2011.
- [94] K. Saitoh and S. Matsuo, “Multicore fiber technology,” *J. Light. Technol.*, vol. 34, no. 1, pp. 55–66, 2016.
- [95] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell, and P. D. De Sandro, “Large mode area photonic crystal fibre,” *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 13, pp. 1347–1348, 1998.
- [96] R.-J. Essiambre, G. Kramer, P. J. Winzer, G. J. Foschini, and B. Goebel, “Capacity limits of optical fiber networks,” *J. Light. Technol.*, vol. 28, no. 4, pp. 662–701, 2010.
- [97] Y. Kokubun and M. Koshiba, “Novel multi-core fibers for mode division multiplexing: proposal and design principle,” *IEICE Electron. Express*, vol. 6, no. 8, pp. 522–528, 2009.
- [98] A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, “Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution,” *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 25, pp. F71–F78, 2010.
- [99] N. G. R. Broderick, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, R. A. Sammut, J. Caplen, and L. Dong, “Large mode area fibers for high power applications,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, no. 2, pp. 185–

- 196, 1999.
- [100] M. M. Vogel, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, and T. Graf, "Very-large-mode-area, single-mode multicore fiber," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 18, pp. 2876–2878, 2009.
 - [101] J. M. Fini, "Large-mode-area multicore fibers in the single-moded regime," *Opt. Express*, vol. 19, no. 5, pp. 4042–4046, 2011.
 - [102] J. Anderson, C. Jollivet, A. Van Newkirk, K. Schuster, S. Grimm, and A. Schülzgen, "Multi-core Fiber Lasers," in *Laser Science*, 2015, pp. LTu2H-2.
 - [103] Z. Pu, W. Xiao-Lin, M. Yan-Xing, M. Hao-Tong, X. Xiao-Jun, and L. Ze-Jin, "Beam quality and power scalability of various multicore fiber lasers," *Chinese Phys. Lett.*, vol. 26, no. 8, p. 84205, 2009.
 - [104] J. E. Antonio-Lopez, Z. S. Eznavesh, P. LiKamWa, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, "Multicore fiber sensor for high-temperature applications up to 1000 C," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, pp. 4309–4312, 2014.
 - [105] A. Van Newkirk, J. E. Antonio-Lopez, G. Salceda-Delgado, M. U. Piracha, R. Amezcua-Correa, and A. Schülzgen, "Multicore fiber sensors for simultaneous measurement of force and temperature," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 14, pp. 1523–1526, 2015.
 - [106] L. Duan *et al.*, "Heterogeneous all-solid multicore fiber based multipath Michelson interferometer for high temperature sensing," *Opt. Express*, vol. 24, no. 18, pp. 20210–20218, 2016.
 - [107] J. Villatoro, A. Van Newkirk, E. Antonio-Lopez, J. Zubia, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, "Ultrasensitive vector bending sensor based on multicore optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 4, pp. 832–835, 2016.
 - [108] P. Saffari, T. Allsop, A. Adebayo, D. Webb, R. Haynes, and M. M. Roth, "Long period grating in multicore optical fiber: an ultra-sensitive vector bending sensor for low curvatures," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 12, pp. 3508–3511, 2014.
 - [109] G. M. H. Flockhart, W. N. MacPherson, J. S. Barton, J. D. C. Jones, L. Zhang, and I. Bennion, "Two-axis bend measurement with Bragg gratings in multicore optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 6, pp. 387–389, 2003.
 - [110] J. Villatoro, E. Antonio-Lopez, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, "Miniature multicore optical fiber vibration sensor," *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 10, pp. 2022–2025, 2017.
 - [111] J. Villatoro, E. Antonio-Lopez, J. Zubia, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, "Interferometer based on strongly coupled multi-core optical fiber for accurate vibration sensing," *Opt. Express*, vol. 25, no. 21, pp. 25734–25740, 2017.
 - [112] Z. Zhao *et al.*, "Robust in-fiber spatial interferometer using multicore fiber for vibration detection," *Opt. Express*, vol. 26, no. 23, pp. 29629–29637, 2018.
 - [113] J. Guzmán-Sepúlveda, R. Guzmán-Cabrera, M. Torres-Cisneros, J. Sánchez-Mondragón, and D. May-Arriola, "A highly sensitive fiber optic sensor based on two-core fiber for refractive index measurement," *Sensors*, vol. 13, no. 10, pp. 14200–14213, 2013.
 - [114] D. A. May-Arriola and J. R. Guzman-Sepulveda, "Highly sensitive fiber optic refractive index sensor using multicore coupled structures," *J. Light. Technol.*, vol. 35, no. 13, pp. 2695–2701, 2017.
 - [115] Z. A. A. Al-Mashhadani and I. Navruz, "Highly sensitive measurement of surrounding refractive index using tapered trench-assisted multicore fiber," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 48, pp. 76–83, 2019.
 - [116] H. Li, L. Zhu, F. Meng, Y. Song, and M. Dong, "In-line MZI magnetic sensor based on seven-core fiber and fiber peanut symmetrical structure," *Opt. Eng.*, vol. 57, no. 11, p. 117112, 2018.
 - [117] L. Zhao, H. Li, Y. Song, M. Dong, and L. Zhu, "Application of MZI Symmetrical Structure With Fiber Balls and Seven-Core Fiber in Microdisplacement Measurement," *Photonic Sensors*, vol. 9, no. 2, pp. 97–107, 2019.
 - [118] P. Wang *et al.*, "Theoretical and experimental study of 37-core waveguides with large mode area," *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 33, pp. 7981–7986, 2013.
 - [119] Y. Bin Lu and P. L. Chu, "Gain flattening by using dual-core fiber in erbium-doped fiber amplifier," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 1616–1617, 2000.
 - [120] B. Nagaraju, P. Jaiswal, R. K. Varshney, and B. P. Pal, "An inherently gain flattened edfa design based on asymmetric twin core fiber," in *ICOP 2009-International Conference on Optic and Photonics*,

- 2009.
- [121] T. A. Birks, B. J. Mangan, A. Díez, J. L. Cruz, and D. F. Murphy, “‘Photonic lantern’ spectral filters in multi-core fibre,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 13, pp. 13996–14008, 2012.
 - [122] N. Jovanovic *et al.*, “Integrated photonic building blocks for next-generation astronomical instrumentation I: the multimode waveguide,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 15, pp. 17029–17043, 2012.
 - [123] I. Spaleniak, N. Jovanovic, S. Gross, M. J. Ireland, J. S. Lawrence, and M. J. Withford, “Integrated photonic building blocks for next-generation astronomical instrumentation II: the multimode to single mode transition,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 22, pp. 27197–27208, 2013.
 - [124] T. Kotani, S. Lacour, G. Perrin, G. Robertson, and P. Tuthill, “Pupil remapping for high contrast astronomy: results from an optical testbed,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 3, pp. 1925–1934, 2009.
 - [125] R. R. Thomson, A. K. Kar, and J. Allington-Smith, “Ultrafast laser inscription: an enabling technology for astrophotonics,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 3, pp. 1963–1969, 2009.
 - [126] R. R. Thomson, T. A. Birks, S. G. Leon-Saval, A. K. Kar, and J. Bland-Hawthorn, “Ultrafast laser inscription of an integrated photonic lantern,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 6, pp. 5698–5705, 2011.
 - [127] P. Gatkin, S. Veilleux, and M. Dagenais, “Astrophotonic spectrographs,” *Appl. Sci.*, vol. 9, no. 2, p. 290, 2019.
 - [128] P. Gatkin *et al.*, “Development of high-resolution arrayed waveguide grating spectrometers for astronomical applications: first results,” in *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation II*, 2016, vol. 9912, p. 991271.
 - [129] P. Gatkin, S. Veilleux, Y. Hu, J. Bland-Hawthorn, and M. Dagenais, “Arrayed waveguide grating spectrometers for astronomical applications: new results,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 15, pp. 17918–17935, 2017.
 - [130] P. Gatkin, S. Veilleux, Y. Hu, J. Bland-Hawthorn, and M. Dagenais, “Towards a multi-input astrophotonic AWG spectrograph,” in *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, 2018, vol. 10706, p. 1070656.
 - [131] J. E. Baldwin, C. A. Haniff, C. D. Mackay, and P. J. Warner, “Closure phase in high-resolution optical imaging,” *Nature*, vol. 320, no. 6063, pp. 595–597, 1986.
 - [132] N. Jovanovic *et al.*, “Starlight demonstration of the Dragonfly instrument: an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 427, no. 1, pp. 806–815, 2012.
 - [133] Y. Tottori, T. Kobayashi, and M. Watanabe, “Low loss optical connection module for seven-core multicore fiber and seven single-mode fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 21, pp. 1926–1928, 2012.
 - [134] K. Watanabe, T. Saito, K. Imamura, and M. Shiino, “Development of fiber bundle type fan-out for multicore fiber,” in *2012 17th Opto-Electronics and Communications Conference*, 2012, pp. 475–476.
 - [135] R. R. Thomson *et al.*, “Ultrafast-laser inscription of a three dimensional fan-out device for multicore fiber coupling applications,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 18, pp. 11691–11697, 2007.
 - [136] R. R. Thomson, R. J. Harris, T. A. Birks, G. Brown, J. Allington-Smith, and J. Bland-Hawthorn, “Ultrafast laser inscription of a 121-waveguide fan-out for astrophotonics,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 12, pp. 2331–2333, 2012.
 - [137] “Optoscribe 3D Optofan.” [Online]. Available: www.optoscribe.com.
 - [138] C. R. Giles and E. Desurvire, “Modeling erbium-doped fiber amplifiers,” *J. Light. Technol.*, vol. 9, no. 2, pp. 271–283, 1991.
 - [139] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir’yanov, A. D. Guzmán-Chávez, J.-L. Cruz, and M. V. Andrés, “Excited-state absorption in erbium-doped silica fiber with simultaneous excitation at 977 and 1531 nm,” *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 8, p. 83108, 2009.
 - [140] P. Turmero, “Transmisión por fibra óptica.” [Online]. Available: <http://www.monografias.com/trabajos108/transmission-fibra-optica/transmission-fibraoptica2.shtml>.
 - [141] V. Berdejo Arceiz, “Estudio y desarrollo de amplificadores y láseres basados en fibra de cristal fotónico y guías integradas escritas con láser con aplicación como sensores,” Tesis doctoral,

Universidad de Zaragoza, 2013.

- [142] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 7, pp. 1049–1056, 1997.
- [143] Y. el Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Express*, vol. 12, no. 25, pp. 6088–6092, 2004.
- [144] J. Zhang, W.-T. Guo, C.-Y. Tang, S. Yan, W.-N. Li, and C.-X. Liu, "Planar and ridge waveguides in Yb³⁺-doped silicate glasses fabricated by proton implantation and precise diamond blade dicing," *Opt. Commun.*, vol. 453, p. 124344, 2019.
- [145] Y. Lu, P. Dekker, and J. M. Dawes, "Liquid-Phase Epitaxial Growth and Characterization of Nd: YAl₃ (BO₃)₄ Optical Waveguides," *Crystals*, vol. 9, no. 2, p. 79, 2019.
- [146] P. Loiko *et al.*, "Watt-level Tm: LiYF₄ channel waveguide laser produced by diamond saw dicing," *Opt. Express*, vol. 26, no. 19, pp. 24653–24662, 2018.
- [147] M. Pollnau and J. D. B. Bradley, "Optically pumped rare-earth-doped Al₂O₃ distributed-feedback lasers on silicon," *Opt. Express*, vol. 26, no. 18, pp. 24164–24189, 2018.
- [148] J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, and G. Huber, "Highly efficient Yb: YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser," *Opt. Express*, vol. 18, no. 15, pp. 16035–16041, 2010.
- [149] S. N. C. Santos, J. M. P. Almeida, G. F. B. Almeida, V. R. Mastelaro, and C. R. Mendonca, "Fabrication of waveguides by fs-laser micromachining in Dy³⁺/Eu³⁺ doped barium borate glass with broad emission in the visible spectrum," *Opt. Commun.*, vol. 427, pp. 33–36, 2018.
- [150] J. D. B. Bradley and M. Pollnau, "Erbium-doped integrated waveguide amplifiers and lasers," *Laser Photon. Rev.*, vol. 5, no. 3, pp. 368–403, 2011.
- [151] S. Taccheo *et al.*, "Er: Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 22, pp. 2626–2628, 2004.
- [152] J. Hoyo *et al.*, "Femtosecond laser written 16.5 mm long glass-waveguide amplifier and laser with 5.2 dB cm⁻¹ internal gain at 1534 nm," *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, no. 10, p. 105802, 2013.
- [153] E. Kifle *et al.*, "Fs-laser-written erbium-doped double tungstate waveguide laser," *Opt. Express*, vol. 26, no. 23, pp. 30826–30836, 2018.

Capítulo II

Modelización de guías de ondas multinúcleo en medios dieléctricos activos

2.1.	Introducción.....	24
2.2.	Propagación de potencias ópticas en guías de ondas multinúcleo	24
2.2.1.	Propagación guiada en medios dieléctricos.....	24
2.2.2.	Teoría de modos acoplados.....	26
2.2.2.1.	Guía de dos núcleos acoplados.....	26
2.2.2.2.	Generalización a N núcleos: formalismo matricial.....	29
2.2.3.	Cálculo de supermodos y su propagación con RSoft CAD	32
2.3.	Modelización de amplificadores integrados basados en guías multinúcleo.....	36
2.3.1.	Modelo para guías altamente codopadas con Yb^{3+} y Er^{3+}	37
2.3.2.	Condiciones de contorno e implementación numérica.....	40
2.4.	Referencias.....	45

2.1. Introducción

El objetivo de diseñar, fabricar, caracterizar y optimizar las guías de ondas multinúcleo activas y los dispositivos fotónicos basados en ellas, hace que sea necesario modelizar la propagación de la luz a lo largo de dichas estructuras. En este capítulo se presentan los fundamentos del modelo que se usará para describir esta propagación en una guía dieléctrica multinúcleo altamente codopada con iones de erbio e iterbio y con sus núcleos acoplados. En el apartado 2.2 se revisan las expresiones fundamentales de la propagación guiada de la luz, partiendo de las ecuaciones de Maxwell hasta llegar a la ecuación de ondas, se presenta la teoría de modos acoplados y, en particular, el método para calcular los modos de una guía multinúcleo o supermodos [1]. En el apartado 2.3 se expone el modelo empleado habitualmente para el cálculo de la propagación de la luz en una guía dopada con tierras raras y, específicamente, cuando el medio está altamente codopado con iones Yb^{3+} y Er^{3+} , junto con su implementación numérica como base para un amplificador óptico.

2.2. Propagación de potencias ópticas en guías de ondas multinúcleo

2.2.1. Propagación guiada en medios dieléctricos

El modelo se basa en particularizar las ecuaciones de Maxwell para el caso de las guías de ondas dieléctricas. Según la teoría electromagnética, la propagación de la luz en una guía de ondas viene descrita por la evolución espaciotemporal de cuatro campos: el campo eléctrico \mathbf{E} , el campo magnético \mathbf{H} , el desplazamiento eléctrico \mathbf{D} y la inducción magnética \mathbf{B} . Las variaciones espacio-temporales de dichas magnitudes se relacionan mediante las ecuaciones de Maxwell en forma diferencial:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.4)$$

en donde \mathbf{J} es la densidad de corriente y ρ la densidad de carga libre, que cumplen la ecuación de continuidad,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (2.5)$$

A estas expresiones hay que añadirles las relaciones constitutivas, que relacionan entre sí los mencionados campos a través de parámetros que caracterizan el medio desde un punto de vista macroscópico: la permitividad eléctrica ϵ , la permeabilidad magnética μ y la conductividad eléctrica σ ; que consideramos escalares por estar tratando únicamente con medios isótropos.

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}; \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (2.6)$$

Aplicando el operador rotacional a la ecuación (2.1), y teniendo en cuenta la igualdad vectorial $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$, junto con las relaciones constitutivas del medio se obtiene la ecuación de ondas no homogénea para \mathbf{E} , también conocida como ecuación de Helmholtz,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \rho. \quad (2.7)$$

Cuando se considera un medio de conductividad eléctrica nula, como los de interés en esta tesis, y en ausencia de fuentes que generen campo eléctrico o magnético, la ecuación (2.7) se simplifica y se obtiene la ecuación de ondas homogénea:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.8)$$

Este desarrollo se puede repetir para el campo magnético, aplicando el operador rotacional a la ecuación (2.2), obteniéndose la misma ecuación:

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.9)$$

La solución general de la ecuación de ondas se puede expresar como suma de ondas armónicas. Centrándonos en la propagación de una onda armónica, es posible desacoplar la componente temporal de forma que el campo eléctrico se puede expresar, en coordenadas cartesianas, como

$$\mathbf{E}(x, y, z; t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(x, y, z) \cdot e^{i\omega t}\}. \quad (2.10)$$

De aquí en adelante, se supone una propagación armónica y se omite la dependencia temporal del campo eléctrico, de tal manera que cuando se haga mención a la intensidad de campo eléctrico se referirá al factor $\mathbf{E}(x, y, z)$ de la ecuación (2.10). Si, además, la guía de ondas tiene un perfil de índice de refracción independiente de la coordenada z , la intensidad de campo eléctrico se puede expresar de la forma

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) \cdot e^{-\gamma z}, \quad (2.11)$$

en donde el coeficiente de propagación, γ , se expresa en función del coeficiente de ganancia, α , y el coeficiente de fase, β , según la expresión

$$\gamma = -\alpha + i\beta, \quad (2.12)$$

Nótese que si $\alpha > 0$, el modo presenta ganancia neta positiva, mientras que si $\alpha < 0$ presenta pérdidas.

Cuando la intensidad de campo eléctrico se puede factorizar como en (2.11), denominamos componente transversal del campo eléctrico al factor $\mathbf{E}(x, y)$. Con esta expresión de la intensidad de campo eléctrico, la ecuación (2.8) se puede expresar de la forma,

$$\nabla_t^2 \mathbf{E}(x, y) + (\gamma^2 + k^2) \mathbf{E}(x, y) = 0, \quad (2.13)$$

en donde $k = \omega(\mu\varepsilon)^{1/2}$ y $\nabla_t = \frac{\partial}{\partial x}\hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial}{\partial y}\hat{\mathbf{j}}$. Para el campo magnético \mathbf{H} se obtiene una expresión similar a (2.13). En total se obtienen seis ecuaciones escalares cuyas componentes deben cumplir las condiciones de frontera en el medio. Además, tienen que cumplir las ecuaciones de Maxwell, por lo que no son independientes, lo cual permite expresar todas las componentes en función de la componente z de las intensidades de campo eléctrico y magnético, E_z y H_z [2]. Por lo tanto, es necesario determinar estas componentes del campo eléctrico y magnético en primer lugar, resolviendo las ecuaciones:

$$\nabla_t^2 E_z(x, y) + h E_z(x, y) = 0, \quad (2.14)$$

$$\nabla_t^2 H_z(x, y) + h H_z(x, y) = 0, \quad (2.15)$$

donde se ha introducido $h^2 = \gamma^2 + k^2$ y sobre la cual hay que imponer las condiciones de frontera propias de la guía. Una vez obtenidos E_z y H_z , el cálculo del resto de componentes es directo. De la resolución de las ecuaciones (2.14) y (2.15) se obtiene una solución general, expresable como combinación de soluciones linealmente independientes (vectores propios), cada una asociada a un valor de h (valor propio). Cada una de las soluciones particulares se corresponde con un modo de propagación, y a partir de su valor propio h se obtiene el coeficiente de propagación asociada a dicho modo.

2.2.2. Teoría de modos acoplados

La teoría anterior se puede aplicar directamente a las guías multinúcleo, de tal manera que es posible obtener sus modos de propagación resolviendo las ecuaciones (2.14) y (2.15) para la guía en cuestión, para lo cual se suele recurrir a métodos numéricos. La teoría de modos acoplados (TMA) permite obtener soluciones analíticas aproximadas de manera más directa. En concreto, la TMA permite expresar el campo electromagnético de los supermodos, o modos propios de una guía multinúcleo, en función del campo de los modos de los núcleos individuales, así como calcular sus constantes de propagación en función de las de los núcleos aislados. Esta teoría es, por tanto, especialmente útil cuando se conocen las expresiones de los modos de los núcleos individuales. En esta sección se comienza explicando la teoría para un caso de dos núcleos acoplados entre sí, que posteriormente se generaliza para guías con un número cualquiera de núcleos.

2.2.2.1. Guía de dos núcleos acoplados

En los desarrollos que se presentan a continuación se considera que los núcleos que forman la guía multinúcleo son monomodo cuando se encuentran aislados. En estos casos, la guía multinúcleo tiene tantos modos de propagación como núcleos [3]. La guía multinúcleo más sencilla es la formada por dos núcleos monomodo sin pérdidas ni ganancia. A continuación, se presenta el formalismo expresado en función del campo eléctrico, pudiéndose realizar de forma similar en función del campo magnético. Supuestas conocidas las distribuciones transversales normalizadas de campo eléctrico del modo de propagación de cada uno de los dos núcleos aislados, $E^{(1)}(x, y)$ y $E^{(2)}(x, y)$ (en donde la normalización viene dada según $\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy = 1$), sus coeficientes de fase, $\beta^{(1)}$ y $\beta^{(2)}$, y sus perfiles de índice de refracción, $n^{(1)}(x, y)$ y $n^{(2)}(x, y)$; se denota como $E(x, y, z)$ al campo eléctrico total de la estructura y se busca una solución de la ecuación de ondas que tenga la forma [4],

$$E(x, y, z) = A^{(1)}(z) \cdot E^{(1)}(x, y) \cdot e^{-i\beta^{(1)}z} + A^{(2)}(z) \cdot E^{(2)}(x, y) \cdot e^{-i\beta^{(2)}z}, \quad (2.16)$$

en donde las amplitudes $A^{(1)}$ y $A^{(2)}$ modulan la potencia en cada uno de los núcleos. Introduciendo la expresión (2.16) en la ecuación de ondas (2.8) y suponiendo que las amplitudes varían suavemente en función de z se llega a las ecuaciones [4]:

$$\frac{dA^{(1)}(z)}{dz} = -i\kappa^{(11)}A^{(1)}(z) - i\kappa^{(12)}A^{(2)}(z) \cdot e^{i\Delta\beta z}, \quad (2.17)$$

$$\frac{dA^{(2)}(z)}{dz} = -i\kappa^{(21)}A^{(1)}(z) \cdot e^{-i\Delta\beta z} - i\kappa^{(22)}A^{(2)}(z), \quad (2.18)$$

en donde $\Delta\beta = \beta^{(1)} - \beta^{(2)}$ y los coeficientes de acoplamiento $\kappa^{(ij)}$ toman la forma

$$\kappa^{(ij)} = \frac{k_0^2}{2\beta^{(i)}} \frac{\iint E^{(i)}(x, y) [\Delta n^{(j)}(x, y)]^2 [E^{(j)}(x, y)]^* dx dy}{\iint E^{(i)}(x, y) [E^{(j)}(x, y)]^* dx dy}. \quad (2.19)$$

siendo

$$[\Delta n^{(j)}(x, y)]^2 = [n(x, y)]^2 - [n^{(j)}(x, y)]^2 \quad (2.20)$$

en donde $n(x, y)$ es la distribución de índice de refracción de la guía de dos núcleos, y $n^{(j)}(x, y)$ la distribución de índice de refracción de la guía correspondiente al núcleo j aislado. Las ecuaciones (2.17) y (2.18) son válidas siempre y cuando se cumpla que

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} E^{(i)}(x, y) [E^{(j)}(x, y)]^* dx dy \ll \iint_{-\infty}^{+\infty} E^{(i)}(x, y) [E^{(i)}(x, y)]^* dx dy. \quad (2.21)$$

Estas ecuaciones se pueden reescribir definiendo las funciones

$$a^{(1)}(z) = A^{(1)}(z)e^{-i\beta^{(1)}z} \quad \text{y} \quad a^{(2)}(z) = A^{(2)}(z)e^{-i\beta^{(2)}z}, \quad (2.22)$$

de tal manera que se obtienen las conocidas como ecuaciones de los modos acoplados:

$$\frac{da^{(1)}}{dz} = -i(\beta^{(1)} + \kappa^{(11)})a^{(1)} - i\kappa^{(12)}a^{(2)}, \quad (2.23)$$

$$\frac{da^{(2)}}{dz} = -i(\beta^{(2)} + \kappa^{(22)})a^{(2)} - i\kappa^{(21)}a^{(1)}. \quad (2.24)$$

En estas ecuaciones se puede observar cómo el coeficiente de acoplamiento $\kappa^{(ij)}$ representa la corrección al coeficiente de fase del modo del núcleo individual i debido a la presencia del segundo núcleo. Por ser mucho menor que el coeficiente de fase, $\kappa^{(ii)} \ll \beta^{(i)}$, este factor de corrección se suele omitir en el análisis [4]. Así, las ecuaciones (2.17) y (2.18) toman la forma

$$\frac{dA^{(1)}(z)}{dz} = -i\kappa^{(12)}A^{(2)}(z) \cdot e^{i\Delta\beta z}, \quad (2.25)$$

$$\frac{dA^{(2)}(z)}{dz} = -i\kappa^{(21)}A^{(1)}(z) \cdot e^{-i\Delta\beta z}, \quad (2.26)$$

cuya solución general es

$$A^{(1)}(z) = e^{i\Delta\beta z/2}(\tilde{a}_1 e^{i\Lambda z} + \tilde{a}_2 e^{-i\Lambda z}), \quad (2.27)$$

$$A^{(2)}(z) = -\frac{e^{-\frac{i\Delta\beta z}{2}}}{\kappa^{(12)}} \left[\tilde{a}_1 \left(\frac{\Delta\beta}{2} + \Lambda \right) e^{i\Lambda z} + \tilde{a}_2 \left(\frac{\Delta\beta}{2} - \Lambda \right) e^{-i\Lambda z} \right], \quad (2.28)$$

siendo $\Lambda^2 = \kappa^2 + \Delta\beta^2/4$ y $\kappa^2 = \kappa^{(12)}\kappa^{(21)}$.

Introduciendo estas expresiones de $A_1(z)$ y $A_2(z)$ en la expresión del campo eléctrico total (2.16), es posible obtener una expresión de la forma

$$E(x, y, z) = \tilde{a}_1 E_1(x, y) \cdot e^{-i\beta_1 z} + \tilde{a}_2 E_2(x, y) \cdot e^{-i\beta_2 z}, \quad (2.29)$$

en donde los subíndices 1 y 2 corresponden a los dos supermodos de la guía de dos núcleos, cuyas distribuciones de campo eléctrico y sus coeficientes de fase son, respectivamente,

$$E_m(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[E^{(1)}(x, y) + \frac{1}{\kappa^{(21)}} \left(\frac{\Delta\beta}{2} \pm \Lambda \right) E^{(2)}(x, y) \right] \quad (2.30)$$

$$\beta_m = \frac{\beta^{(1)} + \beta^{(2)}}{2} \pm \Lambda, \quad (2.31)$$

en donde $m = 1, 2$ dependiendo de si se selecciona la solución con el signo “+” o “-”, respectivamente.

Si los dos núcleos son iguales, $\beta^{(1)} = \beta^{(2)} = \beta^{(0)}$ y $\kappa^{(12)} = \kappa^{(21)} = \kappa$, las expresiones (2.30) y (2.31) se simplifican

$$E_m(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E^{(1)}(x, y) \pm E^{(2)}(x, y)], \quad (2.32)$$

$$\beta_m = \beta^{(0)} \pm \kappa. \quad (2.33)$$

Una vez obtenida la solución general, y en concreto la de dos núcleos iguales, resulta de interés prestar atención a la evolución de la potencia óptica cuando esta se inyecta inicialmente en uno de los dos núcleos. La potencia se define como

$$P(z) = \iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y, z)|^2 dx dy. \quad (2.34)$$

Cuando los dos núcleos de la guía son iguales y la potencia se inyecta inicialmente en el núcleo 1, es decir, se cumple que $P^{(1)}(z=0) = P_0$ y $P^{(2)}(z=0) = 0$; las distribuciones longitudinales de potencia siguen las expresiones:

$$P^{(1)}(z) = P_0 \cos^2(\kappa z), \quad (2.35)$$

$$P^{(2)}(z) = P_0 \sin^2(\kappa z). \quad (2.36)$$

Como se puede observar, en este caso la transferencia de potencia entre núcleos es total, con un periodo espacial de π/κ . Cuando los núcleos son distintos la transferencia de potencia entre ellos deja de ser total.

2.2.2.2. Generalización a N núcleos: formalismo matricial

A medida que aumenta el número de núcleos de los que consta la estructura, resulta conveniente contar con una generalización del formalismo anterior. En este caso resulta ventajoso utilizar la notación matricial de la TMA, que sirve para calcular los supermodos de distintos tipos de guías multinúcleo, como por ejemplo para varios núcleos alineados formando una recta [5], distribuidos en circunferencias concéntricas [6], o en los vértices y aristas de hexágonos regulares [3]. En estos casos se suelen suponer núcleos idénticos e interacción únicamente entre núcleos vecinos.

Las amplitudes de los campos eléctricos de los modos de cada núcleo se relacionan según la ecuación

$$\frac{d}{dz} \mathbf{V} = -i\mathbf{M}\mathbf{V}. \quad (2.37)$$

Con esta notación, la componente n del vector \mathbf{V} viene dada por

$$a^{(n)}(z) = A^{(n)}(z)e^{-i\beta^{(n)}z}. \quad (2.38)$$

suponiendo que el campo total que se propaga por el interior de la estructura se representa según

$$E(x, y, z) = \sum_{n=1}^N A^{(n)}(z) \cdot E^{(n)}(x, y) \cdot e^{-i\beta^{(n)}z}, \quad (2.39)$$

siendo N el número total de núcleos, y en donde la matriz \mathbf{M} contiene los coeficientes de fase de los modos de los núcleos individuales, así como los coeficientes de acoplamiento entre parejas de modos de núcleos distintos,

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \beta^{(1)} & \kappa^{(21)} & \kappa^{(31)} & \dots & \kappa^{(N1)} \\ \kappa^{(12)} & \beta^{(2)} & \kappa^{(32)} & \dots & \kappa^{(N2)} \\ \kappa^{(13)} & \kappa^{(23)} & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \kappa^{(1N)} & \kappa^{(2N)} & \dots & \dots & \beta^{(N)} \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

La determinación de la distribución transversal de campo de los supermodos, o modos de la guía multinúcleo, E_m , y de sus coeficientes de fase, β_m , se reduce a un problema de cálculo de valores y vectores propios de la matriz \mathbf{M} . Si la matriz es diagonalizable, como cuando todos los núcleos son iguales [1], se puede transformar de la forma

$$\mathbf{Q}^{-1}\mathbf{M}\mathbf{Q} = \mathbf{\Lambda} \quad (2.41)$$

en donde $\mathbf{\Lambda}$ es una matriz diagonal que contiene los valores propios. En la nueva base, la generalización para N núcleos de las ecuaciones (2.23) y (2.24) se puede reescribir de la forma

$$\frac{d}{dz}\mathbf{W} = -i\mathbf{\Lambda}\mathbf{W} = -i\beta_m\mathbf{W}. \quad (2.42)$$

en donde β_m ($m = 1, \dots, N$) son los valores propios de \mathbf{M} , cada uno de los cuales representa el coeficiente de fase del supermodo m , y el vector \mathbf{W} viene dado por

$$\mathbf{W} = \mathbf{Q}^{-1}\mathbf{V}. \quad (2.43)$$

La distribución transversal de campo del supermodo m se puede escribir en función de las componentes $a_m^{(n)}$ de su vector propio según la expresión

$$E_m(x, y) = \sum_{n=1}^N a_m^{(n)} \cdot E^{(n)}(x, y). \quad (2.44)$$

A continuación se resuelven dos casos cuyos resultados se utilizarán más adelante. En primer lugar se resuelve el caso de una guía con dos núcleos acoplados, tal y como se ha visto en el apartado 2.2.2.1. Para ello es necesario calcular los valores y vectores propios de la matriz

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \beta^{(1)} & \kappa^{(12)} \\ \kappa^{(21)} & \beta^{(2)} \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

Para calcular los valores propios se utiliza el polinomio característico,

$$p(\beta) = \begin{vmatrix} \beta^{(1)} - \beta & \kappa^{(12)} \\ \kappa^{(21)} & \beta^{(2)} - \beta \end{vmatrix} = (\beta^{(1)} - \beta)(\beta^{(2)} - \beta) - \kappa^{(12)}\kappa^{(21)} = 0 \quad (2.46)$$

de donde se obtienen los mismos valores de los coeficientes de fase que en (2.31). Al tratarse de una matriz 2×2 con dos valores propios, dicha matriz es diagonalizable. Los vectores propios son

$$\mathbf{a}_m = \left(1, \frac{\beta_m - \beta^{(1)}}{\kappa^{(12)}} \right), \quad (2.47)$$

que, teniendo en cuenta la expresión (2.44), se pueden reescribir para obtener la expresión (2.30).

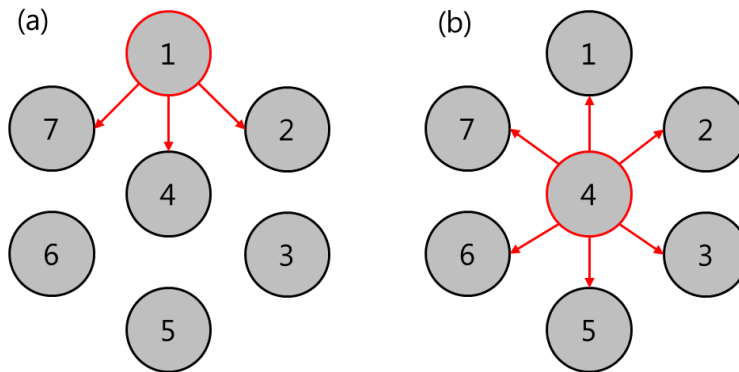


Figura 2.1 Estructura de seis núcleos situados en los vértices de un hexágono regular más un núcleo central. Se indican los núcleos vecinos del núcleo uno (a) y cuatro (b) para el cálculo de sus modos según la teoría de modos acoplados.

A medida que aumenta el número de núcleos de las estructuras resulta más complicado obtener las expresiones analíticas de los valores y vectores propios. Como muestra, se hallan los supermodos de una guía de seis núcleos situados en los vértices de un hexágono regular más un séptimo núcleo central y equidistante al resto, tal y como se puede ver en la Figura 2.1. En ella se muestra la numeración de los núcleos considerada, y se resaltan los núcleos vecinos del núcleo uno (a) y del cuatro (b) como ejemplo.

Considerando despreciable el acoplamiento entre núcleos no vecinos, la matriz de la estructura hexagonal toma la forma

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \beta & \kappa & 0 & \kappa & 0 & 0 & \kappa \\ \kappa & \beta & \kappa & \kappa & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \kappa & \beta & \kappa & \kappa & 0 & 0 \\ \kappa & \kappa & \kappa & \beta & \kappa & \kappa & \kappa \\ 0 & 0 & \kappa & \kappa & \beta & \kappa & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \kappa & \kappa & \beta & \kappa \\ \kappa & 0 & 0 & \kappa & 0 & \kappa & \beta \end{pmatrix}, \quad (2.48)$$

en donde β es el coeficiente de fase de los núcleos aislados y κ la constante de acoplamiento entre núcleos vecinos.

En este caso, el polinomio característico de la matriz \mathbf{M} toma la forma

$$p(\lambda) = (\beta - 2\kappa - \lambda)(\beta - \kappa - \lambda)^2(\beta + \kappa - \lambda)^2(\beta^2 + 2\beta\kappa - 6\kappa^2 - 2(\beta + \kappa)\lambda + \lambda^2), \quad (2.49)$$

de donde se obtienen los valores propios que se reúnen en la Tabla 2.1 junto con sus correspondientes vectores propios.

Tabla 2.1 Expresiones de los coeficientes de fase (valores propios) y distribuciones modales (vectores propios) de los supermodos de la guía de siete núcleos de la Figura 2.1 calculadas mediante el formalismo matricial de la teoría de modos acoplados.

Supermodo	Valor propio	Vector propio
(a)	$\beta + (1 + \sqrt{7})\kappa$	$(1, 1, 1, -1 + \sqrt{7}, 1, 1, 1)/(5 + \sqrt{7})$
(b)	$\beta + \kappa$	$(1, 2, 1, 0, -1, -2, -1)/8$
(c)	$\beta + \kappa$	$(1, 0, -1, 0, -1, 0, 1)/4$
(d)	$\beta - \kappa$	$(-1, 0, 1, 0, -1, 0, 1)/4$
(e)	$\beta - \kappa$	$(1, 1, -2, 0, 1, 1, -2)/8$
(f)	$\beta + (1 - \sqrt{7})\kappa$	$(1, 1, 1, -1 - \sqrt{7}, 1, 1, 1)/(7 + \sqrt{7})$
(g)	$\beta - 2\kappa$	$(-1, 1, -1, 0, 1, -1, 1)/6$

El cálculo de los modos de la guía multinúcleo mediante la TMA resulta de gran interés, puesto que las expresiones analíticas permiten relacionar la distribución transversal de campo eléctrico de los supermodos, así como sus coeficientes de fase, con los parámetros de los que depende, de tal manera que facilita el análisis de su comportamiento en función de las características propias de la guía. No obstante, hay que tener en cuenta que se están realizando una serie de aproximaciones, dado que se desprecia la constante de autoacoplamiento frente al coeficiente de fase, necesaria para pasar de las ecuaciones (2.23) y (2.24) a las expresiones (2.25) y (2.26), que es necesario que se cumpla la condición impuesta por la

ecuación (2.21) y que se está despreciando el acoplamiento entre núcleos no vecinos. Si se requiere una precisión elevada en el cálculo de los supermodos o si la guía multinúcleo presenta cierta complejidad, suele ser necesario emplear métodos numéricos [7]–[9].

2.2.3. Cálculo de supermodos y su propagación con RSoft CAD

En este trabajo, el cálculo de los supermodos propios de cada guía se realiza mediante el software RSoft CAD [10]. Este programa cuenta con varias herramientas de diseño de guías de onda, circuitos ópticos y otros dispositivos fotónicos. Para calcular las distribuciones transversales de campo eléctrico y magnético de los supermodos, así como sus coeficientes de fase, se utiliza la herramienta FemSIM [11]. La herramienta BeamPROP [12], se utiliza para calcular la propagación pasiva de la potencia óptica en el interior de la guía de ondas.

En la herramienta FemSIM es necesario especificar como parámetros de entrada la geometría de la guía, la distribución del índice de refracción y la longitud de onda de la luz que se propaga. A continuación se muestra un ejemplo del cálculo numérico de los supermodos de una guía previamente tratada mediante la TMA: una guía de siete núcleos monomodo idénticos situados en los vértices de un hexágono regular y en su centro, tal y como se observa en el diseño de la Figura 2.2. En la Tabla 2.2 se pueden consultar los parámetros utilizados, en donde D es el diámetro del núcleo, s la separación entre los centros de los núcleos vecinos, λ la longitud de onda, n_{sus} el índice de refracción del sustrato y Δn el incremento del índice de refracción de los núcleos respecto al sustrato.

Tabla 2.2 Parámetros de entrada para el cálculo de los supermodos mediante la herramienta FemSIM del software RSoft CAD [10].

Parámetro	Valor
D (μm)	8.2
s (μm)	12.0
λ (μm)	1.534
n_{sus}	1.444
Δn	0.003

Junto con los datos de la guía de ondas, es necesario especificar las dimensiones de la sección transversal considerada en el cálculo (ventana) y de la matriz de puntos en los que se muestrea la distribución de campo eléctrico (retícula). Para seleccionar ambos se busca un compromiso en el cual la ventana y el número de puntos de la retícula sea suficientemente grande como para que el valor del coeficiente de fase no dependa de la selección de dichos valores, garantizando así la convergencia del cálculo, y que, a su vez, el número de puntos de la retícula sea suficientemente pequeño como para que el tiempo de cálculo sea asumible. En este caso se ha seleccionado una ventana cuadrada de $65 \mu\text{m}$ de lado, con una retícula de tamaño 131×131 puntos. La interfaz del programa junto con el diseño de la guía de siete núcleos en distribución hexagonal se puede ver en la Figura 2.2.

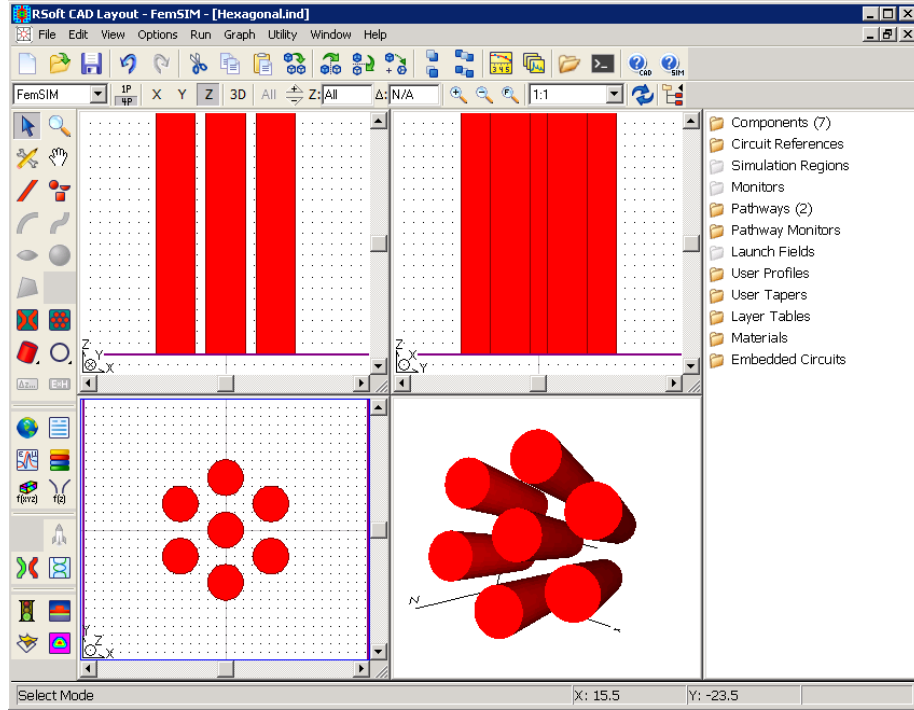


Figura 2.2 Interfaz de la herramienta FemSIM del software RSoft CAD en el que se ha diseñado una guía de siete núcleos monomodo idénticos distribuidos en el centro y vértices de un hexágono regular.

En la Figura 2.3 se muestran las distribuciones transversales de la componente x de la intensidad de campo eléctrico de los supermodos de la guía hexagonal de siete núcleos. Se ha comprobado que las distribuciones de las amplitudes de campo en cada núcleo individual coinciden con las calculadas según la TMA que vienen dadas por los vectores propios de la Tabla 2.1.

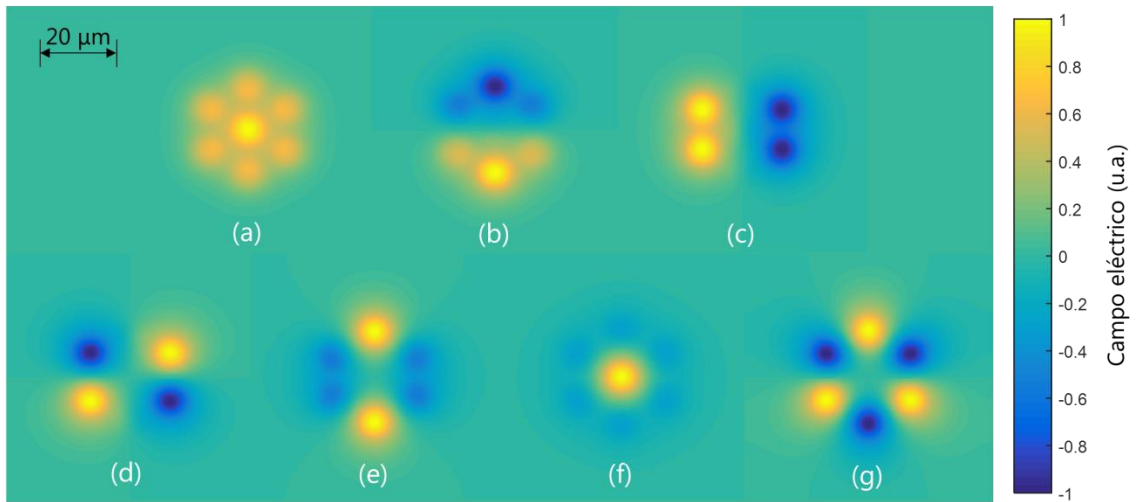


Figura 2.3 Perfiles transversales normalizados de la componente x de la intensidad de campo eléctrico de los supermodos de la guía hexagonal de la Figura 2.2.

En la Tabla 2.3 se comparan los coeficientes de fase, β_{ef} , de cada supermodo calculados numéricamente mediante la herramienta FemSIM, con las especificaciones dadas en la Tabla 2.2, o analíticamente mediante la TMA. Como se puede observar, el máximo error relativo se da en el supermodo (a), siendo de 0.012 %, a lo que le corresponde una diferencia entre coeficientes de fase de 700 m^{-1} .

Tabla 2.3 Comparación de los coeficientes de fase de los supermodos de una guía hexagonal de siete núcleos calculados numéricamente mediante la herramienta FemSIM con los calculados analíticamente mediante la TMA según la Tabla 2.1.

Supermodos	β_{ef} (FemSIM)	β_{ef} (TMA)	$\varepsilon_{\beta}(\%)$
(a)	5919733 m^{-1}	5920432 m^{-1}	1.2E-02
(b)	5918344 m^{-1}	5918431 m^{-1}	1.5E-03
(c)	5918344 m^{-1}	5918431 m^{-1}	1.5E-03
(d)	5916756 m^{-1}	5916919 m^{-1}	2.8E-03
(e)	5916756 m^{-1}	5916919 m^{-1}	2.8E-03
(f)	5916179 m^{-1}	5916431 m^{-1}	4.2E-03
(g)	5915653 m^{-1}	5916163 m^{-1}	8.6E-03

Para calcular los coeficientes de fase de los diferentes supermodos según la TMA se han utilizado las expresiones de los valores propios de la Tabla 2.1. Para ello es necesario, en primer lugar, calcular el coeficiente de propagación de un núcleo individual, β , que se ha determinado numéricamente mediante la herramienta FemSIM, obteniendo un valor de 5917675 m^{-1} . En segundo lugar es necesario determinar la constante de acoplamiento, κ , que se ha calculado mediante la expresión [13]

$$\kappa(s) = \frac{\lambda}{2\pi n_{co}} \frac{U^2}{D^2 V^2} \frac{K_0[Ws/D]}{K_1^2[W]}, \quad (2.50)$$

en donde K_g es la función de Bessel modificadas de segunda especie de grado g , y V , U y W son los parámetros de la guía [2]. El valor de dicha constante de acoplamiento es de 756 m^{-1} .

Con las expresiones de los valores propios de la Tabla 2.1 es posible estimar los valores de β y κ que mejor ajustan los coeficientes de fase numéricos de la Tabla 2.3. Mediante el ajuste por mínimos cuadrados se han obtenido unos valores de 5917395 m^{-1} y 716 m^{-1} para los coeficientes de fase y las constantes de acoplamiento respectivamente. Como la TMA hace uso de ciertas aproximaciones, estos valores nos sirven para estimar su error y ser conscientes de sus limitaciones. El error relativo de los valores obtenidos analíticamente con respecto al de los obtenidos numéricamente es de $4.7 \cdot 10^{-3} \%$ y 5.5% para β y κ , respectivamente. Teniendo esto en cuenta, en general se utilizará el programa numérico para el cálculo de los supermodos.

Una vez determinadas las distribuciones transversales de campo eléctrico de los supermodos, junto con sus coeficientes de fase, es posible calcular analíticamente la propagación del campo eléctrico en su interior a partir de una amplitud inicial determinada de cada supermodo. No obstante, la propagación de la luz a lo largo de una guía de ondas dada una distribución de campo eléctrico a la entrada de dicha guía

también se puede simular mediante la herramienta BeamPROP del software RSoft CAD. Esta herramienta permite calcular la propagación del campo eléctrico en la guía de ondas mediante el FD-BPM (*finite difference beam propagation method*) [14]. Como datos de entrada, además de los parámetros necesarios para la herramienta FemSIM mencionados previamente, ha de especificarse la longitud de la guía, L , y la distribución transversal del campo eléctrico usado como excitación. A continuación se muestran dos ejemplos de la propagación de la luz en una guía de dos núcleos monomodo iguales cercanos. En la Tabla 2.4 se muestran los parámetros de la guía de onda.

Tabla 2.4 Parámetros de diseño de la guía para el cálculo de la propagación mediante la herramienta BeamPROP.

Parámetro	Valor
D (μm)	5.0
s (μm)	5.0
L (mm)	20
λ (μm)	1.534
n_{sus}	1.515
Δn	0.006

Junto con los parámetros de la guía de ondas, es necesario especificar el tamaño de la ventana y el número de puntos de la retícula con la que se va a realizar la simulación. Además, se debe elegir el paso longitudinal en el que discretizar la propagación numérica. Estos valores se encuentran en la Tabla 2.5.

Tabla 2.5 Parámetros necesarios para el cálculo numérico de la propagación mediante la herramienta BeamPROP.

Parámetro	Valor
Paso longitudinal	10 μm
Ventana transversal	28×28 μm
Número de puntos de la retícula transversal	141×141

En la Figura 2.4 se puede observar la propagación de la potencia óptica para dos distribuciones transversales de campo eléctrico de entrada diferentes. En la coordenada 0 del eje de propagación se halla una guía monomodo. La distribución de campo para esa coordenada, requerida por el programa como dato de entrada, es la propia de dicha guía. En el caso (a) se utiliza una excitación centrada en un núcleo, que consiste en alinear el núcleo de la guía de excitación con uno de los dos núcleos de la guía doble. En el caso (b) se utiliza una excitación simétrica, en la que la guía de excitación se coloca centrada entre los dos núcleos de la guía doble. Estos dos tipos de excitación se analizarán con más detalle en el capítulo 3.

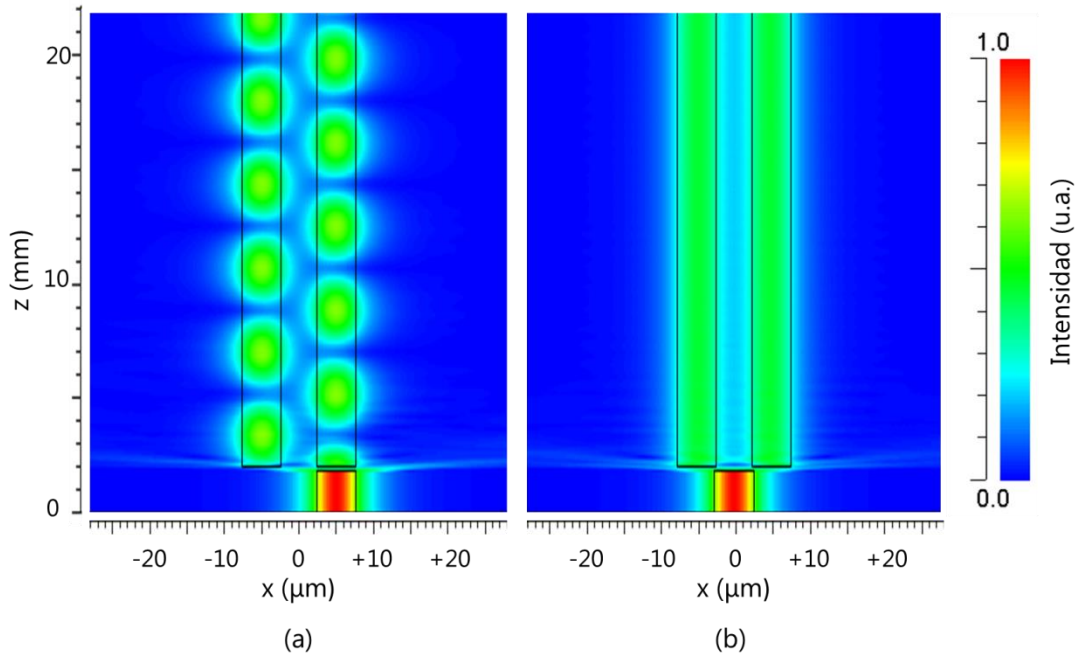


Figura 2.4 Propagación de la potencia óptica normalizada en una guía de dos núcleos acoplados para una excitación: a) centrada en un núcleo y b) simétrica entre núcleos. Los datos de la guía y de las dimensiones se muestran en la Tabla 2.4 y en la Tabla 2.5 respectivamente. La excitación se realiza mediante una guía monomodo con las mismas características que los núcleos de la guía doble.

2.3. Modelización de amplificadores integrados basados en guías multinúcleo

Cuando una potencia óptica se propaga a lo largo de un medio dopado con iones activos, se pueden producir procesos de absorción y de emisión estimulada de fotones entre los distintos niveles de energía de los iones, provocando su excitación o desexcitación, de tal forma que la potencia óptica varíe a lo largo de la dirección de propagación. Su modelización requiere describir dos grupos de magnitudes interrelacionadas: la población de los niveles de energía en función de las intensidades ópticas presentes en cada punto de la guía, y la evolución de las potencias ópticas a lo largo de la guía, dependiente de las poblaciones. Cada grupo precisa de un sistema de ecuaciones que, por la interrelación de ambos, quedan acoplados entre sí. A las ecuaciones que describen la evolución temporal de la densidad de población de los niveles de energía de los iones activos se les conoce en la literatura como *rate equations*.

En el apartado 2.3.1 se presenta el modelo utilizado en esta tesis, que se emplea habitualmente para modelizar guías integradas altamente codopadas con erbio e iterbio bombeadas a 980 nm [15] y amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*) [16] para altas concentraciones de dopante. A continuación, en el apartado 2.3.2, se presenta su implementación numérica.

2.3.1. Modelo para guías altamente codopadas con Yb^{3+} y Er^{3+}

Cuando la concentración de iones Er^{3+} es baja y para bombeos moderados, el sistema se puede describir con un esquema de tres niveles debido a que las transiciones hacia niveles superiores de energía son poco probables. No obstante, cuando la concentración de erbio es superior a unos 3×10^{25} iones $\cdot\text{m}^{-3}$, como puede ser habitual en guías integradas o en fibras altamente dopadas, en los niveles superiores pueden darse densidades de población apreciables [17], por lo que es necesario tener en cuenta los mecanismos de transferencia cooperativa de energía expuestos en la sección 1.3.3. El esquema de los niveles de energía de un medio altamente codopado con Yb^{3+} y Er^{3+} bombeado a 980 nm se muestra en la Figura 2.5.

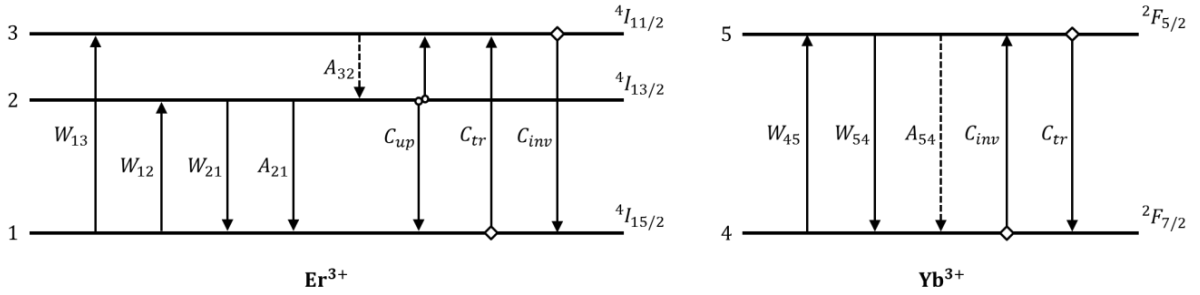


Figura 2.5 Esquema de los niveles de energía relevantes del modelo de guías altamente codopadas con Yb^{3+} y Er^{3+} , junto con sus probabilidades de transición, cuando se bombea con 980 nm. Las líneas discontinuas representan los procesos no radiativos.

En el sistema del erbio, los iones pasan del nivel $^4I_{15/2}$ al nivel $^4I_{11/2}$ con una probabilidad W_{13} mediante la absorción de la potencia de bombeo. En ausencia del codopado con iterbio, prácticamente todos los iones Er^{3+} en este nivel se desexcitan al nivel $^4I_{13/2}$ de forma no radiativa, puesto que es la transición más probable y tiene un tiempo característico del orden de los microsegundos, por lo que se desprecian las transiciones W_{31} y A_{31} al nivel $^4I_{15/2}$. Una vez en el nivel $^4I_{13/2}$, los iones Er^{3+} se pueden desexcitar al nivel $^4I_{15/2}$ de forma estimulada o espontánea, con probabilidades W_{21} y A_{21} respectivamente. El tiempo característico de la transición A_{21} es del orden de los milisegundos, por lo que se considera un nivel metaestable. Este sistema permite generar inversión de población entre los niveles $^4I_{15/2}$ y $^4I_{13/2}$ y utilizar la transición de emisión estimulada entre ambos para generar o amplificar luz en tercera ventana de comunicaciones.

Como se ha explicado en el apartado 1.3.3, los procesos de transferencia cooperativa de energía dependen de la separación media entre iones, por lo que, cuanto más cercanos estén entre sí, mayor será la probabilidad de que ocurran dichos procesos. Esto hace que sea necesario incorporarlos al modelo cuando el medio se encuentra altamente dopado. Cuando la densidad de población del nivel $^4I_{13/2}$ es alta, es necesario tener en cuenta el proceso de upconversion del ion Er^{3+} . En este proceso, un ion Er^{3+} del nivel $^4I_{13/2}$ transfiere su energía a otro ion Er^{3+} del mismo nivel, de tal forma que el primero se relaja al nivel $^4I_{15/2}$ y el segundo promociona al $^4I_{9/2}$. Este nivel no se ha incluido en el modelo debido a que un ion en él se desexcita rápidamente al nivel $^4I_{11/2}$ de forma no radiativa, de tal manera que, de cara al

modelo, resulta suficiente suponer el proceso de upconversion del ion excitado como si se produjese entre los niveles $^4I_{13/2}$ y $^4I_{11/2}$. En este modelo se asume que el coeficiente de upconversion no depende de la densidad de población del nivel en el que se origina, ni de la concentración de dopado, siendo homogéneo en toda el área transversal. En la bibliografía, a este modelo para tratar el upconversion se le denomina como modelo de upconversion homogéneo [18].

En el sistema del iterbio, los iones Yb^{3+} son excitados del nivel $^2F_{7/2}$ al nivel $^2F_{5/2}$ con una probabilidad W_{45} mediante la absorción de la potencia de bombeo. En este nivel se pueden desexcitar estimuladamente con una probabilidad W_{54} , espontáneamente con una probabilidad A_{54} o mediante un proceso de transferencia de energía a un ion Er^{3+} . El coeficiente C_{tr} representa la probabilidad de que se produzca la transferencia de energía entre un ion Yb^{3+} excitado en el nivel $^2F_{5/2}$ y un ion Er^{3+} en el nivel $^4I_{15/2}$, de tal forma que el ion Er^{3+} se excite al nivel $^4I_{11/2}$ y el ion Yb^{3+} se desexcite al nivel $^2F_{7/2}$. Por otro lado, el coeficiente de transferencia inversa de energía, C_{inv} , representa el proceso mediante el cual un ion Er^{3+} se desexcita desde el nivel $^4I_{11/2}$ al $^4I_{15/2}$, transfiriendo su energía a un ion Yb^{3+} , que se excita al nivel $^2F_{5/2}$ desde el nivel $^2F_{7/2}$.

En base al esquema de niveles de energía de la Figura 2.5 y a las transiciones entre estos, la evolución temporal de las densidades de población de los niveles de energía viene dada por el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales

$$\frac{dn_1}{dt} = (W_{21} + A_{21})n_2 - (W_{13} + W_{12})n_1 + C_{\text{up}}n_2^2 - C_{\text{tr}}n_1n_5 + C_{\text{inv}}n_3n_4, \quad (2.51)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_{32}n_3 - (W_{21} + A_{21})n_2 + W_{12}n_1 - 2C_{\text{up}}n_2^2, \quad (2.52)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = W_{13}n_1 - A_{32}n_3 + C_{\text{up}}n_2^2 + C_{\text{tr}}n_1n_5 - C_{\text{inv}}n_3n_4, \quad (2.53)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = (W_{54} + A_{54})n_5 - W_{45}n_4 + C_{\text{tr}}n_1n_5 - C_{\text{inv}}n_3n_4, \quad (2.54)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = W_{45}n_4 - (W_{54} + A_{54})n_5 - C_{\text{tr}}n_1n_5 + C_{\text{inv}}n_3n_4, \quad (2.55)$$

al cual hay que añadir dos ecuaciones de cierre que expresan que la suma de las densidades de población de los diferentes niveles de un ion ha de coincidir con su concentración ($c_{\text{Er}^{3+}}$ y $c_{\text{Yb}^{3+}}$).

$$n_1 + n_2 + n_3 = c_{\text{Er}^{3+}}, \quad (2.56)$$

$$n_4 + n_5 = c_{\text{Yb}^{3+}}. \quad (2.57)$$

El sistema presenta más ecuaciones que incógnitas, siendo algunas redundantes y deducibles a través de otras del conjunto. No obstante, por claridad, se ha preferido escribir todas las ecuaciones. Como solo se analizan situaciones estacionarias, en todos los cálculos se impone que las derivadas de las ecuaciones (2.51) a (2.55) se anulen, y se omite el parámetro temporal en los cálculos sucesivos.

Las probabilidades de transición A_{ij} son inversamente proporcionales al tiempo característico de dicha transición τ_{ij} . Las probabilidades de emisión estimulada y de absorción se calculan mediante la ecuación

$$W_{ij}^Y(x, y, z) = \int \frac{\sum_{m=1}^M P_m(z, \nu) \psi_m(x, y, \nu)}{h\nu} \sigma_{ij}^Y(\nu) d\nu. \quad (2.58)$$

en donde el superíndice Y hace referencia a si se trata de una probabilidad de absorción ($Y = a$) o de emisión ($Y = e$), los subíndices ij indican los niveles entre los que se da dicha transición y el sumatorio es sobre los modos de propagación [19], m , en donde M indica el número máximo de modos. En esta ecuación, $\sigma_{ij}^Y(\nu)$ es la sección eficaz de absorción o de emisión entre los niveles ij , $P_m(z, \nu)$ es la potencia óptica del modo m , de frecuencia ν , en la posición z y $\psi_m(x, y, \nu)$ su distribución transversal de intensidad, normalizada de tal manera que se cumple

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \psi(x, y, \nu) dx dy = 1. \quad (2.59)$$

Las probabilidades de transición por absorción o emisión estimulada vienen dadas por las ecuaciones

$$W_{13}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \frac{P_m(z, \nu_b) \psi_m(x, y, \nu_b)}{h\nu_b} \sigma_{13}(\nu_b), \quad (2.60)$$

$$W_{12}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \left[\frac{P_m(z, \nu_s) \psi_m(x, y, \nu_s)}{h\nu_s} \sigma_{12}(\nu_s) + \int \frac{P_m(z, \nu) \psi_m(x, y, \nu)}{h\nu} \sigma_{12}(\nu) d\nu \right], \quad (2.61)$$

$$W_{21}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \left[\frac{P_m(z, \nu_s) \psi_m(x, y, \nu)}{h\nu_s} \sigma_{21}(\nu_s) + \int \frac{P_m(z, \nu) \psi_m(x, y, \nu)}{h\nu} \sigma_{21}(\nu) d\nu \right], \quad (2.62)$$

$$W_{45}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \frac{P_m(z, \nu_b) \psi_m(x, y, \nu_b)}{h\nu_b} \sigma_{45}(\nu_b), \quad (2.63)$$

$$W_{54}(x, y, z) = \sum_{m=1}^M \frac{P_m(z, \nu_b) \psi_m(x, y, \nu_b)}{h\nu_b} \sigma_{54}(\nu_b), \quad (2.64)$$

considerando que las potencias ópticas de bombeo y de señal son monocromáticas, con frecuencias ν_b y ν_s , respectivamente, que la fluorescencia es necesariamente policromática y presenta una determinada distribución dependiente de la frecuencia ν , y en donde las integrales se extienden al rango en el que se consideran estas frecuencias.

El sistema de ecuaciones de la evolución temporal de la densidad de población de los niveles de energía de los iones activos está acoplado al sistema de ecuaciones de la propagación de las potencias ópticas. Estas evolucionan a lo largo de la guía en función de las densidades de población debido a los procesos de emisión y absorción de fotones. La potencia de bombeo se puede acoplar a la guía de forma que se propague en el mismo sentido que la potencia de señal, en el sentido opuesto o en ambos sentidos simultáneamente. Para denotar una potencia óptica que se propaga en el mismo sentido que la de la señal (copropagante) se utiliza el superíndice (+), mientras que el superíndice (−) indica que la dirección de propagación es opuesta a la de la potencia de señal (contrapropagante). Las ecuaciones de la propagación de las potencias ópticas de cada modo de bombeo y de señal respectivamente son [16],

$$\frac{dP_m^\pm(z, \nu_b)}{dz} = \mp [N_{1,m}(z, \nu_b)\sigma_{13}(\nu_b) + N_{4,m}(z, \nu_b)\sigma_{45}(\nu_b) - N_{5,m}(z, \nu_b)\sigma_{54}(\nu_b) + 2\alpha_b]P_b^\pm(z, \nu_b) \quad (2.65)$$

$$\frac{dP_m(z, \nu_s)}{dz} = [N_{2,m}(z, \nu_s)\sigma_{21}(\nu_s) - N_{1,m}(z, \nu_s)\sigma_{12}(\nu_s) - 2\alpha_s]P_s(z, \nu_s), \quad (2.66)$$

siendo α_b y α_s los coeficientes que engloban las pérdidas por dispersión del bombeo y de la señal, respectivamente, y en donde $N_{i,m}$ es la integral de solapamiento entre la densidad de población del nivel i de energía y la distribución transversal normalizada de la potencia modal m ,

$$N_{i,m}(z, \nu) = \iint_A \varphi_m(x, y, \nu) n_i(x, y, z) dx dy, \quad (2.67)$$

y en donde A es el área transversal dopada.

La fluorescencia se origina debido a la emisión espontánea desde el nivel $^4I_{13/2}$ al $^4I_{15/2}$. Como se ha visto en el apartado 1.3.2, las diferencias de energía entre niveles se pueden ver ligeramente modificadas debido al entorno de los iones, por lo que se no se considera monocromática. La ecuación de la propagación de la potencia óptica de la fluorescencia viene dada por [20]:

$$\begin{aligned} \frac{dP_m^\pm(z, \nu)}{dz} = & \pm 2h\nu \Delta\nu N_{2,m}(z, \nu) \sigma_{21}(\nu) \pm \\ & \pm [N_{2,m}(z, \nu)\sigma_{21}(\nu) - N_{1,m}(z, \nu)\sigma_{12}(\nu) - 2\alpha]P_m^\pm(z, \nu), \end{aligned} \quad (2.68)$$

en donde el primer término describe a la emisión espontánea y $\Delta\nu$ es la resolución espectral con la que se expresa la fluorescencia.

2.3.2. Condiciones de contorno e implementación numérica

En este apartado se muestra cómo resolver los sistemas de ecuaciones acoplados de la propagación de las potencias ópticas y de la evolución temporal de la densidad de población de los niveles de energía de los iones activos, presentados en el apartado anterior, para obtener las potencias ópticas a la salida de la guía de ondas conocidas las potencias ópticas de entrada. Estas potencias de entrada constituyen las condiciones de contorno del sistema de ecuaciones diferenciales, denominadas como $P_{y,m,en}^\pm$, en donde $y = b, s, f$, indica si se trata de la potencia óptica del bombeo, de la señal o de la fluorescencia,

respectivamente, m el modo de propagación, y el superíndice \pm indica el sentido de propagación con respecto a la señal. En la Figura 2.6 se muestra un esquema para situar las magnitudes correspondientes a las condiciones iniciales de las potencias ópticas de la señal y del bombeo.

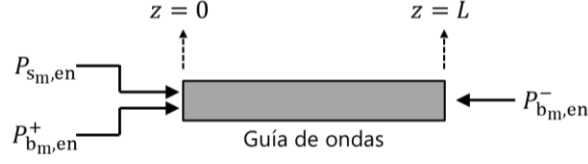


Figura 2.6 Esquema de las condiciones de contorno del sistema de ecuaciones diferenciales de la propagación de las potencias ópticas en un amplificador de guías de onda.

La potencia de bombeo se puede introducir en la guía de ondas por uno de los dos extremos o por los dos extremos a la vez. Es lo que se conoce como configuración de bombeo unidireccional o bidireccional, respectivamente. Dependiendo de la configuración del bombeo, algunas de sus potencias de entrada pueden ser nulas. En el caso de la fluorescencia, la potencia de entrada será nula tal y como se indica en las siguientes condiciones de contorno,

$$P_m(z = 0, \nu_s) = P_{sm,en}, \quad (2.69)$$

$$P_m^+(z = 0, \nu_b) = P_{bm,en}^+, \quad (2.70)$$

$$P_m^-(z = L, \nu_b) = P_{bm,en}^-, \quad (2.71)$$

$$P_m^+(z = 0, \nu) = 0, \quad (2.72)$$

$$P_m^-(z = L, \nu) = 0, \quad (2.73)$$

en donde L es la longitud de la guía de ondas.

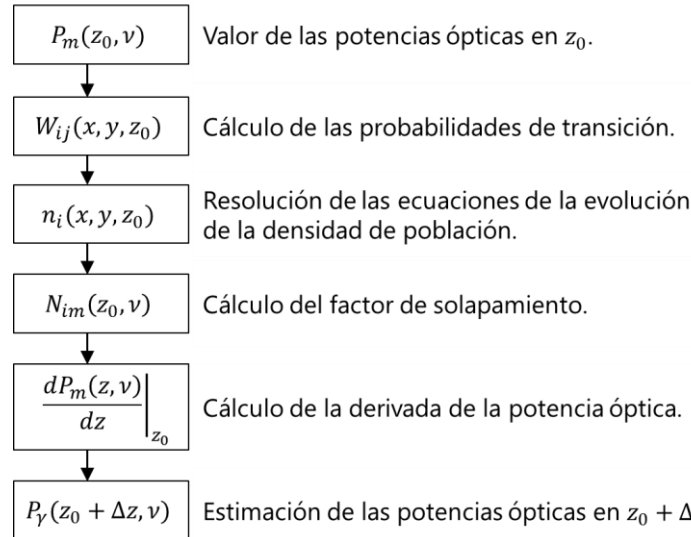


Figura 2.7 Diagrama del orden de los cálculos del algoritmo que resuelve el sistema de ecuaciones de la propagación de las potencias ópticas acopladas a la evolución temporal de las densidades de población de los niveles de energía de los iones activos.

Suponiendo una guía de ondas discretizada longitudinalmente en pasos de longitud Δz , es posible obtener los valores de las potencias ópticas en $z + \Delta z$ en base al valor de las potencias y de sus derivadas en z . En la Figura 2.7 se muestra un diagrama del orden seguido en los cálculos para obtener las potencias ópticas en $z_0 + \Delta z$, conocidas estas en z_0 . A partir de los valores de las potencias de entrada, ecuaciones (2.69) a (2.73), suponiendo nulas el resto de potencias ópticas de las cuales no se conoce su valor en $z = 0$ y siguiendo los pasos del diagrama de la Figura 2.7, es posible calcular las potencias ópticas en el siguiente paso longitudinal. En primer lugar es necesario calcular las densidades de población de los niveles de energía de los iones activos, $n_i(x, y, 0)$. Para ello se calculan las probabilidades de transición, $W_{ij}(x, y, 0)$, según las ecuaciones (2.60) a (2.64) y se resuelve el sistema de ecuaciones de (2.51) a (2.57). Una vez se ha resuelto el sistema de ecuaciones de la evolución de las densidades de población de los niveles de energía de los iones activos, se calculan los factores de solapamiento de dichos niveles, $N_{im}(0, v)$, con la distribución transversal de intensidad de las potencias ópticas mediante la expresión (2.67). Estos coeficientes permiten calcular las derivadas de las potencias ópticas mediante las ecuaciones de la propagación de dichas potencias. El valor de la potencia en Δz se calcula en base a la potencia de entrada, $P_m(0, v)$, y de la derivada obtenida $dP_m/dz|_0$. Una vez obtenido el valor de la potencia óptica en Δz se repite el mismo proceso para calcular la potencia en el punto siguiente y, de la misma manera, terminar calculando el valor de las potencias ópticas en $z = L$. Como en el primer paso se han supuesto nulas una serie de potencias desconocidas, se trata de un resultado provisional. Más adelante se explicará el proceso iterativo que tiene esto en cuenta.

Cuando el medio se encuentra dopado únicamente con iones Er^{3+} y en baja concentración, se cuenta con una solución analítica del sistema de ecuaciones de la evolución temporal de las densidades de población de los niveles de energía del ion activo [21]. En el caso del medio altamente codopado con Yb^{3+} y Er^{3+} , y ante la complejidad de la solución analítica, el sistema de ecuaciones se resuelve numéricamente utilizando el método de Newton-Raphson [22]. En primer lugar se calculan analíticamente las densidades de población para cada ion activo por separado, suponiendo nulos los coeficientes de transferencia cooperativa de energía, $C_{\text{up}} = C_{\text{tr}} = C_{\text{inv}} = 0$ [20]. A partir de esta aproximación de la solución, se utiliza el algoritmo de Newton-Raphson para calcular las nuevas densidades de población.

Para la resolución del sistema de ecuaciones de la propagación de las potencias ópticas se utiliza el método de Hamming-Runge Kutta [23]. Este método consta de dos partes. Los cuatro primeros valores de las potencias ópticas en la guía de ondas discretizada se calculan mediante el método de Runge Kutta de cuarto orden, en base a los valores de sus potencias y derivadas en el punto anterior. Una vez se han calculado las potencias ópticas y sus derivadas para los cuatro primeros puntos de la guía de ondas, se utilizan para calcular el quinto punto y sucesivos mediante el método de Hamming.

En la Figura 2.8 se muestra un diagrama con los valores de las potencias ópticas a la salida de la guía, en base a unas condiciones de contorno y suposiciones iniciales de las potencias ópticas a la entrada, y según los cálculos recién explicados a los que hace referencia el diagrama de la Figura 2.7. El cálculo de las potencias ópticas en Δz en base a las potencias ópticas de entrada se correspondería, en la Figura 2.8, con el paso entre las potencias en z_0 y en z_1 .

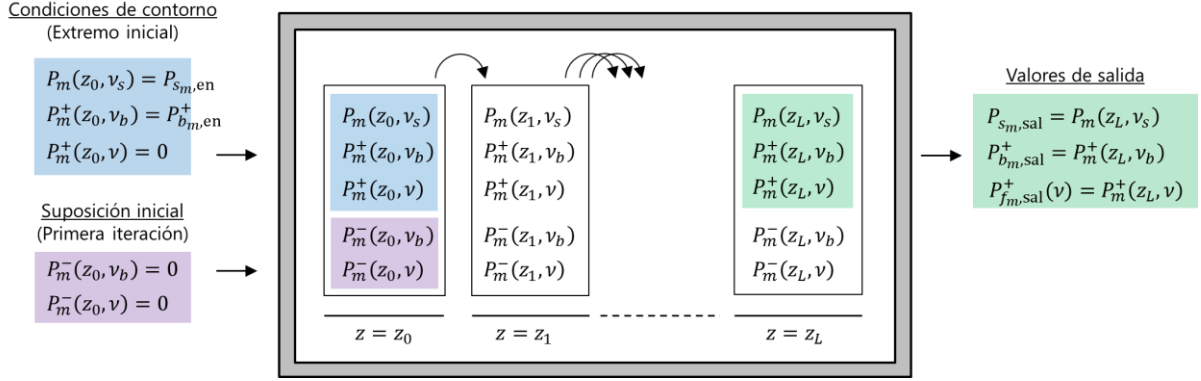


Figura 2.8 Diagrama de las condiciones de contorno, las suposiciones y los valores de salida para los cálculos de la propagación de las potencias ópticas, correspondiente a la primera iteración y en el sentido copropagante. El salto indicado por las flechas hace referencia a los cálculos de la Figura 2.7.

En concreto, la Figura 2.8 muestra la primera iteración de los cálculos, en la que se suponen unas condiciones de contorno iniciales y se obtiene una estimación de las potencias ópticas a la salida. Inicialmente se conocen las potencias de entrada de la señal, $P_m(0, \nu_s)$, y del bombeo copropagante, $P_m^+(0, \nu_b)$, así como la potencia de fluorescencia copropagante, $P_m^+(0, \nu)$, tal y como se observa en las ecuaciones (2.69) a (2.73). Estas son las condiciones de contorno en el extremo inicial de la guía, tal y como se observan en azul en la Figura 2.8. No obstante, para iniciar el cálculo son necesarios también valores de las magnitudes contrapropagantes en $z = 0$: $P_m^-(0, \nu_b)$ y $P_m^-(0, \nu)$. Estas magnitudes son desconocidas (con la excepción de la del bombeo, que será nula en caso de que no haya bombeo contrapropagante). En esta primera iteración, tanto las potencias de bombeo como de fluorescencia contrapropagantes se suponen nulas para llevar a cabo los cálculos de la Figura 2.7 en el origen de la guía, es decir, $P_m^-(0, \nu_b) = 0$ y $P_m^-(0, \nu) = 0$, para todas las frecuencias ν . Esta suposición inicial se representa con el color morado en la Figura 2.8. Como consecuencia de esta suposición en z_0 , los valores de las potencias ópticas calculadas en z_1 pueden considerarse como una primera estimación. Estos cálculos se realizan a lo largo de toda la guía hasta el extremo opuesto, obteniendo unos valores estimados para las potencias ópticas de salida de la señal, $P_{s_m, \text{sal}}$, el bombeo copropagante, $P_{b_m, \text{sal}}^+$, y la fluorescencia copropagante, $P_{f_m, \text{sal}}^+(\nu)$, que se muestran en color verde.

Los valores estimados de las potencias ópticas de salida se utilizan como condiciones de contorno de la guía de ondas en el extremo final. El diagrama del cálculo de potencias ópticas desde el extremo final en dirección contrapropagante se muestra en la Figura 2.9, en donde las potencias ópticas estimadas a la salida de la guía, que se muestran en verde en la Figura 2.8, se utilizan ahora como nuevas condiciones iniciales y se señalan con el color verde y morado. Junto con estas potencias ópticas, es necesario especificar las potencias contrapropagantes de bombeo y de fluorescencia, siendo esta última nula en el extremo final de la guía, $P_f^-(L, \nu) = 0$. Estas son las condiciones de contorno que se muestran en la Figura 2.9.

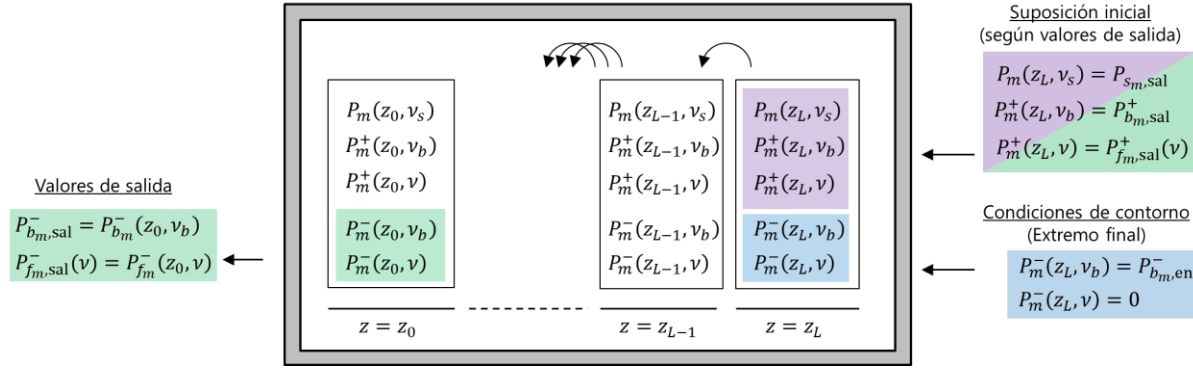


Figura 2.9 Diagrama de las condiciones de contorno, las suposiciones y los valores de salida para los cálculos de la propagación de las potencias ópticas, correspondiente a la primera iteración, en el sentido contrapropagante y como continuación del diagrama de la Figura 2.8. El salto indicado por las flechas hace referencia a los cálculos de la Figura 2.7.

Una vez realizados los cálculos según el diagrama de la Figura 2.9 se obtiene una primera estimación de las potencias ópticas de salida de la fluorescencia y el bombeo contrapropagante. En las siguientes iteraciones, en vez de suponer nulas las potencias contrapropagantes de bombeo y fluorescencia en z_0 , se seleccionan los valores estimados al final de la anterior iteración, obteniendo así unos nuevos valores de salida de las potencias ópticas en los extremos de la guía. De esta forma el problema se resuelve mediante un proceso iterativo. Con cada iteración se obtienen nuevos valores para las potencias ópticas de salida. El proceso de cálculo es convergente y se interrumpe cuando las diferencias entre los resultados de dos iteraciones sucesivas son inferiores a un cierto valor límite establecido.

El algoritmo expuesto se ha implementado en un código en lenguaje C, siendo necesarios una serie de parámetros de entrada. Por una parte, es necesario conocer algunas características del material como la distribución transversal de dopante, los parámetros característicos de las transiciones entre los niveles de energía de los iones activos (secciones eficaces de absorción y emisión, tiempos de relajación, coeficientes de los mecanismos de transferencia cooperativa de energía), los coeficientes de pérdidas y la longitud de la guía. Por otra parte, también es necesario indicar las propiedades de la excitación, como las potencias ópticas de entrada, así como las distribuciones transversales de campo eléctrico de los modos de la señal, el bombeo y la fluorescencia (calculadas mediante un software comercial tal y como se indica en el apartado 2.2.3). Además, es necesario seleccionar el rango de longitudes de onda en el que se tiene en cuenta la propagación de la fluorescencia así como el número de pasos en los que se discretiza la guía en el eje de propagación y el número máximo de iteraciones del cálculo, que dependerán de la longitud de la guía y de la concentración de los dopantes. En cuanto al número de iteraciones, se establece un máximo de 50 y se detiene el programa cuando el cambio relativo en las potencias de salida en dos iteraciones sucesivas es menor de 10^{-4} en todas ellas. En cuanto a la discretización longitudinal de la guía, esta depende de la concentración de iones activos. Para concentraciones del orden de 10^{24} iones/ m^3 , las divisiones suelen ser del orden de los centímetros, mientras que para concentraciones del orden de 10^{26} iones/ m^3 , las divisiones han de ser inferiores al milímetro. Como salida del programa se obtiene la evolución de todas las potencias ópticas de bombeo, señal y fluorescencia a lo largo del eje de propagación de la guía de ondas.

2.4. Referencias

- [1] C. Xia, N. Bai, I. Ozdur, X. Zhou, and G. Li, “Supermodes for optical transmission,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, pp. 16653–16664, 2011.
- [2] A. W. Snyder and J. Love, *Optical waveguide theory*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [3] W. Ren, Z. Tan, and G. Ren, “Analytical formulation of supermodes in multicore fibers with hexagonally distributed cores,” *IEEE Photonics J.*, vol. 7, no. 1, pp. 1–11, 2015.
- [4] A. Ghatak and K. Thyagarajan, *An introduction to fiber optics*. Cambridge: Cambridge university press, 1998.
- [5] C. Guan, L. Yuan, Q. Dai, and F. Tian, “Supermodes analysis for linear-core-array microstructured fiber,” *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1741–1745, 2009.
- [6] J. Zhou, “Analytical formulation of super-modes inside multi-core fibers with circularly distributed cores,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 1, pp. 673–688, 2014.
- [7] A. Mafi and J. V. Moloney, “Shaping modes in multicore photonic crystal fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 348–350, Feb. 2005.
- [8] X. Fang, M. Hu, Y. Li, L. Chai, and Q. Wang, “Numerical analysis of mode locking in multi-core photonic crystal fiber,” *Chinese Sci. Bull.*, vol. 55, no. 18, pp. 1864–1869, 2010.
- [9] S. O. Arik and J. M. Kahn, “Coupled-Core Multi-Core Fibers for Spatial Multiplexing,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, no. 21, pp. 2054–2057, Nov. 2013.
- [10] O. S. G. Synopsys, Inc., “RSoft CAD v2018.12.”
- [11] O. S. G. Synopsys, Inc., *RSoft FemSIM User Guide*, V2018.12. Ossining, NY 10562, USA, 2018.
- [12] RSoft Design Group, *BeamPROP User Guide*. 2017.
- [13] A. W. Snyder, “Coupled-mode theory for optical fibers,” *JOSA*, vol. 62, no. 11, pp. 1267–1277, 1972.
- [14] Y. Chung and N. Dagli, “An assessment of finite difference beam propagation method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 8, pp. 1335–1339, 1990.
- [15] J. A. Valles, “Method for Accurate Gain Calculation of a Highly Yb³⁺/Er³⁺-Codoped Waveguide Amplifier in Migration-Assisted Upconversion Regime,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 8, pp. 1151–1158, Aug. 2011.
- [16] C. R. Giles and E. Desurvire, “Modeling erbium-doped fiber amplifiers,” *J. Light. Technol.*, vol. 9, no. 2, pp. 271–283, 1991.
- [17] J. A. Lázaro, “Modelización y caracterización de guías dopadas con erbio producidas sobre sustrato plano,” Tesis doctoral, Universidad de Zaragoza, 1999.
- [18] J. L. Philipsen and A. Bjarklev, “Monte Carlo simulations of homogeneous upconversion in erbium-doped silica glasses,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 5, pp. 845–854, 1997.
- [19] F. Prudenizano, L. Mescia, A. Di Tommaso, M. Surico, and M. De Sario, “Design and refinement of rare earth doped multicore fiber lasers,” *Opt. Mater.*, vol. 35, no. 11, pp. 1941–1946, Sep. 2013.
- [20] V. Berdejo Arceiz, “Estudio y desarrollo de amplificadores y láseres basados en fibra de cristal fotónico y guías integradas escritas con láser con aplicación como sensores,” Tesis doctoral, Universidad de Zaragoza, 2013.
- [21] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1994.
- [22] T. J. Ypma, “Historical development of the Newton–Raphson method,” *SIAM Rev.*, vol. 37, no. 4, pp. 531–551, 1995.
- [23] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, “Numerical recipes in C++,” *art Sci. Comput.*, vol. 2, p. 1002, 1992.

Capítulo III

Caracterización de guías de dos núcleos inscritas en vidrios de fosfato codopados con $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

3.1	Introducción.....	49
3.2	Características de la muestra y montaje experimental.....	49
3.2.1	Características del vidrio y de las guías integradas.	49
3.2.2	Montajes experimentales	52
3.2.3	Calibración instrumental	56
3.3	Caracterización de guías de un solo núcleo	58
3.3.1	Caracterización modal	59
3.3.1.1	Validez de la aproximación de perfil modal gaussiano	59
3.3.1.2	Medidas del tamaño modal de las distribuciones de intensidad	61
3.3.1.3	Ajuste de la variación del índice de refracción en función del diámetro modal.	64
3.3.2	Atenuación.....	66
3.3.2.1	Tipos de pérdidas.....	66
3.3.2.1.1	Pérdidas por reflexión.....	67
3.3.2.1.2	Pérdidas por acoplamiento.....	67
3.3.2.1.3	Pérdidas por dispersión	68
3.3.2.1.4	Pérdidas por absorción	69
3.3.2.1.5	Transmisión total.....	69
3.3.2.2	Atenuación por absorción en tercera ventana.....	70
3.3.2.3	Atenuación por absorción de la potencia de bombeo	73

3.3.3	Ajuste paramétrico de la ganancia relativa	76
3.3.4	Validación de los parámetros obtenidos.....	78
3.4	Guías de dos núcleos acoplados	79
3.4.1	Estudio de la propagación	80
3.4.1.1	Excitación de supermodos.....	80
3.4.1.2	Acoplamiento y transferencia de potencia.....	82
3.4.1.3	Periodo espacial de la potencia de bombeo	85
3.4.1.4	Acoplamiento no deseado entre supermodos.....	87
3.4.2	Excitación simétrica.....	87
3.4.3	Excitación centrada en un núcleo.....	90
3.4.3.1	Comportamiento esperado según la teoría de la propagación de los supermodos	91
3.4.3.2	Comportamiento observado mediante medidas de ganancia relativa	93
3.4.3.3	Dependencia del parámetro q con la potencia de bombeo de entrada.....	93
3.4.3.3.1	Determinación de q mediante registro con cámara CCD.....	94
3.4.3.3.2	Determinación de q mediante muestreo con fibra óptica.....	96
3.4.3.3.3	Dependencia del parámetro q con el tipo de excitación y la longitud de onda.....	100
3.4.3.4	Análisis mediante la teoría de modos acoplados	102
3.4.3.4.1	Diferencia en los coeficientes de ganancia	103
3.4.3.4.2	Diferencia en los coeficientes de ganancia y de fase.....	106
3.4.3.4.3	Resultados y ajustes finales	109
3.4.3.5	Consideraciones sobre las diferencias entre núcleos.....	111
3.4.3.5.1	Excitación centrada en un núcleo	111
3.4.3.5.2	Excitación simétrica	112
3.4.3.6	Conclusiones	114
3.5	Referencias.....	115

3.1 Introducción.

En este capítulo se presenta la caracterización de guías de dos núcleos acoplados escritas mediante pulsos láser ultrarrápidos en un vidrio de fosfato codopado con iones de Er^{3+} e Yb^{3+} . Con el objetivo de poner a prueba el modelo teórico del capítulo anterior y los métodos de caracterización empleados, se comparan las simulaciones basadas en este con los resultados experimentales. Para poder realizar esta comparación es necesario determinar previamente un conjunto de parámetros característicos. Una vez obtenidos los parámetros necesarios, se simula el comportamiento de las señales ópticas propagándose a lo largo de las guías de dos núcleos y se comparan dichos resultados con las medidas efectuadas en el laboratorio.

En el apartado 3.2 se describen las guías integradas de la muestra estudiada y se detallan los montajes experimentales utilizados para su caracterización. En el apartado 3.3 se presenta la caracterización de una guía individual, que incluye las medidas de su distribución modal, su atenuación y su ganancia, junto con los valores determinados en el proceso de ajuste de parámetros a partir de las medidas de propagación de las potencias ópticas en guías individuales. En el apartado 3.4 se exponen los resultados obtenidos para el caso de las guías de dos núcleos acoplados, diferenciando en el análisis los casos en los que la excitación de la guía es simétrica o si la luz se inyecta solo en uno de los dos núcleos.

3.2 Características de la muestra y montaje experimental

3.2.1 Características del vidrio y de las guías integradas.

Las guías de ondas están escritas en un vidrio fosfatado cuya composición favorece la escritura de guías integradas y su uso como medio activo. En la Tabla 3.1 se recoge la composición del vidrio. Como se puede observar, el óxido de fósforo (P_2O_5) es el componente más abundante, encontrándose además óxido de lantano (La_2O_3) y de potasio (K_2O), responsables de la obtención de la elevada variación de índice, así como de erbio (Er_2O_3) e iterbio (Yb_2O_3), responsables del carácter activo.

Tabla 3.1 Composición del vidrio en el que se encuentran escritas las guías de ondas.

Compuesto	Porcentaje en masa
P_2O_5	58.72
La_2O_3	18.4
Al_2O_3	5.82
Yb_2O_3	5.42
K_2O	4.89
SiO_2	4.24
Er_2O_3	2.53

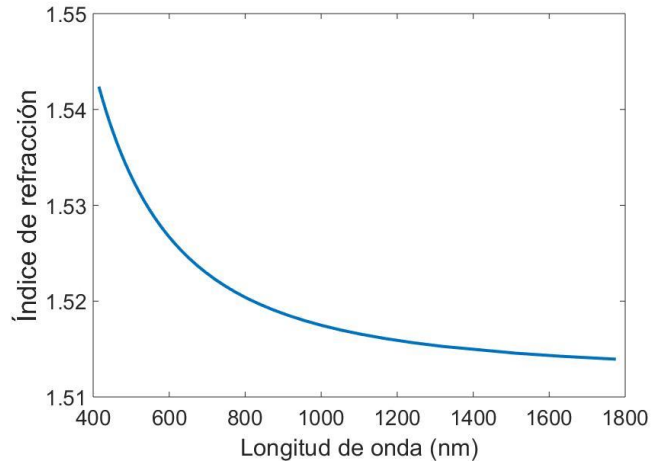


Figura 3.1 Índice de refracción del vidrio en función de la longitud de onda. Medido en el Instituto de Óptica del CSIC en Madrid.

En la Figura 3.1 se muestra la dispersión cromática del vidrio antes de ser irradiado con el láser de femtosegundos. La variación del índice de refracción inducida mediante la escritura con pulsos láser de femtosegundos se ha atribuido a diferentes mecanismos, como se ha visto en el capítulo 1. En los vidrios de fosfato, el principal mecanismo responsable de la variación del índice de refracción es el de la migración de iones [1]. En este vidrio, los cambios se deben a la migración cruzada de los iones de La^{3+} y K^+ . Los iones de lantano migran a la zona irradiada a la par que se produce la difusión del potasio hacia el exterior de ella. En la región en la que aumenta la presencia de lantano aumenta también el índice de refracción, mientras que este disminuye en la zona en la que aumenta la concentración de potasio. Esto permite conseguir variaciones elevadas del índice de refracción en las estructuras escritas ($\Delta n > 10^{-2}$). La Figura 3.2 (a) muestra la sección transversal de una guía escrita mediante pulsos láser de femtosegundos en este tipo de vidrios, en la que cuanto más claro es el tono mayor es el índice de refracción. La Figura 3.2 (b) muestra la distribución de La^{3+} y K^+ en la zona irradiada. En la Figura 3.2 (c) se muestra una sección transversal, en el eje que marca la línea amarilla de la Figura 3.2 (a), de la concentración de potasio, lantano y fosfato.

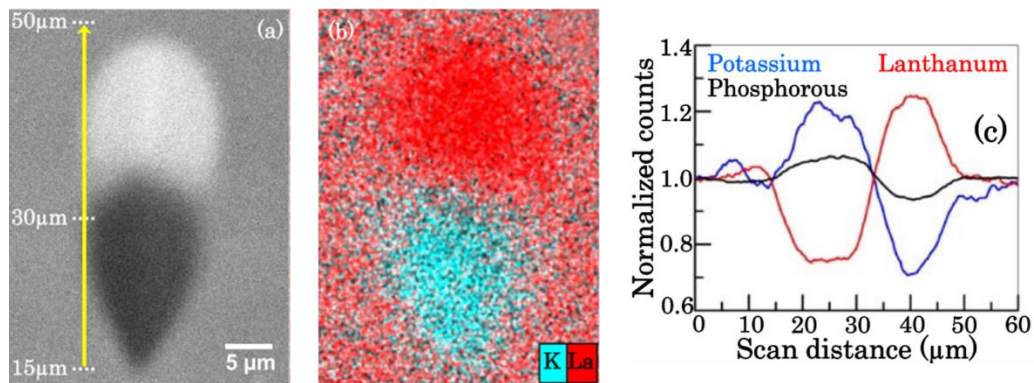


Figura 3.2 Figuras obtenidas de [1] : (a) Imagen de la guía fabricada en un vidrio rico en lantano. (b) Distribución transversal de los iones La^{3+} (rojo) y K^+ (cian) en la zona irradiada obtenido mediante la técnica de fluorescencia de rayos X por energía dispersiva. (c) Escáner de la migración combinada de los iones según la distancia de escaneo correspondiente a la flecha amarilla de (a).

De forma similar a la migración del lantano se produce la migración de otros lantánidos presentes en la muestra como la de los iones de Er^{3+} e Yb^{3+} [2]. La variación de concentración de los iones Er^{3+} e Yb^{3+} en la zona irradiada puede relacionarse a su vez con la variación del índice de refracción obtenida. En la muestra bajo estudio se cumple una relación, obtenida empíricamente en el Instituto de Óptica del CSIC en Madrid, entre la variación del índice de refracción y la variación en la concentración de los iones de erbio e iterbio, que viene dada por la expresión

$$(c_X)_{\text{guía}} = (c_X)_{\text{vidrio}} \cdot (1 + 37.5 \cdot \Delta n), \quad (3.1)$$

en donde la X hace referencia al ion Er^{3+} o al ion Yb^{3+} y Δn es la variación del índice de refracción. Teniendo en cuenta la densidad y la masa molar de cada compuesto, la concentración de iones dopantes es de $2.38 \cdot 10^{26}$ iones/ m^3 y $4.95 \cdot 10^{26}$ iones/ m^3 para los iones de erbio e iterbio respectivamente. Mediante (3.1), se puede calcular la concentración local de iones dopantes en el núcleo de la guía una vez sea estimada la correspondiente variación del índice de refracción.

El proceso de escritura de las guías consiste en focalizar un haz láser de femtosegundos en el interior del vidrio, situado sobre una plataforma motorizada, de tal forma que la guía se escribe a medida que este se desplaza respecto al volumen focal del láser. En función de parámetros como la velocidad de escritura o la energía del pulso, es posible controlar los cambios en el material, como la variación de índice y el diámetro de la zona modificada [3]. La velocidad a la que se trasladaba la muestra con respecto al láser era de 0.06 mm/s. El láser opera con una longitud de onda de 1030 nm, la duración de los pulsos era de 350 fs y se utilizó una frecuencia de repetición de 500 MHz. El láser se focalizó en el vidrio con un objetivo de microscopio de 0.68 de apertura numérica. Las guías se escribieron a una profundidad de 130 μm . Al finalizar el proceso de escritura, se pulieron las caras de entrada y salida de la muestra, siendo la longitud de las guías tras el proceso de fabricación de 9.35 mm.

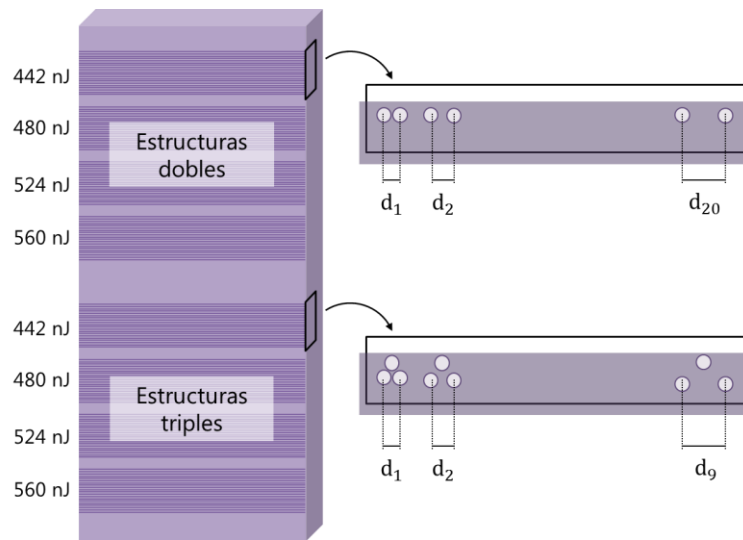


Figura 3.3 Esquema de la muestra en la que están inscritas las guías de onda. En la parte superior se encuentran los cuatro grupos de guías de dos núcleos, cada uno para una de las energías de pulso indicadas, mientras que en la parte de abajo se encuentran las estructuras de tres núcleos. Dentro de cada grupo hay varias guías con distinta separación entre núcleos. Veinte en el caso de las guías de dos núcleos y nueve en el caso de las guías de tres núcleos.

En un mismo sustrato es posible escribir varias guías con diferentes características y formando diferentes estructuras. En la Figura 3.3 se puede observar un esquema de la muestra estudiada, que contiene 80 guías de dos núcleos, además de 27 guías de tres núcleos en configuración de triángulo equilátero que no han formado parte de nuestro estudio. Las guías han sido agrupadas dependiendo de la energía del pulso láser con la que se han escrito. De esta forma hay cuatro grupos de guías, escritas con energías de 442, 480, 524 y 560 nJ. Dentro de cada grupo hay 20 guías dobles con diferentes separaciones entre núcleos. La separación entre guías es de 100 μm dentro del mismo grupo de energía y de 200 μm en el salto entre grupos de guías escritas con distinta energía.

En la Tabla 3.2 se muestra la separación entre los núcleos de las guías dobles según su posición en cada grupo de energía de la muestra. De aquí en adelante, cada vez que se haga referencia a una guía, se utilizará la separación d para distinguirla dentro de la serie de guías de su mismo grupo de energía y tipo de estructura. Esta separación viene definida como la distancia entre el centro de los núcleos. En el caso de las guías de dos núcleos, las separaciones mayores (35 μm) se consideran suficientes como para asumir que, en la práctica, se tratan de núcleos desacoplados. De esta forma, cuando se hable de guías individuales se tratará de uno de los dos núcleos de la guía doble de 35 μm de separación.

Tabla 3.2 Separación entre núcleos en las guías dobles según la posición de la guía en la muestra para cada una de las energías de escritura.

Guía	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
d (μm)	5	6	7	8	10	11	12	13	14	15	17	19	21	23	25	27	29	31	33	35

La energía del pulso láser con la que se escriben las guías afecta a la distribución de índice de refracción. En la Figura 3.4 se observan los perfiles transversales de un núcleo individual para diferentes valores de energía del pulso láser. A más claridad en el tono, mayor el índice de refracción.

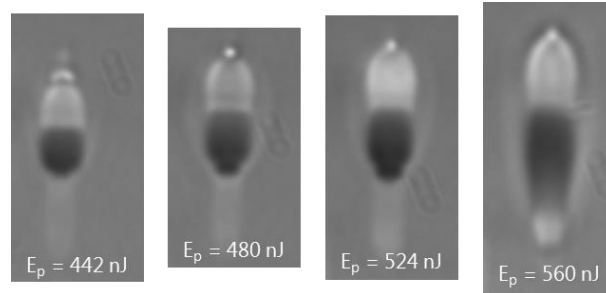


Figura 3.4 Sección transversal de las guías individuales para diferentes energías de pulso láser. Las imágenes han sido medidas por el GPL en el IO-CSIC.

3.2.2 Montajes experimentales

En primer lugar se presenta el montaje utilizado para la caracterización modal de las guías. A partir de la distribución transversal de intensidad en la cara de salida se puede obtener información sobre el diámetro modal de los núcleos, así como sobre el reparto de potencia entre ellos en el caso de las guías multinúcleo. En la Figura 3.5 se muestra un esquema de este montaje.

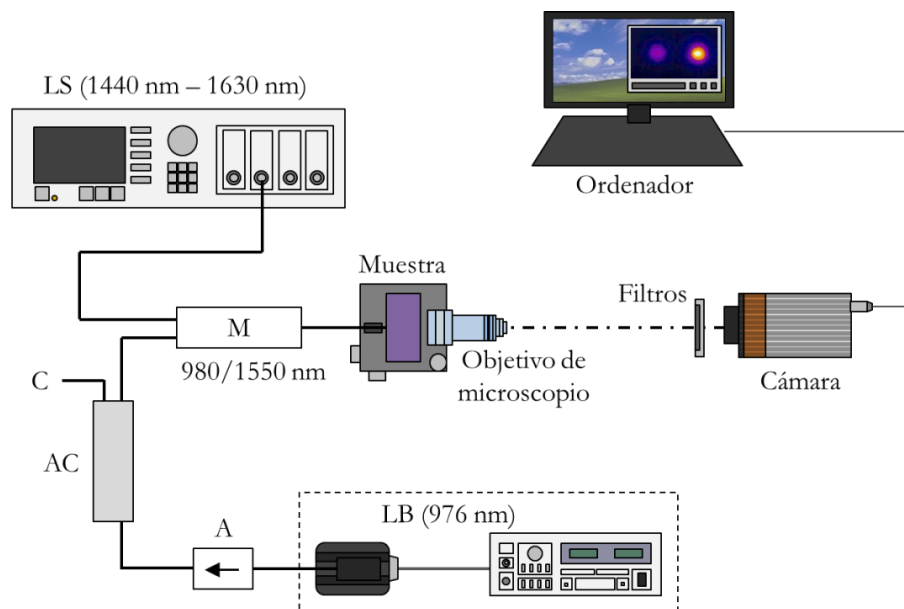


Figura 3.5 Esquema del montaje experimental utilizado para medir las distribuciones de intensidad en la cara de salida de las guías. LB: láser de bombeo, LS: láser sintonizable, A: aislador, AC: acoplador, C: salida de control del bombeo de entrada, M: multiplexador.

A la salida del láser de bombeo (LB) se coloca un aislador (A), que evita el retorno de luz al láser para evitar posibles daños en este. El acoplador situado a continuación (AC) desacopla un 1% de la potencia óptica a una salida (C), denominada de control del bombeo, que sirve para monitorizar en todo momento la potencia de bombeo incidente. Para las situaciones en las que sea necesario introducir simultáneamente bombeo y señal, un multiplexador (M) une en una misma fibra las potencias ópticas provenientes del láser de bombeo, que opera en una longitud de onda de 976 nm, y del láser sintonizable (LS), que opera en la tercera ventana de comunicaciones. A la salida del multiplexador, una fibra óptica monomodo lleva la luz hasta la muestra descrita en el apartado anterior. El extremo de esta fibra se fija sobre un posicionador micrométrico, de tal forma que se puede variar su posición con respecto a la muestra permitiendo la selección de la guía, así como la posición de enfrentamiento de esta con la fibra. En el extremo opuesto de la muestra se encuentra un objetivo de microscopio, que forma en la cámara la imagen aumentada de la distribución de intensidad en la cara de salida de la guía seleccionada. En función de la longitud de onda de la luz que se propague, un posicionador micrométrico permite desplazar de forma controlada la posición del objetivo de microscopio para enfocar la imagen registrada. Los filtros previos a la cámara permiten eliminar el bombeo, en caso de que sea necesario. Finalmente, la imagen recogida por la cámara se envía a un ordenador para su visualización y análisis.

En segundo lugar, para medidas de potencia, es necesario un nuevo montaje en donde se sustituye el objetivo de microscopio y la cámara por una fibra óptica con la que transmitir la señal óptica en la cara de salida de la guía hasta un detector de potencia o hasta un analizador de espectro óptico. Además se añade un segundo láser de bombeo, junto con un nuevo conjunto de aislador, acoplador y multiplexador, para permitir la configuración bidireccional de bombeo. El esquema del montaje se puede observar en la Figura 3.6.

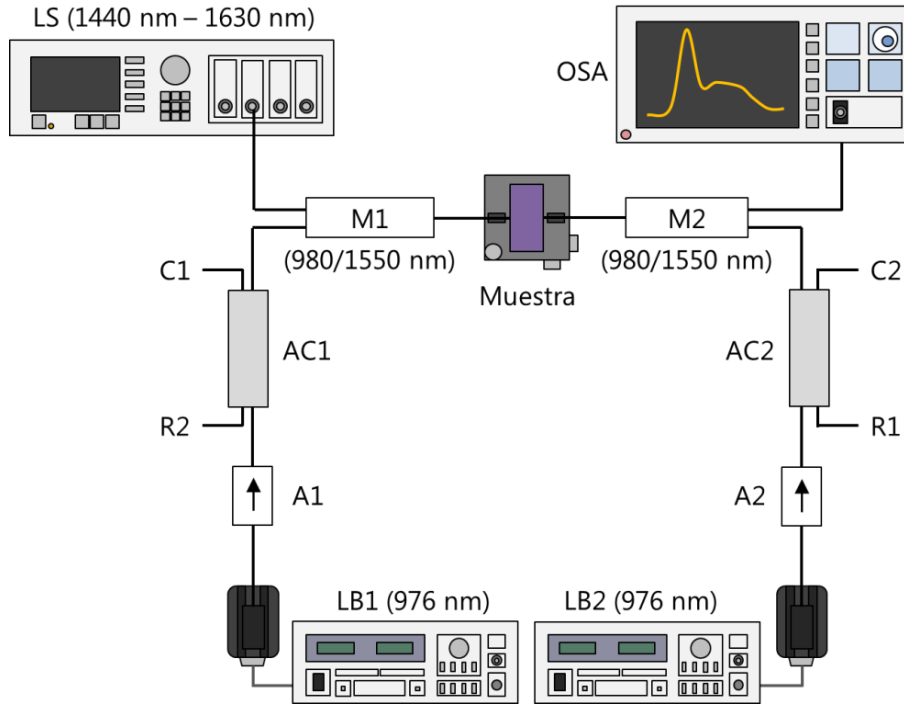


Figura 3.6 Esquema del montaje experimental para medir la amplificación de la potencia de señal a la salida de la guía en diferentes configuraciones de bombeo. LB: láser de bombeo, LS: láser sintonizable, A: aislador, AC: acoplador, C: salida de control del bombeo de entrada, R: salida del bombeo residual, M: multiplexador. OSA: analizador de espectro óptico. La numeración 1 ó 2 indica de qué láser de bombeo proviene la luz sobre la que actúa el dispositivo.

Este montaje permite distintas configuraciones de bombeo, dependiendo de si se utilizan ambos láseres de bombeo (configuración de bombeo bidireccional) o solo uno de ellos (configuración de bombeo unidireccional). Según lo establecido en 2.3.1, el bombeo proveniente del láser LB1 es el denominado copropagante y el del LB2 el contrapropagante.

En este montaje, la fibra óptica colocada a la salida de la guía transmite la potencia óptica hasta el multiplexador M2, que separa la potencia óptica de la señal respecto de la del bombeo. El espectro de la potencia óptica de señal se puede analizar mediante un OSA, como se muestra en el ejemplo de la Figura 3.6, o colocar en su lugar otro aparato como un medidor de potencia en tercera ventana. En cuanto al bombeo, llega al acoplador AC2, en donde se desvía un 1% de su potencia a una salida, R2, denominada como bombeo residual, y que sirve para monitorizar la potencia de bombeo residual tras atravesar la guía integrada. El aislador A2 evita que la potencia residual del láser LB1 dañe el láser LB2. La potencia de bombeo emitida por el láser LB2 realiza un recorrido similar por A2, AC2 y M2, atravesando la muestra en sentido opuesto y continuando por M1, AC1 y R2, en donde se monitoriza su potencia residual.

A continuación se detallan las especificaciones técnicas de los diferentes dispositivos presentes en los montajes de la Figura 3.5 y de la Figura 3.6. Para el bombeo se utilizan diodos láser de la serie LDM-4980 de ILX Lightwave controlados mediante el módulo de control LDC-3900, de la misma casa. La señal se genera mediante el láser sintonizable 8164B Lightwave Measurement System, de Agilent Technologies, de anchura espectral menor que 1 nm, de potencias entre 100 μ W y 10 mW, capaz de operar con longitudes de onda entre 1440 nm y 1630 nm. Para aquellas medidas en las que es necesario un espectro ancho de

señal, se ha utilizado como fuente el diodo superluminiscente (SLD) SLD1005S de Thorlabs, controlado mediante el LDC-3744C, de ILX Lightwave. Como analizador de espectro óptico se ha contado con el modelo AQ6370Z de la marca Yokogawa, con un rango espectral de 600 nm a 1700 nm. Para medir la potencia de bombeo se ha utilizado el medidor de potencia óptica Q8221 con el sensor óptico Q82226 de la casa Advantest. El modelo utilizado de cámara es el Bobcat-320 de Xenics, que opera en el rango espectral de 900 a 1700 nm, y el programa utilizado para observar la imagen en el ordenador es el software de Xeneth versión 2.6.0.280. El objetivo de microscopio es un objetivo DIN de la marca Edmund, de 40 aumentos, apertura numérica de 0.65 y acromático.

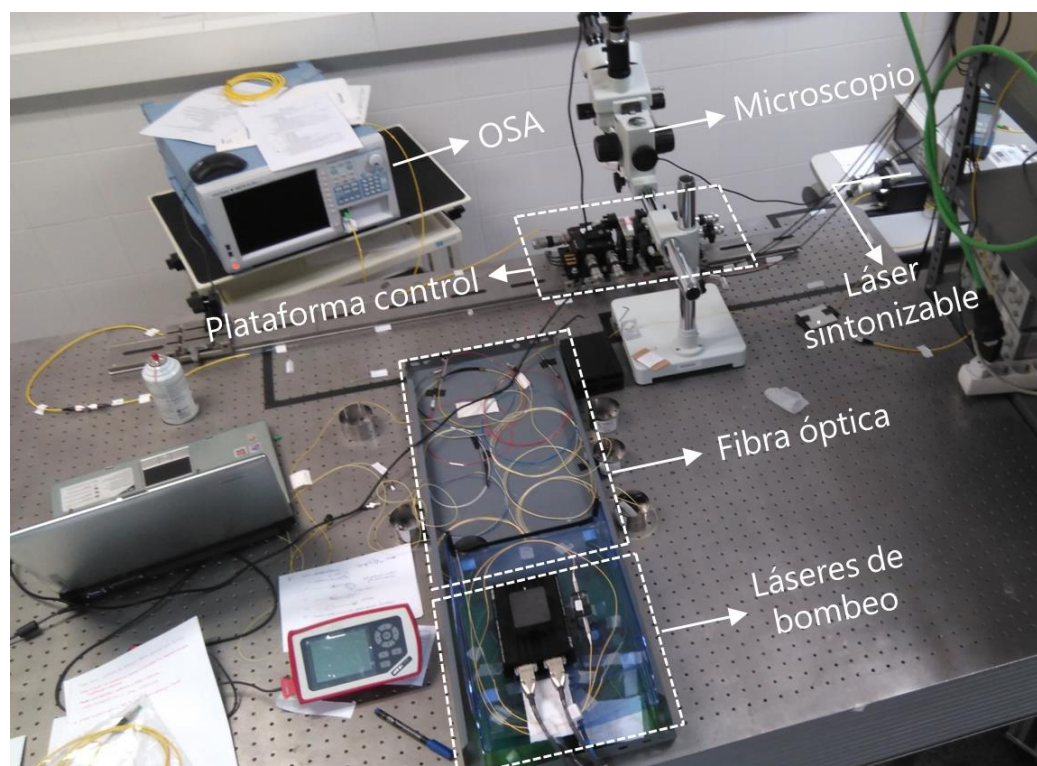


Figura 3.7 Fotografía del montaje experimental de caracterización de la distribución transversal de intensidad a la salida de las guías. Se corresponde al esquema de la Figura 3.5.

En la Figura 3.7 se muestra una fotografía de la mesa óptica en la que se encuentra el montaje de caracterización modal, en la que se ven los diferentes dispositivos mencionados, como los láseres de bombeo, el OSA, la plataforma de control, el láser sintonizable, etc. Las plataformas micrométricas usadas son las 3-Axis NanoMax TM Flexure Stages, modelo MAX302/M, que se pueden controlar mediante los piezoeléctricos 3-Axis Piezo Controller MDT693A, ambos de la marca Thorlabs.

La luz es conducida a la entrada de la guía y recogida a la salida de esta mediante una fibra óptica estándar monomodo (HI 1060). Aproximar y alinear la fibra a cada una de las caras de la muestra es una de las partes más críticas del proceso de medida. Las dimensiones transversales de las guías exigen el uso de plataformas de microposicionamiento en los dos extremos. Estas plataformas permiten controlar el movimiento mediante tornillos micrométricos de traslación a lo largo de los tres ejes, así como de rotación en torno a dos de ellos, como se observa en la Figura 3.8.

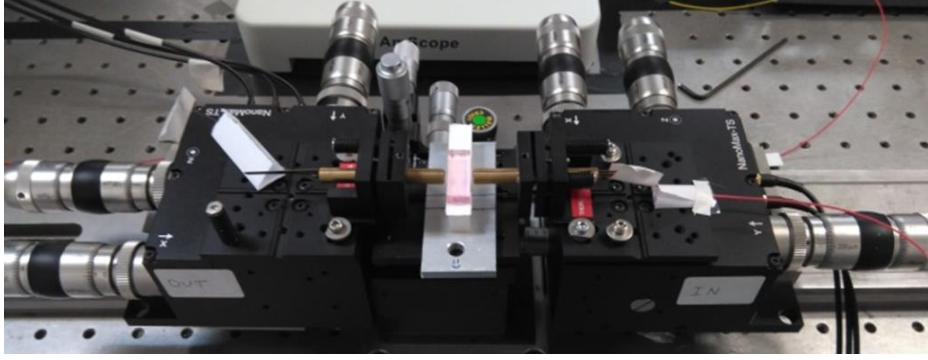


Figura 3.8 Fotografía del enfrentamiento de la guía con las fibras ópticas de entrada y de salida en las plataformas de microposicionamiento.

Para facilitar la búsqueda y el alineamiento de las guías se utiliza un microscopio de AmScope modelo 3.5X-45X LED Boom Stand Stereo Zoom Microscope, con el que se enfoca la muestra, pudiendo observarla en el ordenador tomando la imagen del microscopio mediante la cámara Microscope Digital Camera MU900, de AmScope. Este microscopio no viene indicado en el esquema de la Figura 3.5 pero aparece en la fotografía de la Figura 3.7. Cuando a lo largo de una guía se propaga potencia óptica de bombeo suficientemente alta, esta se puede reconocer gracias a que se emite luz visible de color verde. Este efecto se puede observar en la Figura 3.9, en donde la guía seleccionada se está bombeando con máxima potencia en configuración de bombeo bidireccional (350 mW en cada extremo) y con el laboratorio a oscuras. La emisión en el color verde es debida a la desexcitación desde los niveles termalizados $^4H_{11/2} + ^4S_{3/2}$ al nivel de energía $^4I_{15/2}$, tal y como se puede observar en la Figura 1.9. Este efecto resulta de gran utilidad a la hora de alinear la fibra de excitación con la guía seleccionada.

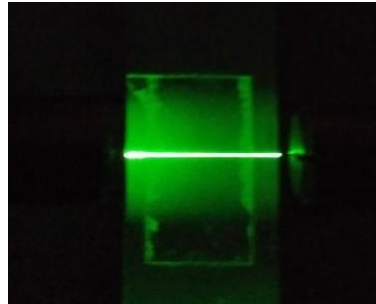


Figura 3.9 Fotografía de la muestra en la que se observa la emisión en el color verde a lo largo de la guía seleccionada.

3.2.3 Calibración instrumental

Para caracterizar una guía integrada dopada es necesario conocer la potencia de bombeo y de señal que se acopla en esta, por lo que es necesario calibrar los láseres utilizados así como determinar las pérdidas de potencia entre los láseres y la muestra. En este apartado se presentan las calibraciones de los dos láseres de bombeo, así como del láser sintonizable de señal. En el caso de los láseres de bombeo, es necesario conocer la potencia a la salida de la fibra óptica (P_B) y la potencia en la salida de control (P_C), que nos permite monitorizar en todo momento la potencia de entrada, en función de la intensidad de alimentación del láser (I_B). Estos puntos se pueden observar en la Figura 3.10 (a).

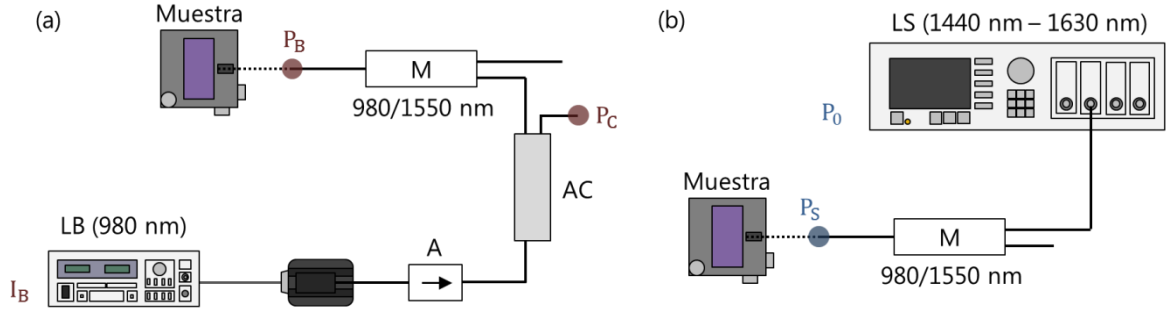


Figura 3.10 Esquema de los puntos de calibración de los láseres de bombeo (a) y del láser sintonizable (b).

De forma similar, la Figura 3.10 (b) muestra los puntos de calibración del láser sintonizable, en donde (P_0) es la potencia indicada en el láser sintonizable y (P_S) la que llega al extremo de la fibra. Ambas calibraciones incluyen no solo los láseres, sino los dispositivos ópticos entre los láseres y la guía, que originan pérdidas de potencia óptica. Cabe mencionar que la potencia que se acopla a la guía es inferior a la potencia que llega al extremo de la fibra de excitación, puesto que hay que tener en cuenta el acoplamiento modal y la reflexión en la cara de la muestra.

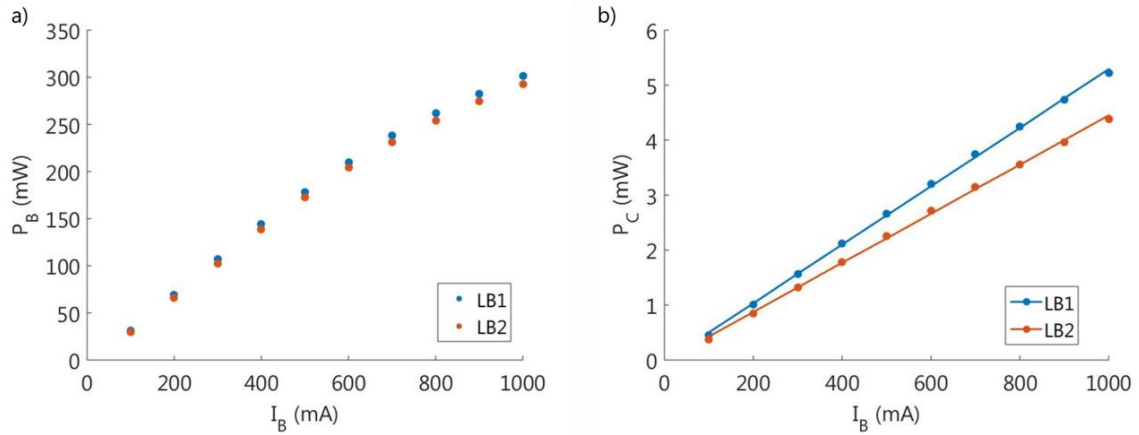


Figura 3.11 (a) Potencia a la salida de la fibra de excitación, P_B , y (b) potencia de control, P_C , junto con su ajuste lineal, de los láseres de bombeo LB1 y LB2 en función de su intensidad de alimentación, I_B , según se muestra en el esquema de la Figura 3.10 (b).

En la Figura 3.11 (a) se representa la potencia de bombeo registrada a la salida de la fibra de excitación de la guía, P_B , en función de la intensidad de alimentación del láser de bombeo, I_B , para los dos láseres de bombeo de la Figura 3.6. La Figura 3.11 (b) muestra la potencia de control, P_C , de ambos láseres junto con su ajuste lineal. Según el funcionamiento del acoplador, P_B y P_C deben ser proporcionales. No obstante, en la Figura 3.11 (a) se observa que la potencia deja de depender linealmente con la intensidad para altos valores de esta, a diferencia de lo observado en la Figura 3.11 (b). Esta discrepancia se puede atribuir a que el medidor de potencia no es capaz de detectar adecuadamente potencias tan altas, por lo que suponemos que el comportamiento real de P_B en función de I_B es lineal. La potencia de control en función de la intensidad de alimentación se puede expresar mediante la ecuación

$$P_C^j(I_A^j) = m^j \cdot I_A^j - n^j, \quad (3.2)$$

siendo m^j y n^j los parámetros de ajuste de las rectas de la Figura 3.11 (b) y en donde el superíndice $j=1,2$ hace referencia al láser de bombeo 1 o 2. Suponiendo que P_B es proporcional a P_C , dicha potencia se puede expresar como

$$P_A^j(I_A^j) = C^j \cdot P_C^j(I_A^j), \quad (3.3)$$

en donde para determinar el parámetro C^j se utilizan los valores de las potencias de la Figura 3.11 (a) que muestran un comportamiento lineal con I_B . En concreto, los valores de I_B de hasta 500 mA. Los valores de los parámetros C , m y n , para cada láser, aparecen en la Tabla 3.3.

Tabla 3.3 Valores de los parámetros de calibración de los láseres de bombeo.

	Láser 1	Láser 2
C	68.1	77.6
m	$5.32 \cdot 10^{-3} \text{ mW} \cdot \text{A}^{-1}$	$4.47 \cdot 10^{-3} \text{ mW} \cdot \text{A}^{-1}$
n	$2.94 \cdot 10^{-2} \text{ mW}$	$2.08 \cdot 10^{-2} \text{ mW}$

Para determinar la atenuación de la potencia en función de la longitud de onda se ha sustituido el láser sintonizable por el SLD y se ha medido su espectro a la salida del diodo y a la de la fibra de excitación. La Figura 3.12 muestra dicha atenuación, debida principalmente al multiplexador M1.

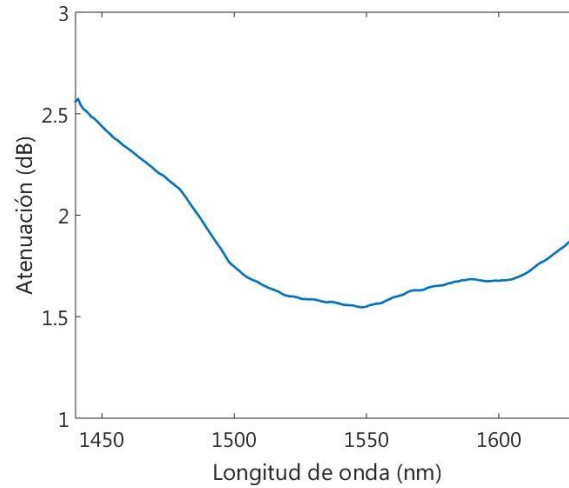


Figura 3.12 Espectro de la atenuación entre la potencia a la salida del SLD y la potencia a la salida de la fibra de excitación para una potencia de salida del diodo de 100 μW .

3.3 Caracterización de guías de un solo núcleo

Las guías de dos núcleos acoplados presentan una mayor complejidad que las guías individuales debido al acoplamiento modal entre sus núcleos. Algunos de los parámetros necesarios para el modelo, como las pérdidas por dispersión o las secciones eficaces de absorción y emisión de los iones activos, no dependen del número de núcleos de la guía, por lo que resulta más sencillo determinarlos mediante la caracterización de una guía individual monomodo que en guías de dos núcleos acoplados. En este apartado se presenta el proceso de caracterización de una guía de un único núcleo aislado monomodo, con el objetivo de obtener los valores de los parámetros del modelo necesarios para modelizar la propagación de las potencias ópticas en las estructuras de varios núcleos.

3.3.1 Caracterización modal

Habitualmente, las distribuciones transversales de índice de refracción en las guías integradas permiten aproximar las distribuciones de campo modal mediante funciones gaussianas. Sin embargo, como se ha adelantado en el apartado 3.2.1, el método de escritura con pulsos láser ultracortos, además de una región en la que se incrementa el índice de refracción, genera también otra con una disminución del mismo. La existencia de esta región de menor índice de refracción podría condicionar la validez de la aproximación, por lo que se analiza en primer lugar su efecto en la sección 3.3.1.1. Por otra parte, el tamaño de la distribución transversal de intensidad depende de la longitud de onda, del diámetro de la guía y del índice de refracción del núcleo y del sustrato. Con el objetivo de determinar el diámetro de los núcleos así como la variación del índice de refracción inducido, en la sección 3.3.1.2 se ha realizado una serie de medidas de diámetros modales (MFD, *Mode Field Diameter*) para diferentes longitudes de onda. El tratamiento de estas medidas se lleva a cabo en la sección 3.3.1.3.

3.3.1.1 Validez de la aproximación de perfil modal gaussiano

Como se ha visto en el apartado 3.2.1, junto a la región en la que se incrementa el índice de refracción debido al aumento en la concentración de lantano, se genera una región en la que se produce una disminución de este, debido al aumento de la concentración de potasio. En la Figura 3.13 se muestra un perfil de índice de refracción, medido por el Grupo de Procesado Láser (GPL) en una guía escrita con características similares a las descritas en el apartado 3.2.1, en este caso con un índice de refracción un poco superior, en la que se observa dicha variación. Δn indica la variación de índice de la zona de guiado con respecto al sustrato y se utilizará en cálculos posteriores.

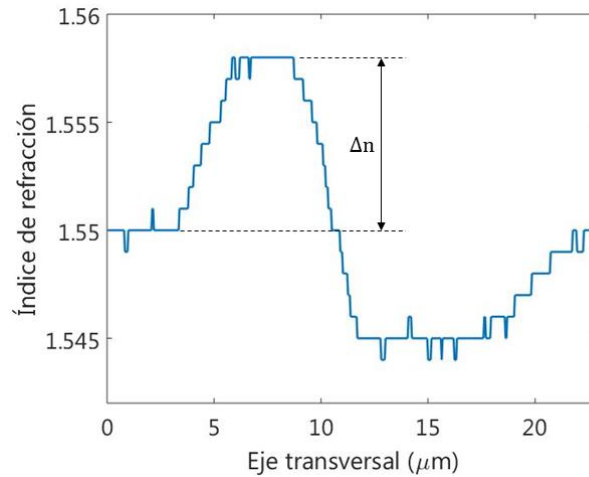


Figura 3.13 Perfil del índice de refracción para $\lambda=670$ nm medido en el Instituto de Óptica del CSIC en Madrid, correspondiente a una guía de ondas de características similares a las que se van a estudiar (escrita mediante un láser de femtosegundos en un vidrio de fosfato dopado con lantano y potasio).

La presencia de una zona en la que disminuye el índice de refracción junto a la región de índice de refracción mayor podría afectar significativamente a las propiedades de guiado de una estructura multinúcleo. En algunas aplicaciones, como el multiplexado SDM, podría resultar útil para disminuir el acoplamiento entre núcleos cercanos, mientras que para otras aplicaciones, como para estructuras LMA, obstaculizaría el acoplamiento deseado entre los núcleos. En la Figura 3.14 se puede observar un esquema de ambas estructuras, en donde las zonas de variación de índice se representan mediante círculos.

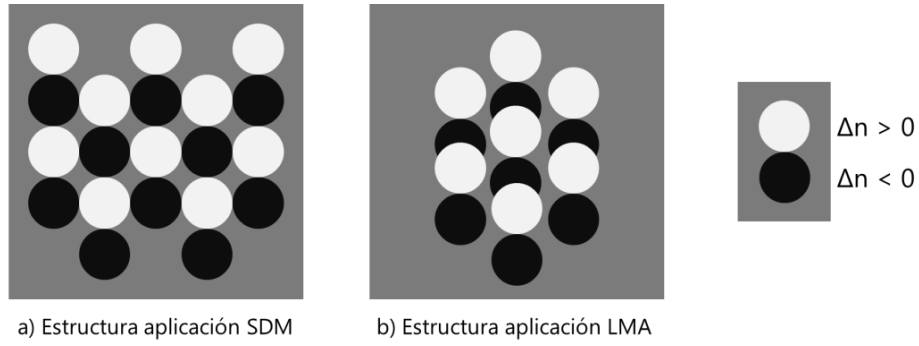


Figura 3.14 Esquema de dos estructuras multinúcleo, en las cuales cada guía aislada consta de una región de variación positiva de índice y otra zona colindante de variación negativa, representadas ambas mediante círculos, diseñadas para aplicaciones de SDM (a) y LMA (b).

El impacto de la presencia de la zona de índice deprimido será mayor cuanto menos confinada se encuentre la luz en el interior del núcleo. Como consecuencia, dependerá de parámetros como la variación del índice de refracción o la longitud de onda de la luz que se propague. Para comprobar si este efecto es relevante para nuestras guías, se simula la ganancia de una guía, mediante el modelo descrito en el apartado 2.3, utilizando el perfil real de índice de la Figura 3.15 (a) y aproximando según las geometrías (b), (c) y (d) de la misma figura, en donde el color negro indica la zona de índice de refracción menor que el sustrato y el color blanco la de índice mayor. La zona de guiado se aproxima a un círculo, mientras que para la zona de variación de índice opuesta se supone una geometría circular (b), triangular (c) o se ignora (d). En las configuraciones II, III y IV los valores del índice de refracción de las figuras circular y triangular son constantes y coinciden con el valor de $n+\Delta n$, resaltado en la Figura 3.13, para las regiones de guiado, y de $n-\Delta n$ para las regiones en la que el índice de refracción se ve disminuido. El diámetro del círculo se ha seleccionado de tal manera que los diámetros modales de todas las configuraciones converjan al aumentar el valor de Δn , siendo $6\text{ }\mu\text{m}$ el valor de dicho diámetro. El triángulo se ha seleccionado de tal manera que su altura coincida con el valor del diámetro.

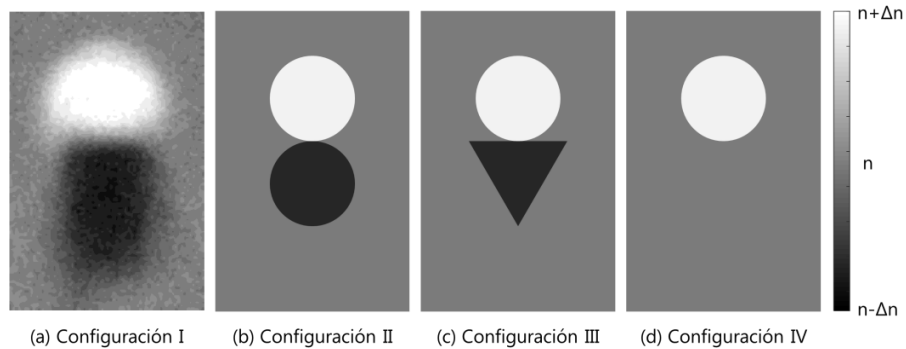


Figura 3.15 Esquema de las configuraciones de la distribución transversal de índice de refracción.

En la Figura 3.16 se puede ver un ejemplo de cómo varía la ganancia de una guía con características similares a las que se van a estudiar (en base a la de la Figura 3.13) en función de la variación de índice. Para valores de $\Delta n < 4 \times 10^{-3}$ es necesario utilizar el perfil real. Entre 4 y 5×10^{-3} su sustitución por la configuración II introduce un error despreciable. Finalmente, para $\Delta n > 5 \times 10^{-3}$, la ganancia obtenida es independiente de la configuración, lo cual, aunque no se muestra en la figura, se ha comprobado además

para otros casos similares. Según este resultado, que por haber sido obtenido para unas guías de características similares a con las que se va a trabajar puede generalizarse para el resto de guías a estudiar, se puede aproximar la distribución transversal de índice a la de la configuración IV en los casos en que la variación de índice alcance o supere $\Delta n = 5 \times 10^{-3}$.

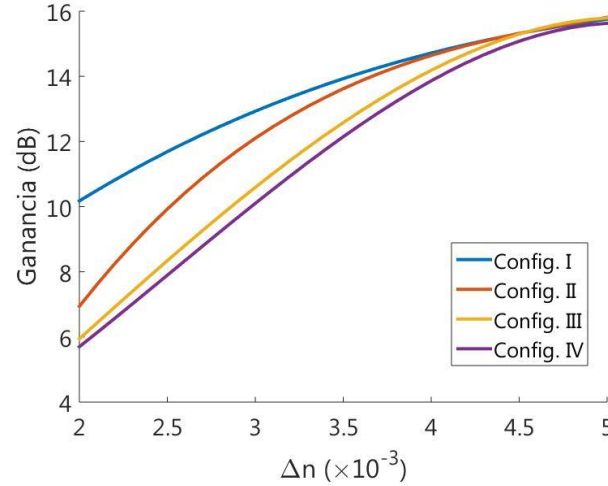


Figura 3.16 Ganancia en función de la variación del índice de refracción para una guía integrada según su configuración de distribución de índice (Figura 3.15). Las características de la guía son: $L=4$ cm, $D=6 \mu\text{m}$, $c_{Er}=1.8 \cdot 10^{26}$ y $c_{yb}=3.6 \cdot 10^{26}$ iones/ m^3 , con secciones eficaces obtenidas de [4] y potencias de entrada de bombeo y señal ($\lambda=1534$ nm) de 300 mW y 100 μW respectivamente.

3.3.1.2 Medidas del tamaño modal de las distribuciones de intensidad

Para realizar las medidas de caracterización modal se utiliza el montaje de la Figura 3.5, en donde la cámara registra la distribución transversal de intensidad tanto para las longitudes de onda del bombeo como para las de tercera ventana. Las imágenes y las medidas que se muestran en este apartado son de una guía individual del grupo de guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ dado que, como se verá en el apartado 3.3.2.2, el trabajo se centrará en este grupo ya que presentan mejor comportamiento a efectos de la atenuación en la propagación que las guías escritas con otras energías. En la Figura 3.17 se muestra el perfil transversal de intensidad a la salida de esta guía para las longitudes de onda de 976 nm, 1440 nm y 1620 nm.

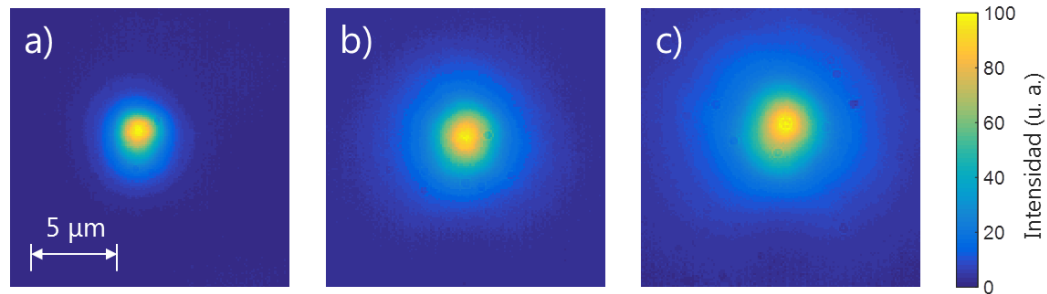


Figura 3.17 Distribuciones transversales de intensidad normalizada medidas a la salida de una guía individual del grupo de guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ, para las longitudes de onda de (a) 976 nm, (b) 1440 nm y (c) 1620 nm.

Para conocer el tamaño real del perfil modal es necesario determinar el aumento lateral del sistema de registro. Como la separación entre los centros de los núcleos de las distintas guías es conocida, se toman imágenes de las distribuciones de intensidad a la salida de estas y se comparan con las separaciones entre los máximos en las imágenes calibradas, determinando así el factor de aumento. La longitud de onda elegida para realizar dichas medidas es la de 976 nm, debido a que interesa realizar este calibrado con el mayor confinamiento posible: cuando la potencia se encuentra confinada en un núcleo, el máximo de intensidad del modo fundamental se encuentra centrado con respecto a dicho núcleo. No obstante, si la señal no está confinada, la posición del máximo puede variar ligeramente al verse afectada por la presencia de un segundo núcleo cercano. La Figura 3.18 muestra la separación núcleos en el plano de salida de la guía en función del número de píxeles entre máximos de intensidad, junto con su ajuste lineal. Para realizar el ajuste lineal se ha descartado la guía de 5 μm de separación debido a que se alejaba del comportamiento esperado, porque al estar tan próximos los núcleos entre sí las posiciones de los máximos de intensidad no se encontraban en los centros de los núcleos. Además, se ha realizado el ajuste obligando a la recta a pasar por el origen. El valor de la pendiente es de $0.113 \pm 0.003 \mu\text{m}/\text{pixel}$, en base al cual, teniendo en cuenta el tamaño de los píxeles de la cámara ($20 \times 20 \mu\text{m}^2$), se obtiene un aumento lateral de 176.5 ± 0.6 .

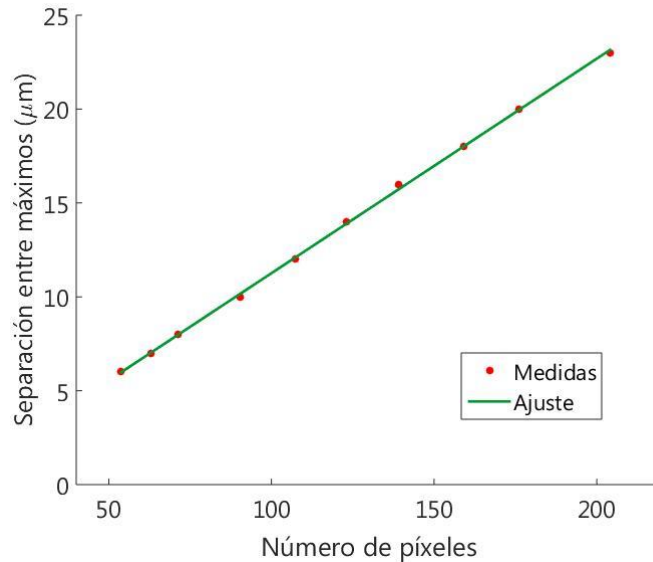


Figura 3.18 Separación de las guías de dos núcleos en función de las separaciones entre núcleos registradas en el plano de la cámara, expresadas en número de píxeles. Junto a las medidas se presenta el ajuste lineal de pendiente $0.113 \pm 0.003 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

El tamaño de la distribución transversal de intensidad óptica de un modo se suele especificar mediante el radio o el diámetro modal. Este suele ser de interés en guías monomodo o para el modo fundamental de guías multimodo. Para un perfil de intensidad gaussiano, se define el radio modal como la distancia desde la posición del máximo de intensidad, siendo esta I_0 , hasta un punto en el que la intensidad disminuye hasta I_0/e^2 . En el cálculo del MFD realizado, en primer lugar se ajusta la distribución a una función gaussiana en dos dimensiones y a continuación se determina el diámetro de la gaussiana ajustada. En la Figura 3.19 se muestra el perfil de la intensidad a la salida de una guía y su ajuste

a una gaussiana, así como la distribución transversal junto con su ajuste a una función gaussiana en dos dimensiones.

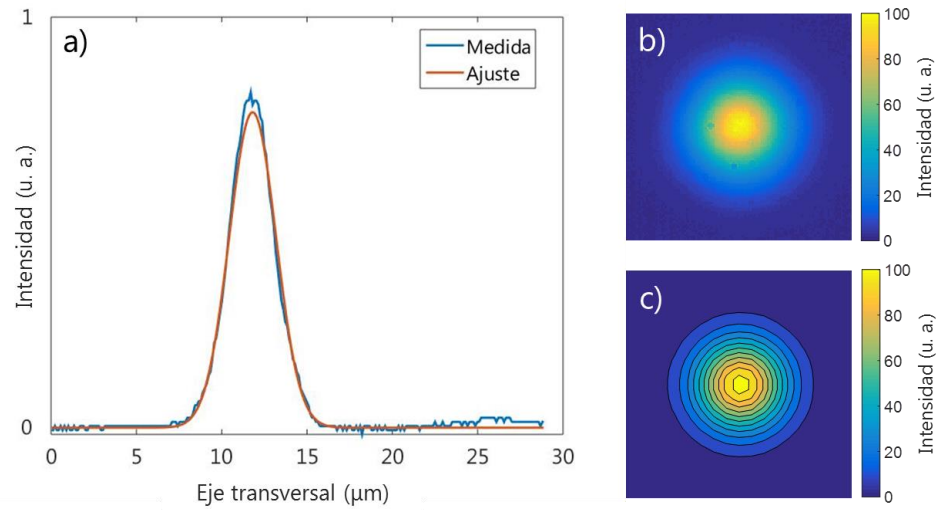


Figura 3.19 Ajuste a una gaussiana de la distribución de intensidad ($\lambda=976$ nm) a la salida de un núcleo de la guía de separación nominal de 35 μm escrita con una energía de pulso de 524 nJ. (a) Perfil y ajuste a una gaussiana 1D. (b) Distribución transversal. (c) Ajuste a una gaussiana 2D de la distribución transversal. Escala de color normalizada. Sección transversal correspondiente a la de un cuadrado de lado 10 μm .

La Figura 3.20 muestra el diámetro modal en función de la longitud de onda.

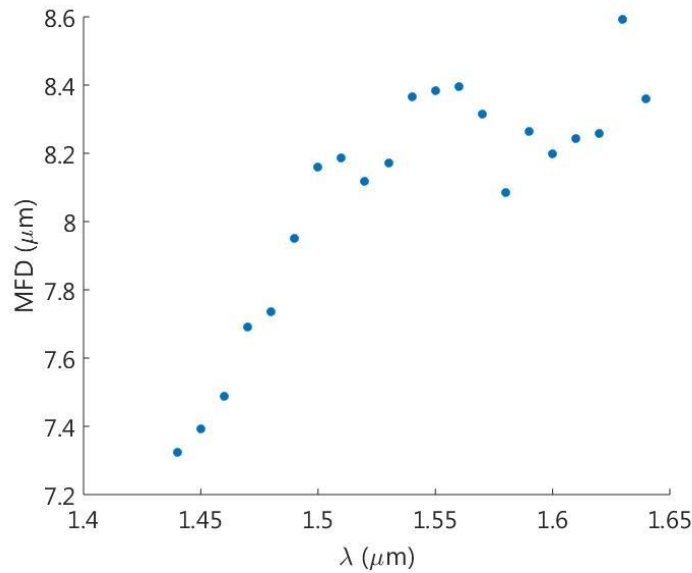


Figura 3.20 Diámetro modal medido en función de la longitud de onda para una guía individual escrita con una energía de pulso de 524 nJ.

Este método de determinación del MFD tiene asociado una serie de posibles fuentes de error que es necesario tener en consideración. Una potencial fuente de error a tener en cuenta es la de la posición del

objetivo a la hora de enfocar en el plano del sensor de la cámara la imagen de la distribución de intensidad a la salida de la guía. Por una parte, existe un posible error no despreciable, de origen humano, a la hora de considerar cuándo la imagen se encuentra enfocada. Los cambios de unas pocas micras (inferiores a $2\text{ }\mu\text{m}$) en el posicionador micrométrico no se aprecian visualmente en la imagen registrada en la cámara, pero presentan variaciones inferiores a la décima de micra en el cálculo del diámetro modal. Por otra parte, la posición de enfoque depende de la longitud de onda, por lo que es necesario ajustarla para cada punto de la Figura 3.20. No obstante, el cambio en la posición del micrométrico para puntos cercanos (cambios en la longitud de onda inferiores a 0.01 micras) no se aprecia visualmente, y si se trata de enfocar cada punto individualmente el error humano a la hora de determinar la posición de enfoque es diferente en cada uno. Para tratar de disminuir el impacto de este error se han realizado varias series de medidas, enfocando solo para las longitudes de onda de 1.45 , 1.55 y $1.65\text{ }\mu\text{m}$; y enfocando cada punto individualmente. De entre las distintas series de medidas se han seleccionado los valores del menor diámetro modal, que son los que aparecen en la Figura 3.20, debido a que una imagen desenfocada presentará una distribución transversal de intensidad más extendida y, por tanto, un mayor diámetro modal.

Otra posible fuente de error vendría dada por el valor del aumento del sistema de registro. Aparte de que la precisión en su determinación es limitada, dicho valor depende también de la longitud de onda, puesto que depende de la distancia objeto y de la distancia imagen y esta se modifica al cambiar la posición del objetivo para enfocar la imagen. Con el valor del aumento estimado y una distancia imagen cercana a 80 cm , la distancia objeto es aproximadamente la distancia focal efectiva del objetivo de microscopio (4.35 mm [5]). Los cambios en el posicionador micrométrico para enfocar las longitudes de onda de tercera ventana con respecto a la longitud de onda de 976 nm con la que se han calculado los aumentos son inferiores a 10 micras. El cambio en el valor del aumento, debido a una variación de $10\text{ }\mu\text{m}$ en la distancia objeto, es del mismo orden de magnitud que su error estimado en el ajuste lineal, por lo que consideramos dicho valor como independiente de la longitud de onda.

Por último, es posible que el error esté causado por la fluorescencia. No se dispone de un filtro previo a la cámara que permita filtrar longitudes de onda dentro de la tercera ventana, por lo que pueden estar llegando a la cámara longitudes de onda diferentes a la que se pretende medir. Como se trabaja en régimen de baja señal, la fluorescencia podría llegar a ser comparable a la señal e influir en el cálculo del MFD. Esto podría explicar las irregularidades de la Figura 3.20 en las longitudes de onda centrales.

3.3.1.3 Ajuste de la variación del índice de refracción en función del diámetro modal.

Mediante la herramienta FemSIM es posible calcular el MFD de una guía en función del diámetro de su núcleo, de la variación de índice y de la longitud de onda. De esta forma, mediante un barrido de parámetros, es posible ajustar los diámetros modales medidos en función de la longitud de onda y determinar así el valor del diámetro del núcleo y de la variación del índice de refracción. El MFD presenta una dependencia monótona creciente con respecto a la longitud de onda y no hay ningún conjunto de parámetros que reproduzcan las medidas de la Figura 3.20. Como se ha visto en el apartado anterior, las medidas en las longitudes de onda centrales pueden verse afectadas por la presencia de fluorescencia, por lo que no se van considerar para el ajuste. Por ello, se seleccionan las medidas del diámetro modal para 976 nm , y para el rango en torno a 1450 nm y 160 nm . Estas medidas se comparan con diferentes simulaciones en las que se varía el diámetro entre 4 y 6 micras y la diferencia del índice de refracción entre 0.005 y 0.01 . Los resultados se muestran en las gráficas de la Figura 3.21.

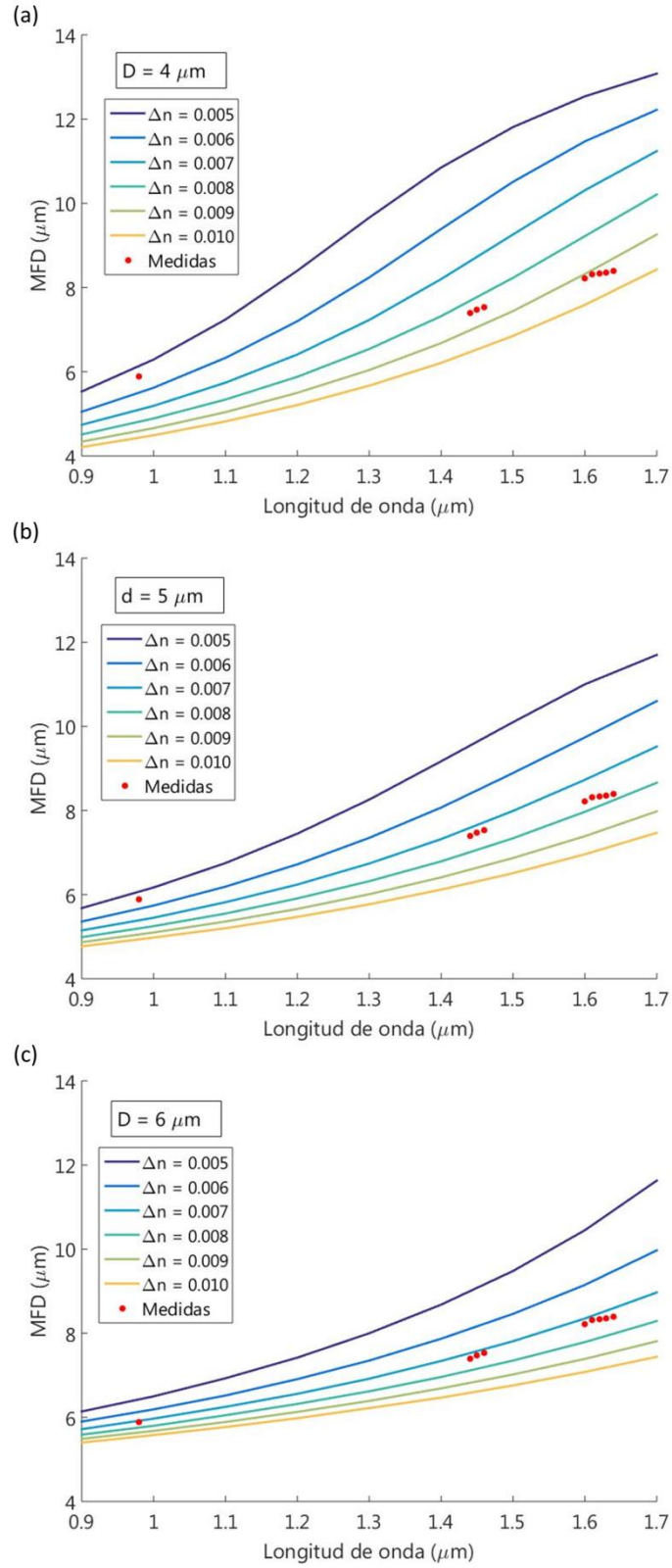


Figura 3.21 Diámetro modal en función de la longitud de onda para diferentes valores de variación de índice, Δn , y para tres diámetros del núcleo: a) 4 μm , b) 5 μm y c) 6 μm .

El mejor ajuste numérico del diámetro modal, junto con los valores medidos utilizados para dicho ajuste, se muestra en la Figura 3.22. Los parámetros de ajuste obtenidos son $7 \cdot 10^{-3}$ y $6 \mu\text{m}$ para la variación de índice y el diámetro de la guía, respectivamente.

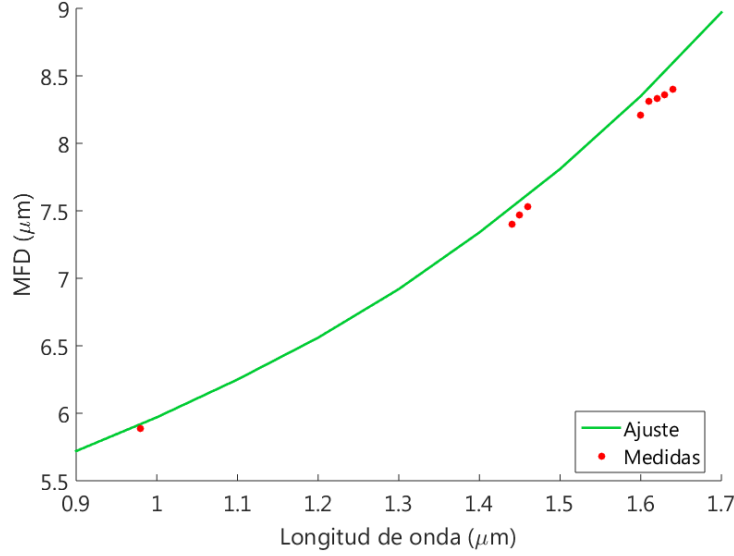


Figura 3.22 Mejor ajuste numérico del diámetro modal experimental en función de la longitud de onda ($\Delta n = 0.007$ y $D = 6 \mu\text{m}$).

Una vez obtenida la variación de índice inducida es posible calcular, mediante la expresión (3.1), la concentración de los iones de tierras raras dentro del núcleo. Los valores obtenidos son $3.0 \cdot 10^{26}$ y $6.3 \cdot 10^{26}$ iones/ m^3 para las concentraciones de erbio e iterbio, respectivamente.

3.3.2 Atenuación

3.3.2.1 Tipos de pérdidas

La atenuación de las potencias ópticas a lo largo de la guía de ondas se caracteriza por varios parámetros cuyo valor es necesario conocer para simular su propagación mediante un modelo numérico. En este apartado se revisan los distintos tipos de pérdidas que contribuyen a la atenuación, despreciando las pérdidas que puedan inducir las fibras ópticas.

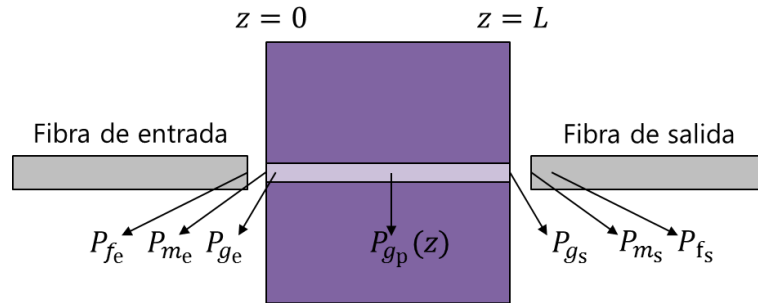


Figura 3.23 Diagrama de la potencia óptica en diferentes puntos de la muestra y en los extremos de las fibras de entrada y salida necesario para definir los diferentes tipos de pérdidas.

En la Figura 3.23 se muestra un diagrama con la potencia óptica en diferentes puntos de la muestra y en los extremos de las fibras de entrada y salida. P_{fe} es la potencia a la salida de la fibra de excitación, P_{me} la potencia transmitida al interior de la muestra y P_{ge} la potencia acoplada al modo de la guía. $P_{gp}(z)$ es la potencia óptica que se propaga por el interior de la guía y P_{gs} la potencia a la salida de esta. Finalmente, P_{ms} es la potencia transmitida al interior de la fibra de salida y P_{fs} la potencia acoplada a su modo de propagación. Estas potencias sirven para definir los distintos tipos de pérdidas que se analizan en los siguientes subapartados.

3.3.2.1.1 Pérdidas por reflexión

Las pérdidas por reflexión se producen al pasar de un medio con un índice de refracción n_1 a otro con índice de refracción n_2 , y se expresan mediante el factor de reflexión

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2}, \quad (3.4)$$

de tal forma que la potencia transmitida, P , en términos de la potencia inicial, P_0 , viene dada por

$$P = (1 - R)P_0 = \zeta_R P_0, \quad (3.5)$$

en donde se define $\zeta_R = (1 - R)$ como el factor de transmisión debido a las pérdidas por reflexión.

Suponiendo que el plano de salida de la fibra está en contacto con el de entrada de la guía, el factor de reflexión se calcula mediante los índices de refracción de la fibra y de la guía. No obstante, si existe una separación entre la fibra y la guía, se produce un doble cambio de medio, entre la fibra, el aire y la guía. En la Tabla 3.4 se muestra el factor de reflexión en función del cambio de medio que se tiene en cuenta.

Tabla 3.4 Factor de reflexión según la expresión (3.4) en función del tipo de cambio de medio.

Cambio de medio	Factor de reflexión
fibra – guía	$3 \cdot 10^{-4}$
fibra – aire	$3 \cdot 10^{-2}$
aire – guía	$4 \cdot 10^{-2}$
fibra – aire – guía	$7 \cdot 10^{-2}$

Una vez determinado este factor, la potencia transmitida a la muestra, P_{me} , en función de la potencia a la salida de la fibra, P_{fe} , viene dada por

$$P_{me} = (1 - R)P_{fe}. \quad (3.6)$$

cumpléndose de forma similar que

$$P_{ms} = (1 - R)P_{gs}. \quad (3.7)$$

3.3.2.1.2 Pérdidas por acoplamiento

De la potencia transmitida al interior de la muestra, P_{me} , una parte se acoplará en los modos de propagación de la guía y otra en los modos de radiación. La potencia acoplada en los modos de propagación de la guía se calcula mediante la expresión de los coeficientes de proyección modal,

$$a_n = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) E_n(x, y) dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \iint_{-\infty}^{\infty} |E_n(x, y)|^2 dx dy}, \quad (3.8)$$

en donde $E(x, y)$ es la distribución transversal de campo eléctrico de entrada y $E_n(x, y)$ la del modo de propagación. La potencia acoplada en la guía, P_{ge} , es la suma de las potencias acopladas a los modos de propagación de la guía, y viene dada por la expresión

$$P_{ge} = \sum_{n=1}^N |a_n|^2 P_{m_e}, \quad (3.9)$$

siendo N el número de modos de propagación. De esta forma, el factor de transmisión debido a las pérdidas por acoplamiento modal viene dado por la expresión

$$\zeta_M = \sum_{n=1}^N |a_n|^2. \quad (3.10)$$

Los coeficientes de proyección modal y, por lo tanto, las pérdidas por acoplamiento, se calculan numéricamente mediante los perfiles de campo simulados para la fibra y la guía en cuestión. El coeficiente de proyección del modo de la guía (un núcleo aislado y monomodo, según 3.3.1.3) para la longitud de onda de 1534 nm es 0.974, en donde se ha supuesto una distribución de campo de entrada correspondiente al modo de una fibra monomodo HI 1060 centrada y en contacto con la guía. Esta aproximación solo es válida para separaciones pequeñas entre la fibra y la guía, dado que cuanto mayor sea dicha separación más se notará la divergencia de la luz y será necesario tenerla en cuenta a la hora de estimar el perfil del campo de la excitación, $E(x, y)$.

3.3.2.1.3 Pérdidas por dispersión

En el interior de la guía, la potencia óptica se ve atenuada por la interacción de la luz con el medio por el que se propaga. Al focalizar pulsos de láser de femtosegundos sobre los vidrios en los que se escriben las guías integradas, la modificación que se consigue en el material puede suscitar inhomogeneidades [6]. Las pérdidas de propagación pasiva en las guías integradas se suelen atribuir fundamentalmente a la dispersión debido a las imperfecciones presentes en el núcleo de la guía o en la separación entre el núcleo y el sustrato [7]. Si los centros de dispersión son mucho más pequeños que la longitud de onda de la luz, la principal fuente de pérdidas es la dispersión Rayleigh. En estos casos, la intensidad de dispersión sigue una dependencia con la longitud de onda de la forma [8]

$$I_{\text{Rayleigh}} \propto \lambda^{-4}. \quad (3.11)$$

Las pérdidas por dispersión se pueden caracterizan mediante el parámetro α_γ de la ecuación

$$P(z) = P(0) \cdot e^{-2\alpha_\gamma z}, \quad (3.12)$$

en donde $P(0)$ es la potencia inicial ($z=0$) y el subíndice γ puede hacer referencia a la señal (s), a la fluorescencia (f) o al bombeo (b), siendo estos los términos que aparecen en las ecuaciones de la propagación de las potencias ópticas (2.65), (2.66) y (2.68). Esta relación se cumple en un medio lineal no activo. En un medio más complejo habrá una contribución a las pérdidas similar a (3.12) que deberá tenerse en cuenta junto con las demás. A partir del cociente $P(L)/P(0)$, es posible calcular este parámetro,

$$\alpha_\gamma = -\frac{1}{2L} \cdot \ln \left[\frac{P(L)}{P(0)} \right]. \quad (3.13)$$

Supuesto conocido el parámetro α_γ para una longitud de onda λ_0 , es posible estimar dicho parámetro en función de la longitud de onda, $\alpha_\gamma(\lambda)$, según la relación

$$\alpha_\gamma(\lambda) = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-4} \alpha_\gamma(\lambda_0). \quad (3.14)$$

El factor de transmisión debido a las pérdidas por dispersión se puede expresar en función de dicho parámetro, cuyos valores se determinaran más adelante, tal y como se muestra en la ecuación

$$\zeta_D(\lambda) = \exp(-2L\alpha_\gamma). \quad (3.15)$$

3.3.2.1.4 Pérdidas por absorción

En el interior de la guía, las potencias ópticas no solo se ven atenuadas por la dispersión, sino que también se produce absorción por la excitación de los iones activos. La absorción de bombeo a 976 nm se produce entre los niveles $^4I_{15/2}$ e $^4I_{11/2}$ del ion Er^{3+} y entre los niveles $^2I_{7/2}$ e $^2I_{5/2}$ del ion Yb^{3+} , que se muestran en la Figura 2.5. Cada uno de estos iones activos tiene asociada una sección eficaz de absorción: σ_{13} para el erbio y σ_{45} para el iterbio. La absorción en tercera ventana se produce entre los niveles $^4I_{15/2}$ e $^4I_{13/2}$ del ion Er^{3+} y, a diferencia de la absorción para el bombeo considerada monocromática, esta depende de la longitud de onda; siendo $\sigma_{12}(\lambda)$ la sección eficaz de absorción. La absorción también se ve influenciada por otros parámetros, como las secciones eficaces de emisión o los tiempos característicos de desexcitación entre los distintos niveles de energía. Los parámetros que influyen en la absorción en tercera ventana y en el bombeo se determinarán en los apartados 3.3.2.2 y 3.3.2.3 respectivamente. Para obtener una expresión de la transmisión total, que se verá en el siguiente apartado, denominamos ζ_A al factor de transmisión debido a este tipo de pérdidas.

3.3.2.1.5 Transmisión total

La transmisión total, ζ_T , se puede expresar en función de los factores de transmisión de los diferentes tipos de pérdidas según la ecuación

$$\zeta_T = \zeta_R^2 \cdot \zeta_N^2 \cdot \zeta_D \cdot \zeta_A \quad (3.16)$$

de forma que la potencia en el extremo de la fibra de salida en función de la potencia en el extremo de la fibra de entrada es

$$P_{fs} = \zeta_T \cdot P_{fe}. \quad (3.17)$$

Cualquiera de estos factores de transmisión se puede expresar también en dB, definiéndolo como

$$\zeta_X = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P}{P_0} \right)_X, \quad (3.18)$$

de forma que la transmisión total venga dada por

$$\zeta_T \text{ (dB)} = 2\zeta_R \text{ (dB)} + 2\zeta_N \text{ (dB)} + \zeta_D \text{ (dB)} + \zeta_A \text{ (dB)}. \quad (3.19)$$

3.3.2.2 Atenuación por absorción en tercera ventana

Con el objetivo de estimar la atenuación por absorción de las potencias en tercera ventana en el interior de la guía en función de la longitud de onda, se utiliza como fuente el SLD que emite con un espectro de longitudes de onda entre 1440 y 1640 nm. Denominamos atenuación total a la que se produce entre los extremos de las fibras de entrada y de salida, cuyo factor de transmisión viene dado por la ecuación (3.16). Por otro lado, denominamos atenuación interna a la que se produce en el interior de la guía, debido únicamente a las pérdidas por dispersión y por absorción. El factor de transmisión asociado a esta atenuación se define según la expresión

$$\zeta_i = P_{gs}/P_{ge} = \zeta_D \cdot \zeta_A, \quad (3.20)$$

Teniendo en cuenta las expresiones (3.16) y (3.20), los factores de transmisión asociados a la atenuación total y a la atenuación interna cumplen la relación

$$\zeta_i = \frac{1}{\zeta_R^2 \zeta_N^2} \zeta_T. \quad (3.21)$$

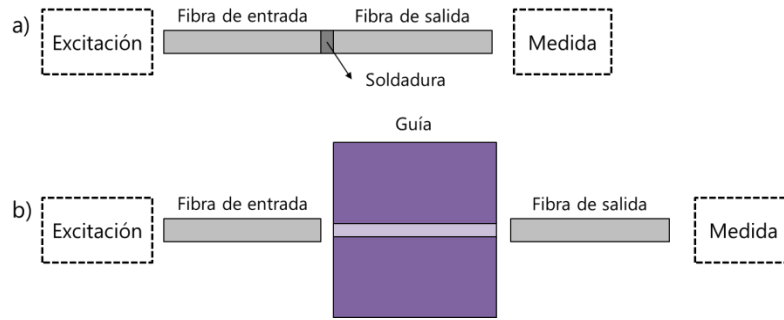


Figura 3.24 Diagrama de los montajes de medida de la atenuación de la potencia óptica: a) medida de la potencia de entrada, b) medida de la potencia de salida.

Para determinar la atenuación total se realizan dos tipos de medidas, cuyos diagramas se muestran en la Figura 3.24. Por un lado se mide la potencia en el extremo de la fibra de entrada, P_{fe} . Para ello se suelda el extremo de esta fibra con el de la salida, tal y como se indica en la Figura 3.24 a), se mide la potencia óptica a la salida y se le descuenta unas pérdidas de soldadura de 0.08 dB, estimadas por la soldadora. Por otro lado se mide la potencia en la fibra de salida, P_{fs} , una vez se ha propagado a lo largo de la guía, tal y como se muestra en la Figura 3.24 b). Pese a que sobre la potencia óptica obtenida mediante estas medidas están actuando más fuentes de pérdidas que las enumeradas (como las de los multiplexadores o las de los conectores de fibras), el cociente entre ambas potencias es igual al factor de transmisión de la expresión (3.16), dado que el resto de pérdidas es igual para ambos esquemas y, por lo tanto, no influye en el cociente entre potencias.

En la Figura 3.25 se representa el factor de transmisión asociado a la atenuación total (naranja) y a la atenuación interna (azul) en función de la longitud de onda. El factor de transmisión de la atenuación total se ha estimado mediante el cociente entre las potencias de entrada y de salida, medido según el diagrama de la Figura 3.24. El factor de transmisión de la atenuación interna se ha calculado a partir del factor de transmisión de la atenuación y de las pérdidas por reflexión y acoplamiento mediante la ecuación (3.21).

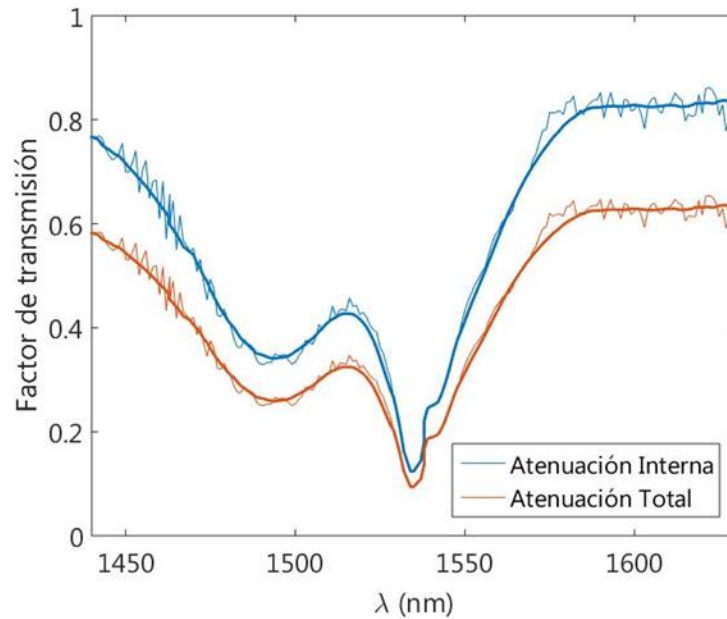


Figura 3.25 Factor de transmisión asociado a la atenuación total (naranja) y a la atenuación interna (azul) de la potencia óptica en tercera ventana. En cada curva se superponen los datos suavizados (curva de mayor grosor) con los datos medidos (curva de menor grosor), para eliminar el rizado de los extremos que puede estar causado por interferencias entre múltiples reflexiones.

En ausencia de absorción, la atenuación interna será debida exclusivamente a las pérdidas por dispersión. Por lo tanto, con el objetivo de estimar dichas pérdidas, es necesario seleccionar una longitud de onda fuera de los espectros de absorción y emisión de los iones activos. Teniendo en cuenta el perfil de absorción de los iones de erbio que se encuentra en la literatura [4], se ha decidido utilizar las longitudes de onda mayores de 1600 nm. No obstante, tal y como se puede ver en la Figura 3.25, en este rango de medidas se observa un rizado que hay que tener en cuenta al considerar el error en la estimación de estas pérdidas. Para eliminar el rizado se han suavizado los datos mediante la función “smooth” de Matlab. Las curvas de menor grosor se corresponden con los datos medidos directamente y las de mayor grosor con los datos suavizados. Tras el suavizado, es posible estimar el factor de transmisión de las pérdidas por dispersión, siendo del 82% en la potencia óptica correspondiente a la longitud de onda de 1610 nm. A partir de la ecuación (3.13), se obtiene un valor de $\alpha_s = 12 \text{ m}^{-1}$.

Las pérdidas por dispersión se han estimado para las guías individuales escritas mediante diferentes energías de pulso. La Tabla 3.5 muestra la atenuación por dispersión, en una guía de un núcleo aislado y para las diferentes energías de pulso. Para ello se ha medido la dispersión en cada uno de los dos núcleos, considerados aislados, de la guía doble con 35 μm de separación. El valor de la tabla muestra el promedio entre ambos núcleos. Las guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ presentan las mínimas pérdidas por dispersión, razón por la que se ha elegido centrar el estudio sobre dicho grupo. De aquí en adelante se trabaja solo con las guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ.

Tabla 3.5 Pérdidas por dispersión para 1610 nm en función de la energía de pulso de escritura.

E_p (nJ)	ζ_D (dB)
440	-1.8
480	-1.4
524	-0.9
560	-2.1

Una vez conocidas las pérdidas por reflexión, por acoplamiento y por dispersión en la propagación, queda asignar la atenuación restante a la absorción de fotones por parte de los iones activos. A partir de la atenuación por absorción es posible obtener las secciones eficaces de absorción en función de la longitud de onda. Según la ecuación 2.66, en ausencia de potencia de bombeo, para baja señal y descontando las pérdidas por dispersión, para la potencia de señal se cumple que

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = -N_{1,s}(z)\sigma_{12}(\lambda_s)P_s(z). \quad (3.22)$$

En estas condiciones, puede considerarse como buena aproximación que todos los iones activos se encuentran en el nivel fundamental de energía, lo que permite calcular $N_{1,s}$ según la expresión

$$N_{1,s} = \iint_A c_{Er}(x, y) \varphi_s(x, y) dx dy. \quad (3.23)$$

A partir de la ecuación (3.22) se obtiene que la potencia al final de la guía viene dada por la expresión

$$P_s(L) = P_s(0) \exp[-N_{1,s} \sigma_{12}(\lambda)L], \quad (3.24)$$

de donde se despeja la sección eficaz de absorción en función de la longitud de onda

$$\sigma_{12}(\lambda) = \frac{-\ln[\zeta_A(\lambda)]}{N_{1,s}L}, \quad (3.25)$$

en función de los parámetros conocidos $N_{1,s}$, L y $\zeta_A(\lambda)$. El espectro de secciones eficaces de absorción de los iones de erbio en las guías de estudio se puede ver en la Figura 3.26.

Pese a que las pérdidas por dispersión en función de la longitud de onda deben seguir la relación de la ecuación (3.14), se ha considerado que no era necesario tener en cuenta la dependencia con la longitud de onda en el rango de tercera ventana debido a que el error en la estimación de dicho valor causado por el rizado de la Figura 3.25 es del mismo orden de magnitud que la variación y, además, se trata de una primera estimación de los parámetros que posteriormente se reajustarán, haciendo innecesaria una mayor precisión. Otros parámetros que influyen en la absorción en tercera ventana cuando no nos encontramos en situación de baja señal y ausencia de bombeo, como la sección eficaz de emisión o los coeficientes de los procesos de transferencia cooperativa de energía, se determinarán en el apartado 3.3.3 una vez se hayan obtenido los parámetros que influyen en la atenuación por absorción de la potencia de bombeo en el siguiente apartado.

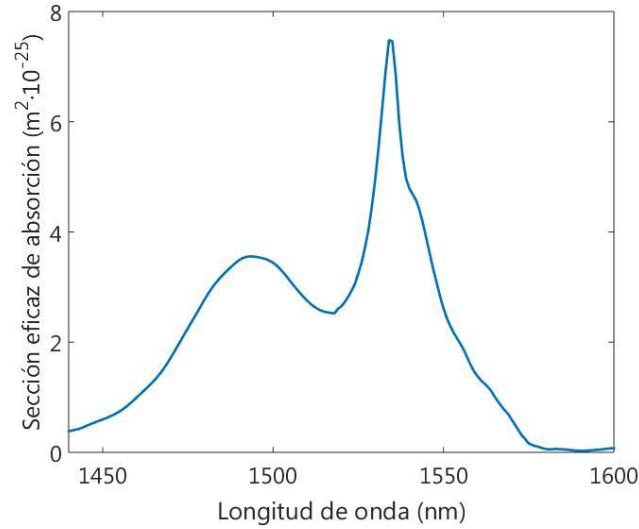


Figura 3.26 Sección eficaz de absorción para la transición ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, de los iones de erbio en el vidrio de la muestra, en función de la longitud de onda.

3.3.2.3 Atenuación por absorción de la potencia de bombeo

Como se ha visto en 0, la absorción del bombeo a 976 nm se produce entre los niveles ${}^4I_{15/2}$ e ${}^4I_{11/2}$ del ion Er^{3+} y entre los niveles ${}^2I_{7/2}$ e ${}^2I_{5/2}$ del ion Yb^{3+} , y tiene asociada unas secciones eficaces de absorción σ_{13} y σ_{45} , respectivamente. Para simplificar el modelo se han asumido una serie de aproximaciones. Teniendo en cuenta que σ_{45} es un orden de magnitud mayor que σ_{13} [9], la primera de estas aproximaciones consiste en considerar una sección eficaz efectiva, σ_{45} , que engloba a estas dos secciones eficaces de absorción.

Para determinar la sección eficaz de absorción efectiva, σ_{45} , es conveniente que la potencia de bombeo de entrada sea suficientemente baja como para que la población de los niveles excitados sea despreciable. En estas condiciones, su obtención es relativamente directa, puesto que al ser despreciables la emisión y los efectos de transferencia cooperativa de energía, se puede ajustar la absorción únicamente mediante la mencionada sección eficaz. En un primer intento, se situó un atenuador entre el láser de bombeo y la guía para obtener potencias de bombeo de entrada del orden de los microwatios. No obstante, con esta configuración no era posible detectar el bombeo residual con los detectores de potencia de los que se dispone en el laboratorio y, además, complicaba el alineamiento de las guías por no observar fluorescencia en el verde debido a las bajas potencias. Por ello, las medidas se realizaron sin atenuador y para potencias de bombeo de entrada superiores. En esta situación, es conveniente incluir otros parámetros en la modelización para obtener un mejor ajuste.

La absorción de bombeo está influenciada por parámetros como A_{54} o la sección eficaz de emisión σ_{54} , ambos desconocidos. Como segunda aproximación se asume una relación entre la sección eficaz de absorción y la de emisión del ion Yb^{3+} [10], de tal manera que el parámetro σ_{54} , queda ligado al σ_{45} . La última aproximación consiste en no considerar, por ahora, ni los procesos de transferencia cooperativa de energía ni la ASE. De esta forma se pretenden estimar tentativamente los valores de la sección eficaz de absorción efectiva σ_{45} y de A_{54} . Posteriormente, se realizará un segundo ajuste del modelo mediante medidas de ganancia en el que se permitirán pequeñas correcciones sobre dichos parámetros y se

incluirán los restantes. Para estimar dichos valores se mide la atenuación total de la potencia de bombeo, en ausencia de potencia de señal, para diferentes potencias de bombeo de entrada. En la Figura 3.27 se representa la atenuación de la potencia óptica de bombeo en función de la potencia de bombeo de entrada P_B definida en la Figura 3.10 (a).

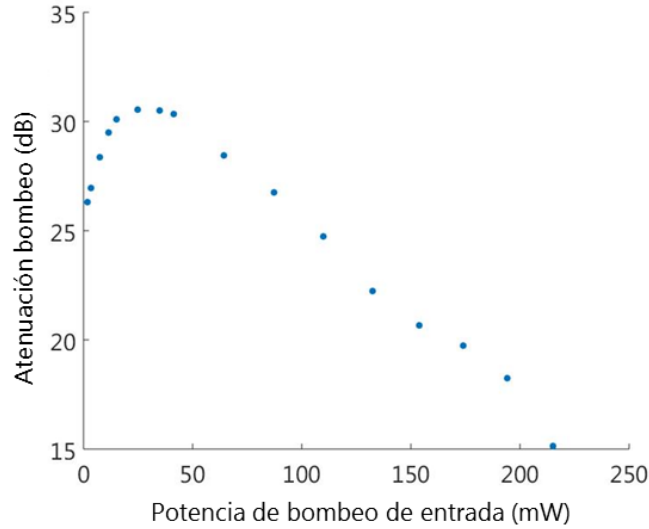


Figura 3.27 Atenuación de la potencia de bombeo en función del bombeo de entrada P_B definido en la Figura 3.10 (a).

Para valores de potencia de bombeo de entrada superiores a 40 mW el comportamiento es el esperado: a mayor potencia de bombeo de entrada, la población del nivel fundamental disminuye y, por lo tanto, se produce una menor absorción. Sin embargo, cuando los valores de potencia inicial son inferiores a 40 mW, las medidas no siguen el comportamiento esperado, sino que disminuyen a medida que disminuye la potencia de bombeo de entrada.

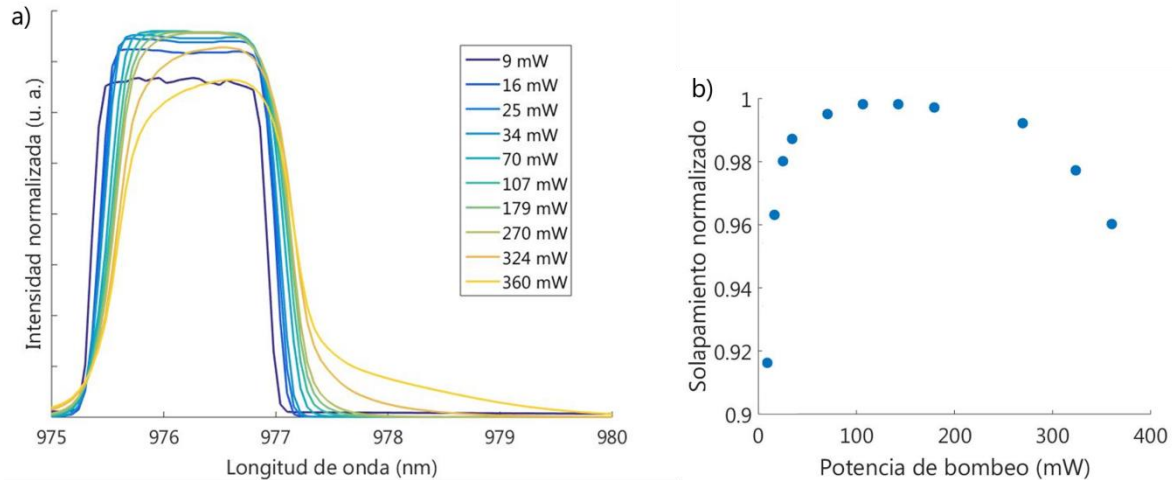


Figura 3.28 a) Espectro de emisión normalizado al área del láser de bombeo para diferentes potencias de emisión. b) Solapamiento normalizado del espectro de emisión del láser de bombeo con la distribución de secciones eficaces de absorción del ion Yb^{3+} [4] de la Figura 1.12.

Para intentar identificar el origen de esta discrepancia se ha medido el espectro de emisión del láser de bombeo, Figura 3.28 (a), observando variaciones en él en función de la potencia emitida. Para valores bajos de la potencia emitida el espectro es más ancho, mientras que para valores de potencia emitida altos se desplaza hacia valores de longitudes de onda mayores de 977 nm. Estos cambios hacen que su solapamiento con el espectro de la sección eficaz de absorción del ion Yb^{3+} [4], Figura 1.12, pueda variar en función de la potencia de bombeo de entrada, provocando a su vez cambios en la sección eficaz efectiva y, por tanto, en la absorción. El solapamiento en función de la potencia de bombeo de entrada se muestra en la Figura 3.28 (b).

La variación del solapamiento entre el espectro de emisión del láser de bombeo y la distribución de secciones eficaces de absorción del ion de iterbio permite explicar cualitativamente el comportamiento observado en las medidas de la Figura 3.27. El espectro de la sección eficaz de absorción del ion Yb^{3+} del que se dispone no se corresponde exactamente con el de la guía de las medidas, ni tiene la resolución necesaria como para realizar un análisis cuantitativo con el que reproducir la Figura 3.27. No obstante, la variación cualitativa del solapamiento y su relación con la sección eficaz de absorción sirve para justificar las discrepancias observadas. Las medidas para las potencias de bombeo de entrada inferiores a 40 mW no se han considerado para el ajuste porque no son de interés para los ajustes de ganancia posteriores, porque no es posible reproducir numéricamente su comportamiento por la limitación en los datos de la sección eficaz de absorción del iterbio y porque se busca un ajuste global en el que la sección eficaz σ_{45} no dependa de la potencia óptica emitida por el láser de bombeo.

Una vez seleccionado el rango de valores de atenuación del bombeo que se busca ajustar, es necesario determinar la contribución de las pérdidas por reflexión, acoplamiento y dispersión para estimar la contribución de la absorción a la atenuación total. Las pérdidas por reflexión y por acoplamiento modal se obtienen de la misma forma que para la señal ($\zeta_{\text{Rb}}=0.93$ y $\zeta_{\text{Nb}}=0.956$). En el caso de la dispersión, se utiliza la relación (3.14) y el valor de las pérdidas por dispersión en tercera ventana obtenidas en 3.3.2.2, obteniendo un parámetro α_b de 89 m^{-1} , que se emplea como valor inicial dentro del proceso de ajuste. Una vez estimadas las pérdidas por absorción se determinan los valores de σ_{54} y A_{54} que mejor ajustan los datos experimentales. En la Figura 3.29 se muestra la comparación entre medidas y simulación, y en la Tabla 3.6 los valores del mejor ajuste. El valor obtenido para α_b difiere un 12 % respecto al estimado según la ecuación (3.14)(3.15).

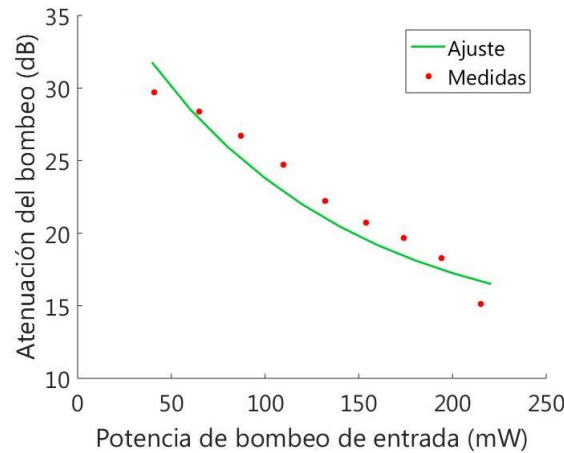


Figura 3.29 Comparación entre medidas y ajuste de la atenuación de la potencia de bombeo en función de la potencia de entrada de bombeo P_B .

Tabla 3.6 Parámetros de ajuste de la atenuación de la potencia de bombeo en función de la potencia de bombeo de entrada según se muestra en la Figura 3.29.

$\sigma_{45}(\text{m}^2)$	$A_{54}(\text{s}^{-1})$	$\alpha_b(\text{m}^{-1})$
$1.35 \cdot 10^{-24}$	$3.33 \cdot 10^{-3}$	100

El valor obtenido para la sección eficaz de absorción σ_{45} es muy similar al que se encuentra en otras referencias ($1.2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ en [4], $1.28 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ en [11]). El valor de A_{54} también se encuentra dentro del rango de valores presentes en la literatura ($0.9 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ en [9], $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ en [10]). Una vez estimados por separado los parámetros que influyen en la absorción de la potencia en tercera ventana y de la potencia de bombeo, se procede a ajustar los parámetros restantes del modelo mediante medidas de ganancia relativa.

3.3.3 Ajuste paramétrico de la ganancia relativa

Para obtener las secciones eficaces de emisión en tercera ventana y los coeficientes de transferencia cooperativa de energía, se han realizado una serie de medidas de ganancia y se ha buscado el mejor ajuste con los resultados obtenidos con el modelo del apartado 2.3. Las secciones eficaces de emisión, $\sigma_{21}(\lambda)$, se relacionan con las secciones eficaces de absorción, $\sigma_{12}(\lambda)$, mediante la ecuación de McCumber [12]:

$$\sigma_{21}(\lambda) = \sigma_{12}(\lambda) \cdot \exp\left[\frac{\varepsilon_T - hc/\lambda}{k_B T}\right] \quad (3.26)$$

en donde T es la temperatura, k_B la constante de Boltzmann, h la constante de Planck y $\varepsilon_T = hc/\lambda_T$, siendo λ_T la longitud de onda para la cual se igualan las secciones eficaces de emisión y de absorción, $\sigma_{21}(\lambda_T) = \sigma_{12}(\lambda_T)$. El único parámetro libre en (3.26) es la energía ε_T (o la longitud de onda λ_T teniendo en cuenta la definición de ε_T), por lo que es posible emplearlo también como parámetro de ajuste de las medidas de ganancia relativa. La Figura 3.30 muestra las distribuciones de sección eficaz de emisión para varios valores de dicho parámetro. Las curvas se identifican por su correspondiente λ_T .

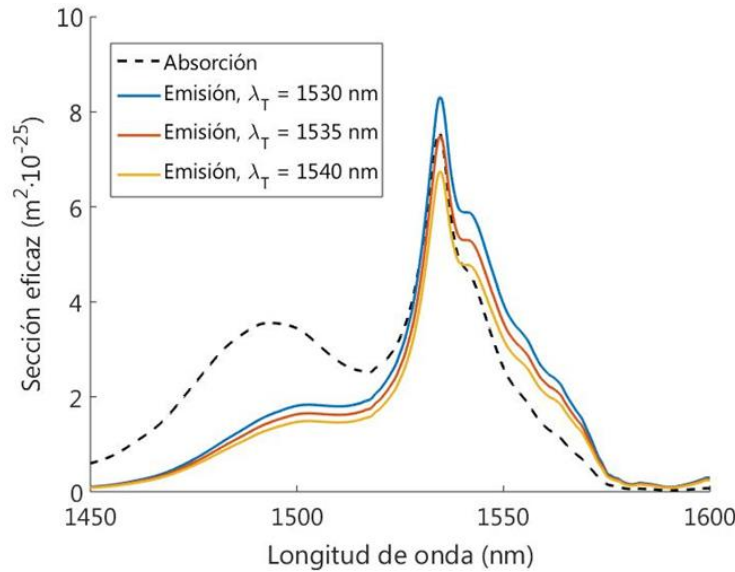


Figura 3.30 Secciones eficaces de absorción del ion erbio, obtenidas en el apartado 3.3.2.2, y de emisión, obtenidas a partir de ellas mediante la ecuación de McCumber para diferentes λ_T .

De esta forma, los parámetros a determinar mediante el ajuste de la ganancia relativa, además de λ_T , son: el coeficiente de upconversion, C_{up} , asociado a la transferencia de energía entre iones de Er^{3+} ; y los dos coeficientes de transferencia de energía entre pares de iones Er^{3+} e Yb^{3+} , entre los que se encuentran el coeficiente C_{tr} , de transferencia de energía no radiativa del ion Yb^{3+} al Er^{3+} , y el C_{inv} , de transferencia de energía inversa.

Definimos la ganancia relativa según la expresión

$$g_r(P_b) \text{ (dB)} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{fs}(P_b)}{P_{fs}(0)} \right). \quad (3.27)$$

siendo P_{fs} la potencia óptica de la señal (Figura 3.23) en función de la potencia de bombeo (P_b).

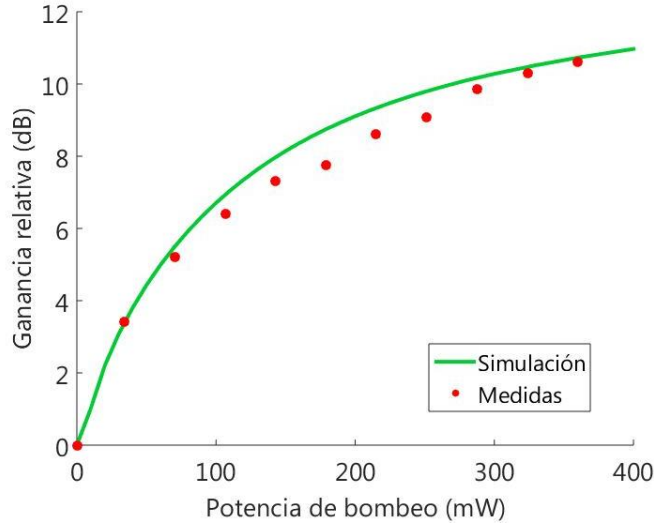


Figura 3.31 Medidas y ajuste de la ganancia relativa para la longitud de onda de 1534 nm en función de la potencia de bombeo de entrada, para 100 μ W de potencia de señal de entrada.

En la Figura 3.31 se muestran las medidas de ganancia relativa, junto con su posterior ajuste, en función de la potencia de bombeo de entrada para una guía individual escrita con una energía de pulso de 524 nJ. Los valores de los parámetros de ajuste se pueden consultar en la Tabla 3.7.

Tabla 3.7 Valores de los parámetros de ajuste determinados mediante medidas de ganancia relativa.

λ_T (nm)	C_{up} (m^3/s)	C_{tr} (m^3/s)	C_{inv} (m^3/s)
1534	$5.5 \cdot 10^{-24}$	$5.0 \cdot 10^{-24}$	$1.5 \cdot 10^{-23}$

El valor de C_{up} es parecido al obtenido para un vidrio de composición similar en [13] ($4.8 \cdot 10^{-24} m^3/s$) mediante el formalismo microscópico estadístico, en el cual el coeficiente de upconversion depende de la potencia de bombeo local y de la concentración de dopante [14]. Además, los valores restantes con el mejor ajuste también se encuentran cercanos a otros valores presentes en la literatura, teniendo en cuenta la precisión inherente en la determinación de estos parámetros (C_{tr} de $1.66 \cdot 10^{-23} m^3/s$ en [15] o $1.8 \cdot 10^{-23}$ en [16], C_{inv} de $1.16 \cdot 10^{-23} m^3/s$ en [15], λ_T de 1535 nm en [16]).

Para obtener el mejor ajuste de las medidas de ganancia relativa en función de la potencia de bombeo de entrada ha sido necesario modificar algunos de los parámetros estimados en las secciones anteriores.

En la Tabla 3.8 se han recopilado los parámetros cuya estimación preliminar ha sido modificada en el ajuste de la ganancia relativa, junto con su variación con respecto a su primera estimación.

Tabla 3.8 Valores de los parámetros determinados mediante el mejor ajuste de la evolución de la ganancia relativa en función de la potencia de bombeo de entrada y su variación (%) con respecto a su estimación anterior.

Parámetro	Nuevo valor	Variación
α_s	15 m^{-1}	3% (3.3.2.2) y 11% (3.3.2.3)
α_b	90 m^{-1}	3% (3.3.2.2) y 11% (3.3.2.3)
$\sigma_{12} (1534 \text{ nm})$	$9.73 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	23% (Figura 3.26)
σ_{45}	$1.25 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$	4% (Tabla 3.6)

Uno de los parámetros modificados es el de las pérdidas asociadas a la dispersión Rayleigh en la propagación. Esta variación puede deberse al error introducido por el rizado en las medidas de la Figura 3.25, ya comentado en el apartado 3.3.2.2. Como las secciones eficaces de absorción, $\sigma_{12}(\lambda)$ y σ_{45} , se han estimado partiendo de unos valores preliminares de atenuación por dispersión, estas también se han visto modificadas en el ajuste de la ganancia relativa. Por su parte, las secciones eficaces de emisión $\sigma_{21}(\lambda)$ también varían puesto que se determinan a partir de las secciones eficaces de absorción $\sigma_{12}(\lambda)$ mediante la ecuación de McCumber (3.26).

3.3.4 Validación de los parámetros obtenidos

Con el objetivo de comprobar si con los nuevos valores el modelo es capaz de predecir adecuadamente el comportamiento del sistema, se plantean otra serie de medidas adicionales, se simula su respuesta sin cambiar ninguno de los valores de los parámetros obtenidos en el ajuste y se comparan los resultados experimentales y numéricos. Para ello, se realizan medidas de la ganancia relativa en configuración de bombeo bidireccional, de tal forma que las condiciones respecto a las del ajuste se ven modificadas.

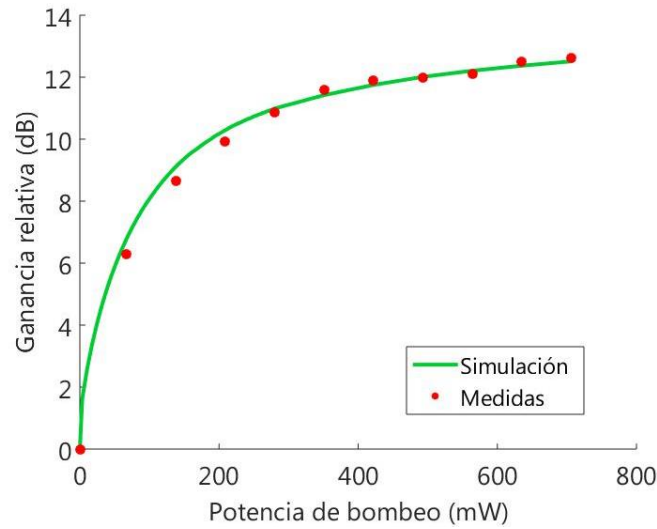


Figura 3.32 Ganancia relativa de la señal ($\lambda=1534 \text{ nm}$), experimental y numérica, en función de la potencia de bombeo de entrada suministrada por ambos láseres en configuración de bombeo bidireccional, para una potencia de señal de entrada de $100 \mu\text{W}$.

La Figura 3.32 muestra las medidas de la ganancia relativa en función de la potencia de bombeo de entrada suministrada por ambos láseres, suponiendo la misma intensidad de alimentación en ambos. Se observa cómo la ganancia relativa simulada reproduce muy bien la de las medidas, indicando un buen ajuste de los parámetros del modelo.

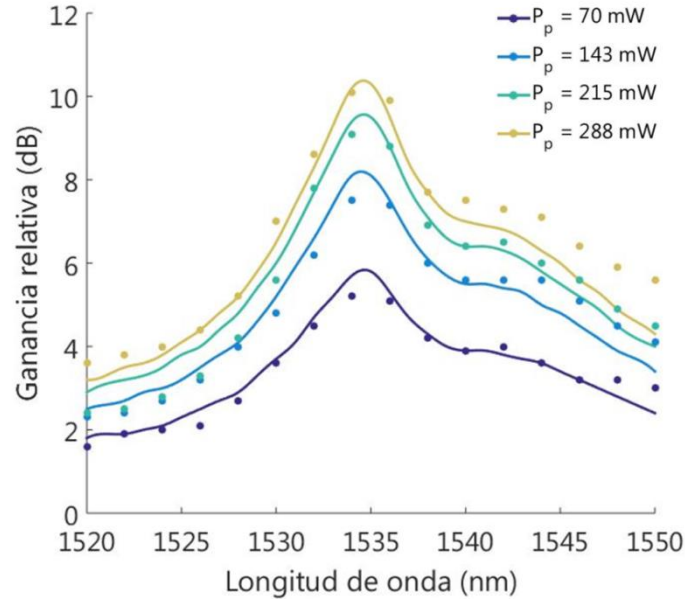


Figura 3.33 Comparación entre los valores experimentales (o) y numéricos (-) de la ganancia relativa espectral de la guía individual para cuatro valores diferentes de potencia de bombeo de entrada en configuración unidireccional. Potencia de $100 \mu\text{W}$ para la señal de entrada ($\lambda=1534 \text{ nm}$).

Los ajustes previos se han basado en medidas de ganancia relativa para una longitud de onda de la señal (1534 nm). La comprobación del modelo en el caso del bombeo bidireccional ha mostrado un buen ajuste entre medidas y simulación, pero es posible poner a prueba el modelo con una comprobación más exigente: la de reproducir medidas de ganancia relativa para otras longitudes de onda. La Figura 3.33 muestra la ganancia relativa en función de la longitud de onda para cuatro valores distintos de potencia de bombeo de entrada en configuración unidireccional. Pese a que para algunas potencias de bombeo de entrada los extremos del espectro se apartan del valor experimental, en general se ajustan razonablemente bien a las medidas realizadas.

Los parámetros obtenidos permiten predecir el comportamiento de la guía en diferentes condiciones de trabajo y con precisión aceptable, por lo que la caracterización realizada se considera válida, por lo menos, para la guía individual. En los próximos apartados se analizará su validez para las guías de dos núcleos acoplados.

3.4 Guías de dos núcleos acoplados

El objetivo de este apartado es doble: por un lado se busca estudiar experimentalmente el comportamiento de la propagación de las potencias ópticas en el interior de las guías activas de dos núcleos acoplados, de cara al posible uso de estas estructuras como amplificadores ópticos. Por otro lado, se busca comprobar la validez del modelo teórico y de la caracterización a la hora de simular la propagación en estas estructuras.

3.4.1 Estudio de la propagación

Cuando dos núcleos se encuentran suficientemente próximos entre sí, la potencia óptica puede transferirse total o parcialmente de uno a otro. La transferencia de potencia depende del diámetro de los núcleos, de su separación y de la variación de índice de refracción. En este apartado se estudia el acoplamiento entre núcleos en función de su separación mediante medidas de potencias óptica en tercera ventana a la salida de la guía y en ausencia de bombeo. Se trabaja con las guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ debido a su menor atenuación (ver 3.3.2.2). El desarrollo matemático de la propagación de campo eléctrico a lo largo de las guías de dos núcleos se ha expuesto previamente en el apartado 2.2.

3.4.1.1 Excitación de supermodos

La distribución transversal de campo eléctrico de los dos supermodos de una guía de dos núcleos monomodo viene dada por la expresión (2.30). Como ejemplo, en la Figura 3.34 se muestra la distribución transversal de intensidad de los supermodos simétrico (a) y antisimétrico (b) para el caso de una guía de 6 μm de separación entre núcleos.

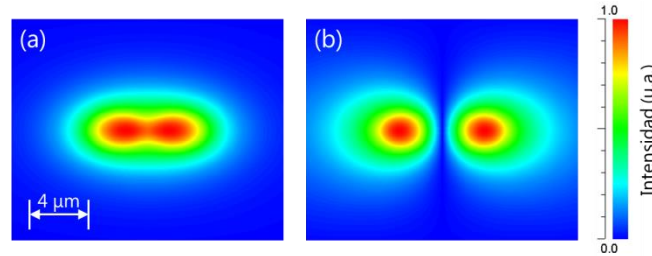


Figura 3.34 Distribución transversal de intensidad normalizada de los supermodos (a) simétrico y (b) antisimétrico de una guía doble con las características descritas en 3.3 y de 6 μm de separación entre núcleos.

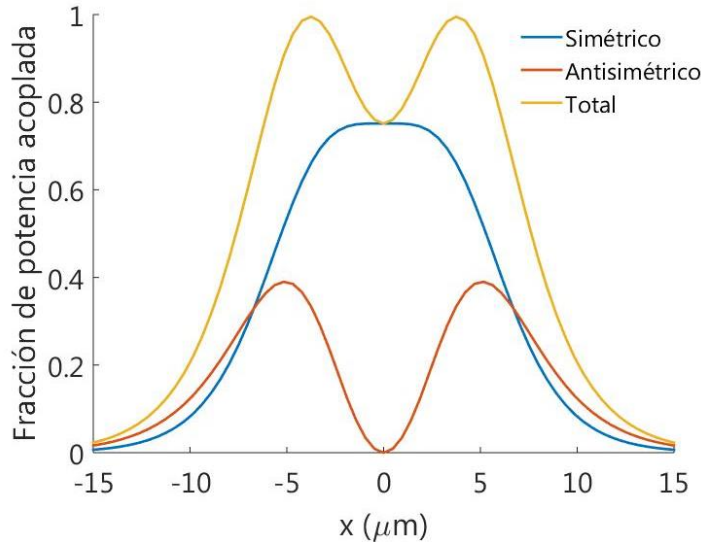


Figura 3.35 Fracción de potencia acoplada en los supermodos simétrico y antisimétrico de la guía de dos núcleos, así como de la potencia total acoplada, en función de la posición de la guía de excitación. Se suponen unas guías con los parámetros determinados en el apartado 3.3 y una separación entre núcleos de 10 μm . Como origen de la coordenada transversal se toma el punto medio entre los núcleos.

La fracción de potencia proyectada sobre cada uno de los supermodos depende de la posición de la excitación. La Figura 3.35 muestra la fracción de potencia acoplada a cada modo en función de la posición transversal de dicha excitación, suponiéndola en el eje que une los centros de los núcleos de la guía doble. En el caso de ejemplo, y por sencillez, el núcleo de excitación es idéntico a los de la guía doble y se omite el cambio de medio entre ambas guías.

Cuando la excitación se encuentra centrada entre ambos núcleos, se excita únicamente el supermodo simétrico. Esta excitación resulta útil para validar el modelo en una situación de propagación monomodo. Además, se trata de la excitación deseada para aplicaciones de estructuras LMA, en las que se busca excitar un único modo extenso. A medida que la excitación se separa del centro de la guía de dos núcleos, la potencia acoplada al supermodo antisimétrico aumenta hasta alcanzar un máximo en la posición en la que la excitación se encuentra alineada con uno de los dos núcleos. En estas posiciones se dan los máximos de transferencia de potencia total. Esta excitación resulta útil para validar el modelo en una situación en la que se propagan los dos modos de la guía con potencias del mismo orden de magnitud. Además, tanto la posición de excitación simétrica como la centrada en un núcleo resultan más fáciles de alinear experimentalmente que otras posiciones intermedias. En la Figura 3.36 se puede observar un esquema para los dos tipos de excitación con los que, por los motivos enumerados, se va a trabajar a lo largo del apartado 3.4: (a) excitación simétrica, si la fibra de excitación se encuentra equidistante entre los centros de los núcleos y (b) centrada en un núcleo, si se encuentra alineada con uno de ellos.

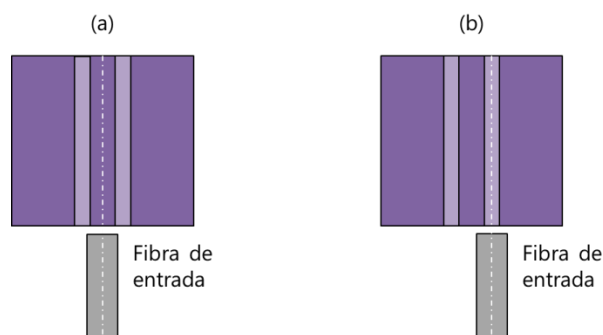


Figura 3.36 Esquemas de la excitación simétrica (a) y centrada en un núcleo (b) en una guía de dos núcleos excitada mediante una fibra óptica.

La Figura 3.37 (a) muestra la distribución transversal de intensidad a la salida de una guía de dos núcleos separados $5\ \mu\text{m}$ entre sí en el caso de excitación simétrica. Como es de esperar en este caso según la Figura 3.35, la distribución transversal de intensidad es similar a la del modo simétrico, tal y como se puede comprobar al compararla con la de la Figura 3.34 (a). Según la Figura 3.35, no hay ninguna posición en la que se pueda excitar únicamente el supermodo antisimétrico, como sí que sucede con el simétrico. No obstante, a medida que la posición de excitación se aleja del centro, aumenta la fracción de potencia acoplada al supermodo antisimétrico con respecto a la acoplada al simétrico. La Figura 3.37 (b) muestra la distribución transversal de intensidad registrada a la salida de la misma guía cuando la excitación se encuentra aproximadamente a $20\ \mu\text{m}$ del centro. Como se puede ver al compararla con la de la Figura 3.34 (b), se aprecia una distribución de intensidad parecida a la del supermodo antisimétrico, aunque con presencia también del simétrico en menor medida.

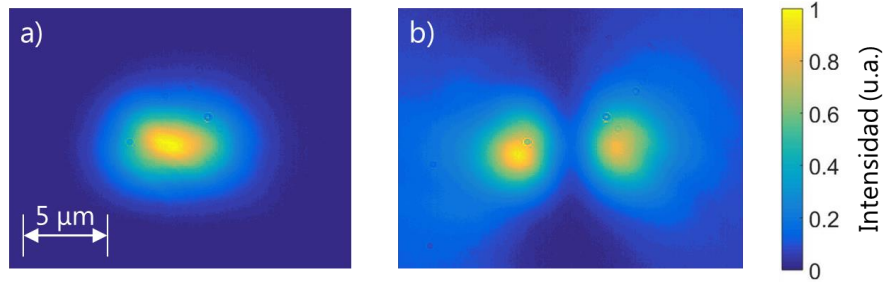


Figura 3.37 Distribución transversal de intensidad para dos excitaciones diferentes en las que se observa mayor presencia del modo simétrico (a) o antisimétrico (b), registrada a la salida de una guía de dos núcleos con separación nominal entre núcleos de 5 μm , para $\lambda=1534$ nm.

Tal y como se puede ver en la Figura 3.37 (a), la distribución de intensidad del supermodo simétrico, para núcleos muy próximos entre sí, presenta un máximo entre los dos núcleos. Este tipo de comportamiento es el que se busca en las estructuras de LMA mencionadas en la introducción. Sin embargo, en la Figura 3.38 se puede apreciar cómo a medida que la separación entre núcleos aumenta, la intensidad pasa a presentar el máximo de intensidad en el centro de cada núcleo.

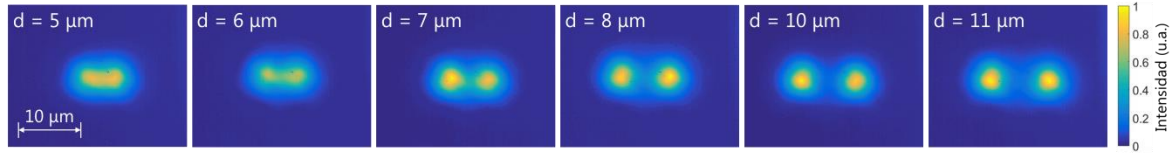


Figura 3.38 Distribución transversal de intensidad normalizada a la salida de las guías de dos núcleos con diferentes separaciones entre núcleos, excitando la guía de forma simétrica para la longitud de onda de 1534 nm y para el grupo de guías escritas con una energía de pulso de 520 nJ.

3.4.1.2 Acoplamiento y transferencia de potencia

En una guía de dos núcleos acoplados en la que la excitación está centrada en uno de ellos, se puede producir una transferencia parcial o total de potencia óptica entre ambos núcleos a lo largo de la propagación de la potencia óptica en la guía tal y como se ha visto en el apartado 2.2.2.1. Cuando los núcleos son idénticos, la transferencia de potencia es máxima, como se muestra en la Figura 2.4 (a). El periodo espacial de oscilación depende del acoplamiento entre los núcleos y de la longitud de onda. A su vez, la distribución de intensidad a la salida de la guía depende de la relación entre su longitud y dicho periodo espacial. En la Figura 3.39 se puede observar la distribución de intensidad a la salida de varias guías de dos núcleos según la separación entre estos, pertenecientes al grupo de guías fabricadas con energía de pulso de 520 nJ caracterizadas en 3.3.

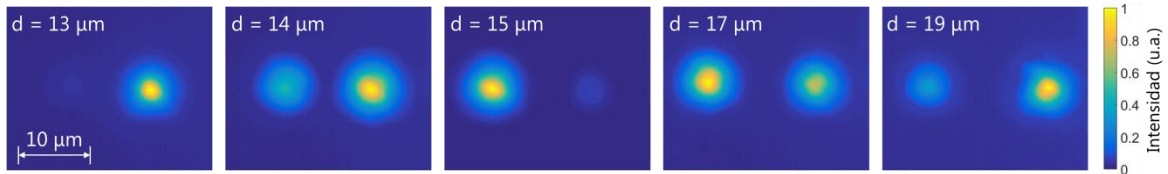


Figura 3.39 Distribución transversal de intensidad normalizada a la salida de la guía en función de la separación entre núcleos para el grupo de guías escritas con una energía de pulso de 520 nJ. La potencia inicial se inyecta en el núcleo de la derecha. Las medidas están realizadas con una longitud de onda de 1534 nm y la longitud de la guía es de 9.35 mm.

En los cinco casos, correspondientes a cinco separaciones entre núcleos diferentes, la longitud de la guía y las condiciones iniciales son iguales (potencia óptica inyectada inicialmente en el núcleo derecho). El acoplamiento es diferente en cada uno de los casos debido a la variación en la separación entre núcleos. Esto repercute en el periodo espacial de oscilación, ocasionando una variación en la distribución de intensidad a la salida.

Introducimos el parámetro ρ , fracción de potencia en el núcleo excitado, según la expresión

$$\rho = \frac{P_1}{P_1 + P_2}, \quad (3.28)$$

en donde P_1 y P_2 son las potencias ópticas a la salida de la guía en el núcleo excitado y en el otro respectivamente. Si la potencia óptica se mantiene en el núcleo excitado a lo largo de la propagación, sin que se dé apenas transferencia de potencia al segundo núcleo, el valor de ρ estará próximo a la unidad. A medida que el acoplamiento entre núcleos aumente, por ejemplo por disminuir la separación entre estos, el parámetro ρ oscilará entre valores mínimos (ceranos al 0 en caso de que la transferencia de potencia sea total) y máximos cercanos a la unidad. En esta evolución del parámetro ρ según se aumenta el acoplamiento entre núcleos, su primer mínimo se corresponderá con la situación en la que la potencia óptica se ha transferido (parcial o totalmente) del núcleo excitado al segundo núcleo. Si se sigue aumentando el acoplamiento entre núcleos se llegará a un máximo, que indicará una transferencia de potencia de ida y vuelta. De esta manera, según la evolución de los máximos y los mínimos del parámetro ρ en función de la separación entre núcleos, es posible estimar cómo se propaga la potencia óptica por el interior de cada guía.

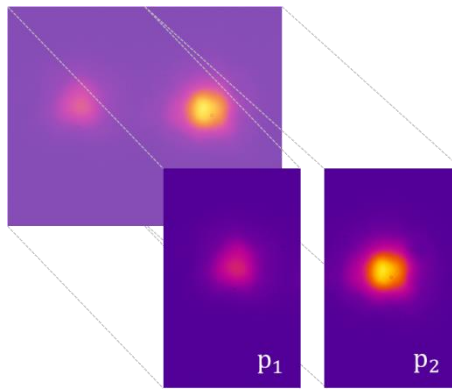


Figura 3.40 Esquema del cálculo del parámetro ρ mediante una imagen de la distribución transversal de intensidad a la salida de una guía de dos núcleos.

El parámetro ρ se puede obtener experimentalmente a partir de las imágenes registradas según el montaje de la Figura 3.5. Para ello se divide la imagen en dos mitades, derecha e izquierda, tal y como se muestra en la Figura 3.40. En cada mitad, la integral de la distribución registrada es proporcional a la potencia en su correspondiente núcleo. La cámara registra una señal de fondo que debe ser descartada. Este parámetro también se puede estimar numéricamente haciendo uso de la herramienta BeamProp del software RSoft CAD. Se simula la propagación de la luz en una guía de dos núcleos y se determina ρ a partir la distribución transversal de intensidad a la salida de la guía, de forma similar al caso experimental. Para realizar dicha simulación es necesario detallar parámetros como el diámetro del núcleo, la variación del índice de refracción y la separación entre núcleos en la guía.

La Figura 3.41 (a) muestra el parámetro ρ para las guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ y para una longitud de onda de 1534 nm, junto con los resultados numéricos según los valores estimados en la sección 3.3.1.3: un diámetro del núcleo de 6 μm y una diferencia de índice de refracción de $7 \cdot 10^{-3}$. En las medidas se observa que para separaciones entre núcleos superiores a 27 μm no hay transferencia apreciable de potencia y esta se mantiene confinada en el núcleo excitado. En el caso de las separaciones inferiores a 10 μm , las distribuciones de potencia obtenidas no presentan dos zonas claramente separadas por lo que no se consideran para este apartado.

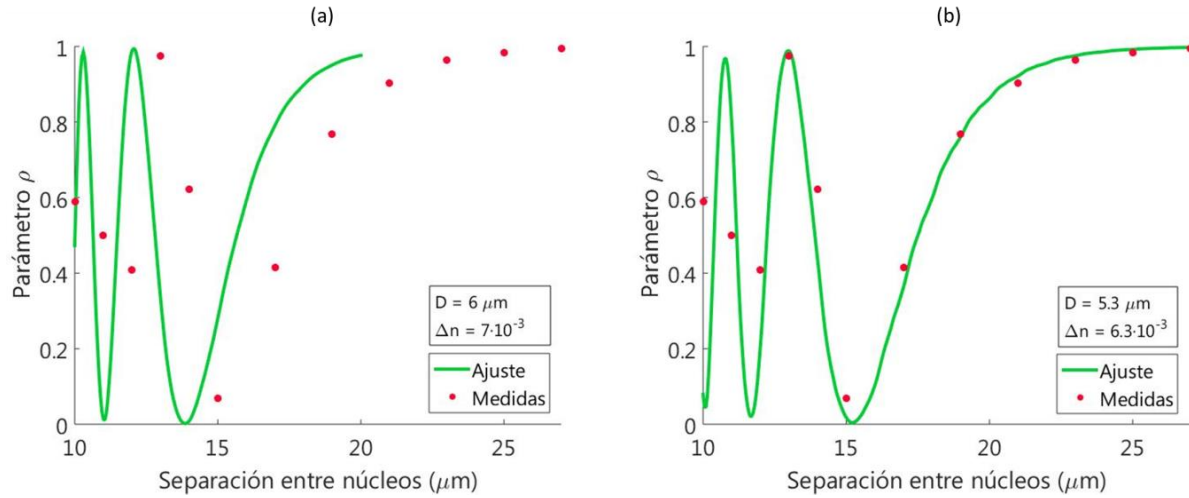


Figura 3.41 Valores experimentales y numéricos del parámetro ρ a la salida de las guías de dos núcleos de la familia de 524 nJ de energía de pulso para una longitud de onda de 1534 nm. El parámetro ρ se calcula con la ecuación (3.28) mediante el esquema de la Figura 3.40. Las simulaciones están calculadas para diferentes valores del diámetro del núcleo (D) y variación de índice Δn : a) $D = 6 \mu\text{m}$ y $\Delta n = 7 \cdot 10^{-3}$; b) $D = 5.3 \mu\text{m}$ y $\Delta n = 6.3 \cdot 10^{-3}$.

Como se puede observar en la Figura 3.41 (a), la simulación no se ajusta adecuadamente a las medidas. En las simulaciones se ha visto que el diámetro del núcleo y la variación del índice de refracción con el sustrato son parámetros críticos, por lo que se realiza una nueva simulación modificando dichos parámetros dentro del margen de error de las especificaciones de fabricación hasta obtener el mejor ajuste a las medidas. La Figura 3.41 (b) muestra dicho ajuste, obtenido para unos valores de 5.3 μm de diámetro del núcleo y una variación del índice de refracción de $6.3 \cdot 10^{-3}$. Estos valores se encuentran dentro del rango de las especificaciones de fabricación y presentan un error relativo del 12% y del 10% con respecto a las estimaciones del apartado 3.3.1.3 para el diámetro y la variación de índice respectivamente.

Con el fin de comprobar la validez del ajuste se mide el parámetro ρ para otras longitudes de onda diferentes a las del ajuste: 1440 y 1630 nm, y se simula su comportamiento sin cambiar los valores del diámetro y de la diferencia de índice de refracción obtenidos en el ajuste que se muestra en la Figura 3.41 (b). La comparación entre estas medidas y su simulación para las longitudes de onda de 1440 y 1630 nm se muestra en la Figura 3.42 (a) y (b) respectivamente. Se puede observar cómo las simulaciones reproducen razonablemente bien el comportamiento experimental también para estas dos longitudes de onda.

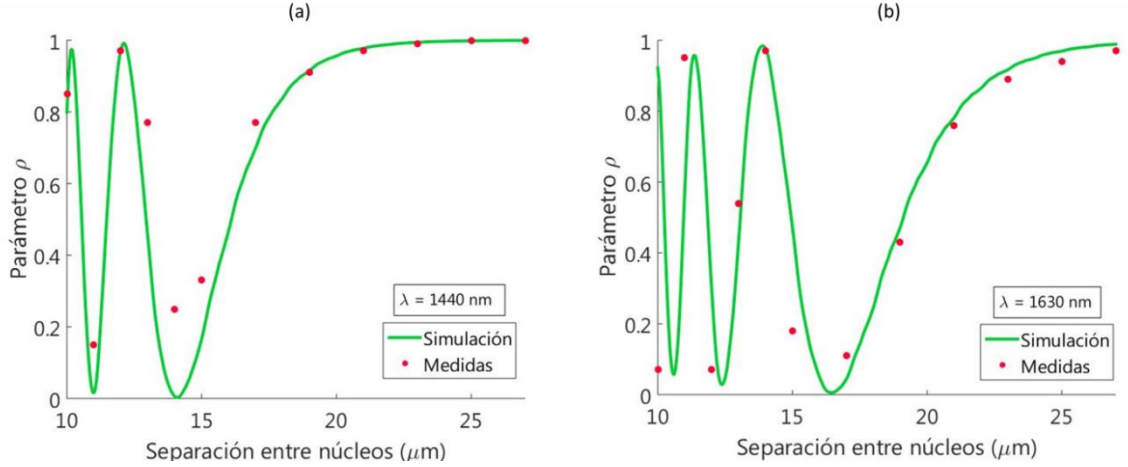


Figura 3.42 Valores experimentales y numéricos del parámetro ρ a la salida de las guías de dos núcleos de la familia de 520 nJ de energía de pulso para las longitudes de onda de (a) 1440 nm y (b) 1630 nm. El parámetro ρ se calcula con la ecuación (3.28) mediante el esquema de la Figura 3.40. Las simulaciones están calculadas para los valores de diámetro y variación de índice ajustados en la Figura 3.41 (b): $D = 5.3 \mu\text{m}$ y $\Delta n = 6.3 \cdot 10^{-3}$.

Debido a los cambios en el diámetro y la variación del índice de refracción es necesario comprobar si los parámetros activos obtenidos a lo largo del apartado 3.3 siguen siendo válidos. Para ello, se vuelve a calcular la ganancia a la salida de la guía tanto con bombeo unidireccional como bidireccional, observando una diferencia inferior al 0.5% y al 1.5% respectivamente con respecto a las simulaciones previas. Teniendo en cuenta el valor del error, se asume que la influencia de esta variación es suficientemente pequeña como para que los parámetros activos no se vean modificados.

3.4.1.3 Periodo espacial de la potencia de bombeo

La guía de un núcleo aislado también es monomodo para la longitud de onda de la potencia de bombeo (976 nm), por lo que la guía de dos núcleos acoplados presenta también dos supermodos en dicha longitud de onda, similares a los de las longitudes de onda de tercera ventana. Como las distribuciones transversales de intensidad de los supermodos dependen de la longitud de onda, es de esperar que la fracción de potencia acoplada a cada supermodo en función de la excitación también lo haga.

En la Figura 3.43 se muestra la fracción de potencia acoplada en los supermodos simétrico y antisimétrico, así como la potencia total acoplada, en función de la posición de excitación y para dos separaciones diferentes entre centros de los núcleos. La Figura 3.43 (a) muestra una guía con una separación entre núcleos de 10 μm , igual al caso de la de la Figura 3.35 (en la cual la longitud de onda era de 1534 nm). Se puede observar cómo, pese a que cuando la excitación es simétrica para ambas longitudes de onda se excita únicamente el supermodo simétrico, la fracción de potencia acoplada a este es mucho menor en el caso de la longitud de onda de bombeo. La Figura 3.43 (b) muestra una guía con una separación entre núcleos de 5 μm en la que, al compararla con la Figura 3.43 (a), se observa cómo cambia la fracción de potencia acoplada al supermodo simétrico en la excitación simétrica dependiendo de la separación entre núcleos. La máxima potencia acoplada total se sigue produciendo cuando la posición de la excitación se encuentra centrada con la de uno de los dos núcleos.

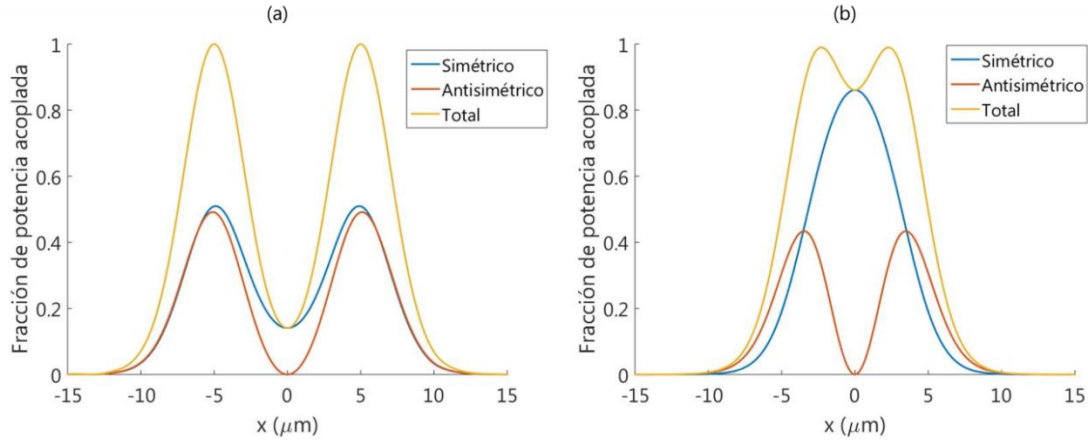


Figura 3.43 Fracción de potencia acoplada en los supermodos simétrico y antisimétrico de la guía de dos núcleos, así como potencia total acoplada, en función de la posición de la guía de excitación, para la longitud de onda de bombeo (976 nm). La separación entre los centros de los núcleos es de (a) 10 μm y (b) 5 μm . Como origen de la coordenada transversal se toma el punto medio entre los núcleos. El núcleo de excitación es idéntico a los de la guía doble y se omite el cambio de medio entre ambas guías

En la Figura 3.44 se representa el periodo espacial de transferencia de potencia óptica en función de la separación entre los dos núcleos idénticos de una guía doble y para la longitud de onda de la potencia de bombeo. El periodo espacial es la longitud a la cual la potencia, inicialmente acoplada en uno de los dos núcleos, se transfiere al otro núcleo y vuelve a transferirse al núcleo inicial. El periodo se ha calculado numéricamente con la herramienta BeamPROP y tomando los parámetros de diámetro del núcleo y de la diferencia del índice de refracción calculados en los apartados 3.3.1.3 y 3.4.1.2. Se puede observar cómo a partir de separaciones entre centros de los núcleos superiores a 9 μm dicho periodo resulta ser mayor que la longitud de la guía (9.35 mm). En dichas condiciones, el bombeo queda confinado en el núcleo excitado inicialmente.

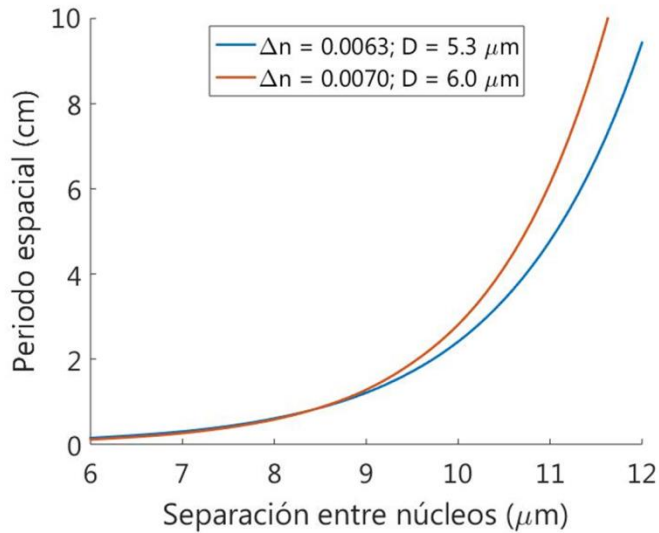


Figura 3.44 Periodo espacial de la oscilación de la potencia de bombeo en una guía de dos núcleos iguales con el índice de refracción y diámetro indicados en la leyenda, en función de la separación entre estos, cuando la potencia se acopla inicialmente en uno de los dos núcleos.

3.4.1.4 Acoplamiento no deseado entre supermodos

Cuando se presenta el formalismo de la propagación multimodo se suelen suponer guías uniformes sin inhomogeneidades. No obstante, esto no es así en la realidad. Las inhomogeneidades de la guía pueden inducir un acoplamiento entre los distintos modos que se propagan de tal forma que el campo evolucione de manera muy difícil de predecir. Existen diferentes fuentes de origen de este acoplamiento entre modos, como las variaciones en el diámetro del núcleo o en el índice de refracción, las inhomogeneidades entre el núcleo y el sustrato o la variación en la geometría de la guía. Este acoplamiento entre modos también se puede deber a la curvatura, torsión o presión ejercidas sobre la guía. Estas últimas suelen ser más frecuentes en las fibras ópticas que en las guías integradas. En el caso de los amplificadores ópticos, esto puede introducir ganancias o pérdidas dependientes de los modos.

Las guías integradas con las que se trabaja presentan pérdidas por dispersión (provocadas por las inhomogeneidades) bajas y el proceso de fabricación permite controlar con precisión el tamaño del núcleo y la variación del índice de refracción [3], por lo que se ha supuesto que estas inhomogeneidades y variaciones son lo suficientemente pequeñas como para trabajar con la teoría de la propagación de los diferentes modos de forma desacoplada.

3.4.2 Excitación simétrica

Una vez llevado a cabo el estudio sobre el acoplamiento y la excitación de la luz en las guías de ondas de dos núcleos acoplados, se va a estudiar su comportamiento como amplificador óptico. Se distinguen dos comportamientos según la excitación de la guía sea simétrica o centrada en un núcleo. En este apartado se estudia el caso en el que la excitación es simétrica, es decir, cuando la posición de la fibra de excitación es tal y como se indica en la Figura 3.36 (a). En este caso se excita exclusivamente el supermodo simétrico tanto de bombeo, Figura 3.43, como en tercera ventana, Figura 3.35; de tal forma que, cuando los núcleos son idénticos, la potencia se acopla por igual en ambos. En esta situación, resulta interesante realizar medidas de potencia de señal a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo de entrada y de la separación entre núcleos, puesto que se verá influida por el coeficiente de acoplamiento y por la variación en el solapamiento entre las potencias de bombeo y de señal. Para realizar estas medidas, se sitúa la fibra óptica a la salida de la guía en la misma posición que la de excitación. En la Figura 3.45 se muestra las medidas de la potencia de señal a la salida de la guía de dos núcleos en función de la separación entre los centros de los núcleos y para diferentes potencias de bombeo de entrada total ($\lambda = 976$ nm) en configuración tanto unidireccional (a) como bidireccional (b).

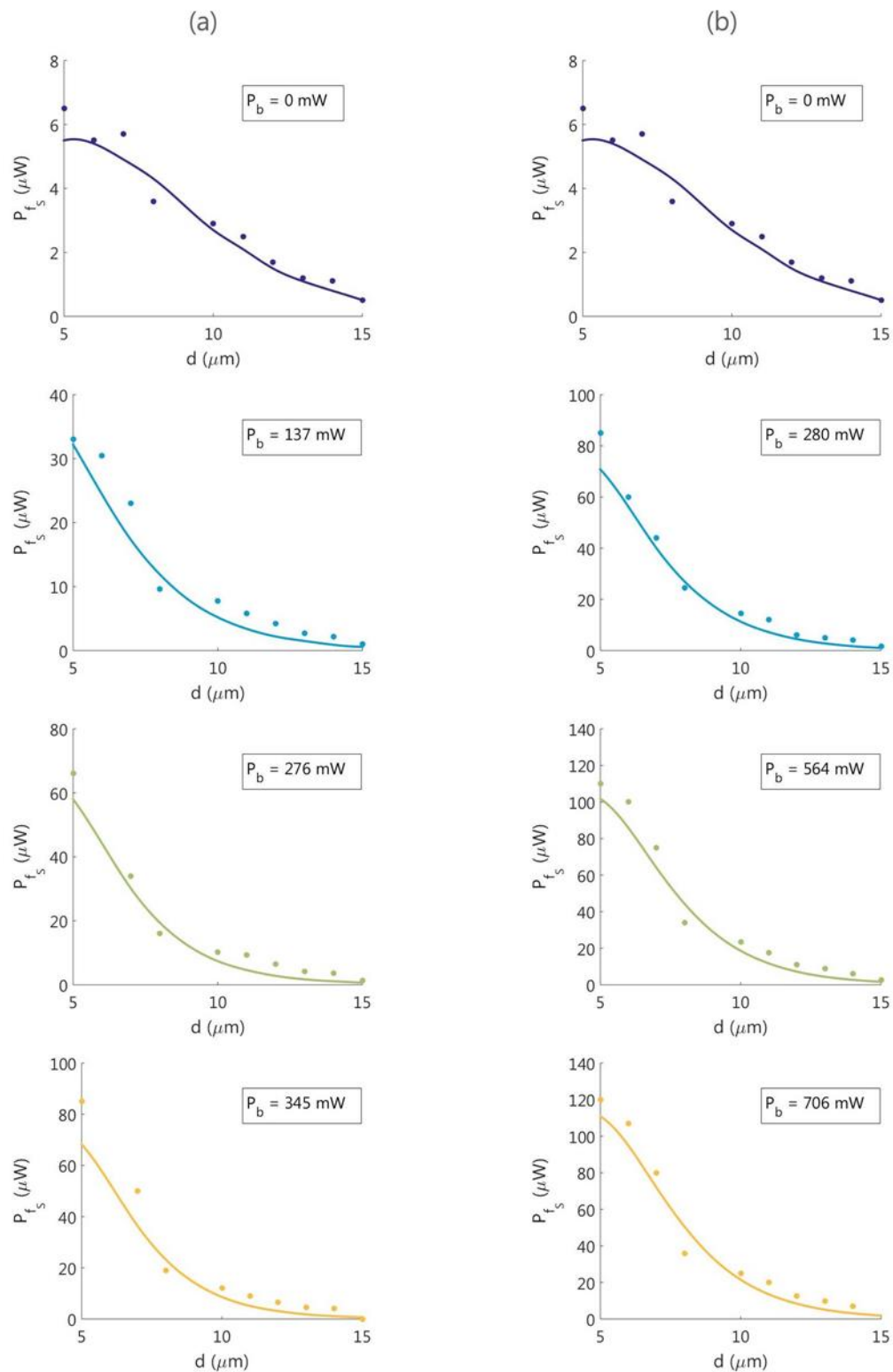


Figura 3.45 Potencia de la señal ($\lambda = 1534$ nm) a la salida de la guía en función de la separación entre núcleos, para diferentes valores de potencia de bombeo de entrada total ($\lambda = 976$ nm) en configuración (a) unidireccional y (b) bidireccional, y para potencia de señal de entrada de $100 \mu\text{W}$.

Estas medidas se han llevado a cabo en la familia de guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ, y se ha utilizado una potencia de señal ($\lambda = 1534$ nm) de entrada de 100 μ W. Junto con las medidas, en las gráficas de la Figura 3.45 también se representa la potencia simulada a la salida de la guía usando el modelo teórico de la propagación de las potencias de los supermodos expuesto en el capítulo 2, en donde las guías dobles se han modelizado teniendo en cuenta los parámetros obtenidos en la caracterización de las guías individuales en el apartado 3.3, los valores de diámetro del núcleo y diferencia del índice de refracción obtenidos en el apartado 3.4.1.2. Como se puede comprobar al observar la Figura 3.45, las simulaciones reproducen razonablemente bien las medidas de la potencia de señal a la salida de la guía en función de la separación entre núcleos para diferentes valores de potencia de bombeo de entrada total, tanto en configuración de bombeo unidireccional como en bidireccional.

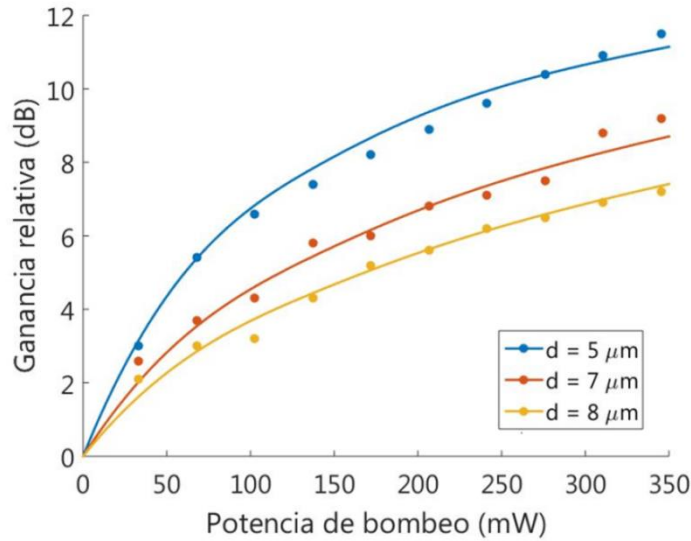


Figura 3.46 Ganancia relativa de la señal ($\lambda = 1534$ nm) en función de la potencia de bombeo en configuración unidireccional para las guías de dos núcleos con separación nominal entre sus centros de 5, 7 y 8 μ m, con una potencia de señal inicial de 100 μ W.

De la misma manera que se ha hecho en el caso de la guía individual, es posible comparar la ganancia relativa experimental con la numérica. Utilizar la ganancia relativa, definida en (3.27), tiene la ventaja de que permite disminuir el impacto del error en la estimación de la potencia de señal de entrada. La Figura 3.46 muestra la ganancia relativa, medida y simulada, en función de la potencia de bombeo en configuración unidireccional para las guías de dos núcleos con las que mayor ganancia se obtiene, de separaciones de 5, 7 y 8 μ m. En la Figura 3.47 se muestran estos mismos datos pero cuando la configuración del bombeo es bidireccional. Tanto en la Figura 3.46 como en la Figura 3.47 se observa cómo las simulaciones se ajustan razonablemente bien a las medidas de la ganancia relativa en función de la potencia de bombeo de entrada para las guías de dos núcleos con separación entre sus núcleos de 5, 7 y 8 μ m.

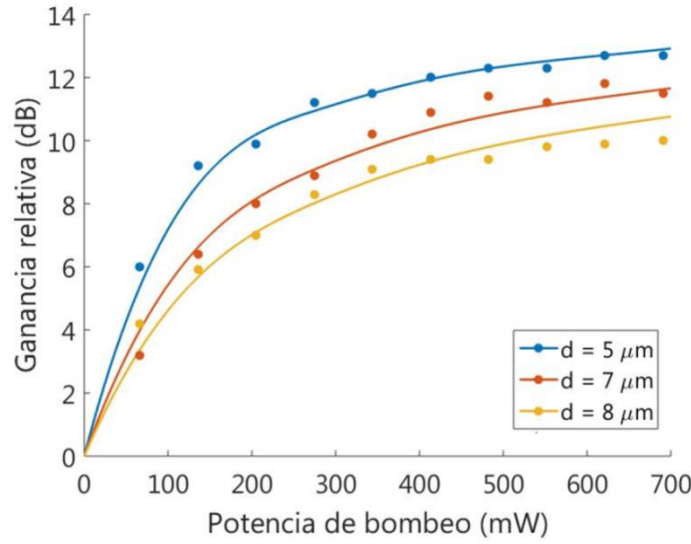


Figura 3.47 Ganancia relativa de la señal ($\lambda = 1534 \text{ nm}$) en función de la potencia de bombeo en configuración bidireccional para las guías de dos núcleos con separación nominal entre sus centros de 5, 7 y $8 \mu\text{m}$, con una potencia de señal inicial de $100 \mu\text{W}$.

El hecho de que las simulaciones numéricas reproduzcan razonablemente bien las medidas de potencia a la salida de la guía y de ganancia relativa, en función de la separación entre núcleos y de la potencia de bombeo, tanto para configuración unidireccional de bombeo como bidireccional; sirve para dar validez, en el caso de la excitación simétrica, al proceso de caracterización y ajuste paramétrico del apartado 3.3 y al modelo teórico de la propagación de las potencias ópticas de los supermodos expuesto en el capítulo 2. En este caso, el modelo junto con la caracterización permite calcular la amplificación de la potencia óptica de la señal a la salida de las guías activas de dos núcleos con excitación simétrica.

En el caso de la guía de dos núcleos separados $5 \mu\text{W}$ entre sí, para la potencia de bombeo máxima disponible (706 mW) y en configuración de bombeo bidireccional, se ha observado una ganancia neta positiva. Dado que su ganancia relativa es de 12.7 dB y su atenuación de 11.8 dB , se consigue una ganancia neta de 0.9 dB . Estos valores son similares a los obtenidos en el caso de la guía aislada, tal y como se puede comprobar en la Figura 3.32.

3.4.3 Excitación centrada en un núcleo

En este apartado se estudia el caso en el que la excitación se realiza centrada en uno de los núcleos, es decir, cuando la posición de la fibra de excitación es tal y como se indica en la Figura 3.36 (b). En este caso se excitan los dos modos de propagación, tanto en el bombeo, Figura 3.43, como en tercera ventana, Figura 3.35. Se trata, por lo tanto, de una situación más compleja que el caso de excitación simétrica por presentar propagación multimodo, debida a la cual se puede producir transferencia de potencia entre los núcleos a lo largo de la propagación, cuyo periodo espacial será distinto para distintas longitudes de onda y separaciones entre núcleos. Esto hace conveniente tener en cuenta la variación del parámetro q (3.28) en función de la separación entre núcleos, junto con la evolución de la potencia de señal en función de parámetros activos como la potencia de bombeo de entrada y su solapamiento con la potencia de señal a lo largo de la guía que, a su vez, dependerá de la separación entre núcleos y, por lo tanto, estará relacionado con el parámetro q . En esta situación, resulta más complicado que en los casos anteriores

(guía individual o guía de dos núcleos con excitación simétrica) elegir a priori el parámetro adecuado para estudiar la propagación de las potencias ópticas en la guía. Dependiendo de dónde se coloque la fibra a la salida de la guía, la potencia medida será diferente para una misma guía, lo que también influirá a la hora de calcular la ganancia relativa. Una posible solución consiste en medir la potencia óptica total a la salida de la guía, bien mediante una fibra óptica más grande (con el problema de excitar múltiples modos de propagación y de no permitir la configuración bidireccional monomodo de bombeo) o bien focalizando la distribución de intensidad a la salida en un detector de potencia. Como en el laboratorio no se cuenta con un detector de potencia adecuado, las medidas de la potencia o de la intensidad a la salida de la guía se han realizado bien con una fibra monomodo estándar o bien mediante el uso de una cámara, tal y como se ha indicado en los montajes de la Figura 3.5 y de la Figura 3.6, respectivamente. Para decidir el parámetro que se va a utilizar en el estudio de la propagación de la potencia óptica de la señal en este caso, así como la posición de la fibra óptica a la salida de la guía, se ha realizado un estudio numérico sobre el comportamiento esperado según la teoría de la propagación de las potencias ópticas de los supermodos.

3.4.3.1 Comportamiento esperado según la teoría de la propagación de los supermodos

Para calcular la intensidad a la salida de una guía de dos núcleos dopada con erbio e iterbio partimos de la ecuación (2.29) de la propagación del campo eléctrico en función de sus supermodos en ausencia de pérdidas y ganancia; e incluimos la contribución de la ganancia de cada uno de los supermodos calculada mediante el modelo teórico del apartado 2.3. Es decir, se calcula la evolución de la potencia de cada supermodo en el medio activo (teniendo en cuenta la competición modal) y se calcula la distribución transversal de campo eléctrico a la salida en función de dichos factores de ganancia o de pérdidas y de las distribuciones de campo de los supermodos. De esta forma, suponiendo que $g_m^2(L)$ es la ganancia en potencia del supermodo m (con $m = s$, supermodo simétrico; y $m = a$, supermodo antisimétrico) a la salida de la guía ($z = L$), el campo eléctrico viene dado por la expresión

$$E(x, y, L) = g_s(L) a_s E_s(x, y) \cdot e^{-i\beta_s L} + g_a(L) a_a E_a(x, y) \cdot e^{-i\beta_a L}. \quad (3.29)$$

La ganancia de cada supermodo depende del solapamiento de su distribución transversal de intensidad con la de los iones activos y la de la potencia de bombeo. En el caso de la guía de dos núcleos monomodo idénticos acoplados, a medida que aumenta la separación entre núcleos aumenta también la similitud entre las distribuciones transversales de intensidad de los dos supermodos (pese a que las distribuciones de campo son diferentes): la intensidad se concentra cada vez más en los centros de los núcleos. Si la distribución de intensidad de ambos supermodos es similar, también lo será su ganancia. Y cuando ambos supermodos presentan la misma ganancia, $g_s(L) = g_a(L)$, la distribución transversal normalizada de intensidad a la salida de la guía no depende de dicha ganancia, tal y como se observa al sustituirla en la ecuación (3.29).

En la Figura 3.48 se muestra la ganancia de los supermodos simétrico y antisimétrico, para dos guías con (a) 10 μm y (b) 16 μm de separación entre núcleos. La ganancia se ha calculado mediante el formalismo matemático del apartado 2.3, teniendo en cuenta la competición modal, haciendo uso de los parámetros de las guías obtenidos en los apartados 3.3 y 3.4.1, y cuando se excita únicamente uno de los núcleos. Aunque presentan pequeñas diferencias, se observa cómo la evolución de las ganancias es similar para los dos supermodos.

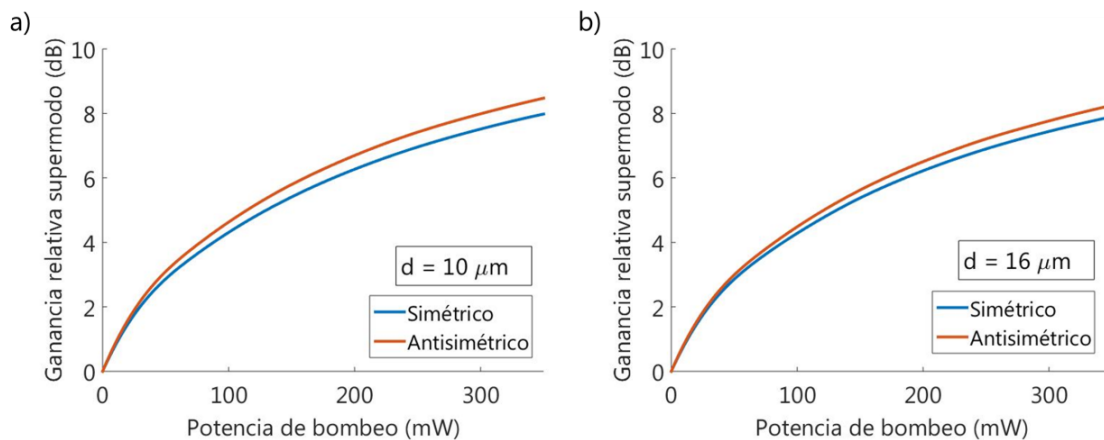


Figura 3.48 Simulación de la ganancia relativa de los supermodos simétrico (azul) y antisimétrico (naranja) en función de la potencia de bombeo de entrada, supuesta una excitación centrada en un núcleo, para las guías de dos núcleos separados a) $10 \mu\text{m}$ y b) $16 \mu\text{m}$, cuyos parámetros activos se han determinado en el apartado 3.3.

En la Figura 3.49 se muestra el resultado del cálculo de la evolución del perfil transversal de intensidad a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo de entrada, en este caso para la guía con separación entre centros de los núcleos de $14 \mu\text{m}$. Como se puede observar, el perfil de intensidad aumenta conforme aumenta la potencia de bombeo. No obstante, la fracción de potencia en cada núcleo a la salida de la guía se mantiene constante en función de dicha potencia. Es decir, la distribución transversal de intensidad normalizada a la salida de la guía no depende de la potencia de bombeo. Por lo tanto, para las guías de núcleos suficientemente separados, el resultado numérico indica que tiene sentido el concepto de ganancia relativa: al comparar la señal registrada con y sin bombeo para una posición fija de la fibra de salida, se obtiene un factor similar que si se recogiera toda la potencia de salida de la guía doble.

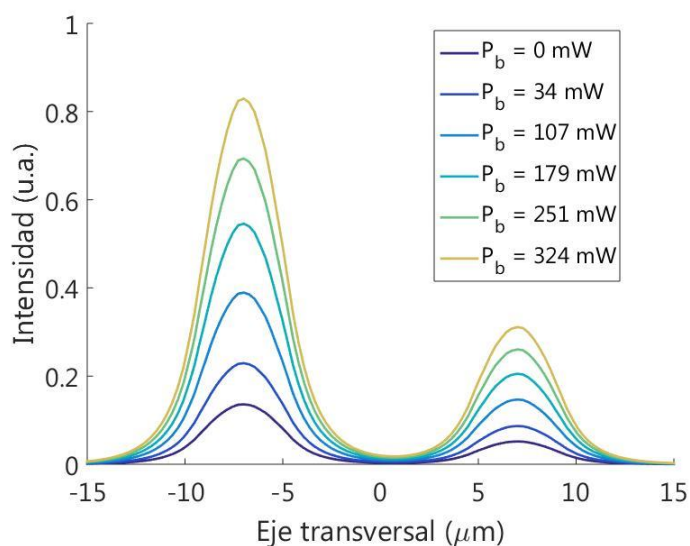


Figura 3.49 Distribución transversal de intensidad en función de la potencia de bombeo de entrada a la salida de la guía de dos núcleos separados $14 \mu\text{m}$ entre sí. Simulación realizada mediante el método de la propagación de las potencias ópticas con los parámetros determinados en el apartado 3.3, supuesta la excitación centrada en un núcleo y para una longitud de onda de 1534 nm .

3.4.3.2 Comportamiento observado mediante medidas de ganancia relativa

A la vista de los resultados esperados, se realizan una serie de medidas de ganancia relativa para diferentes separaciones entre centros de los núcleos y en función de la potencia de bombeo de entrada. Se decide realizar dos series de medidas en cada guía doble, con la fibra de salida centrada en cada uno de los núcleos de la guía. Como se ha visto en 3.4.3.1, se espera que la ganancia relativa sea igual en los dos núcleos de una misma guía para una misma potencia de bombeo de entrada, pero la posibilidad de realizar dos medidas permitiría reducir los posibles errores. Las medidas se han realizado en configuración de bombeo unidireccional y para una potencia de señal (1534 nm) de entrada de 100 μW . En la Figura 3.50 se muestra la ganancia relativa a la salida de cada núcleo para las guías de 11, 14 y 15 μm de separación entre núcleos.

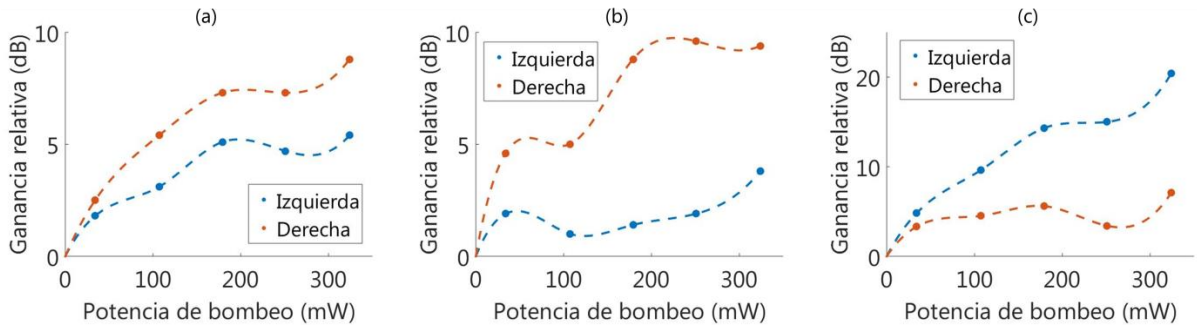


Figura 3.50 Ganancia relativa de la potencia de señal (1534 nm) a la salida de las guías de dos núcleos cuyas separaciones entre centros de los núcleos son: (a) 11 μm , (b) 14 μm y (c) 15 μm ; en función de la potencia de bombeo de entrada. La fibra de excitación se sitúa centrada en uno de los dos núcleos y se hacen dos series de medidas según si la fibra a la salida de la guía se encuentra centrada en el núcleo izquierdo o en el derecho.

Como se puede observar en la Figura 3.50, la ganancia relativa presenta diferencias notables según el núcleo elegido. Además, la diferencia de ganancia relativa entre núcleos depende además de la potencia de bombeo de entrada. Esto provoca que el parámetro q pase a depender de dicha potencia, lo que no coincide con el comportamiento esperado según la teoría de propagación de las potencias ópticas de los supermodos, tal y como se ha visto en 3.4.3.1. Teniendo esto en cuenta, vamos a tratar de entender la dependencia del parámetro q con la potencia de bombeo de entrada, por considerar que el comportamiento es novedoso e inesperado.

3.4.3.3 Dependencia del parámetro q con la potencia de bombeo de entrada

Para estudiar la dependencia observada se utilizan dos montajes diferentes, similares a los explicados en la Figura 3.5 y Figura 3.6. En primer lugar se registra mediante una cámara la distribución transversal de intensidad a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo de entrada. En segundo lugar, situando una fibra óptica a la salida de la guía, se realizan medidas de la potencia óptica en función de la posición transversal de dicha fibra y de la potencia de bombeo de entrada. Ambos montajes permiten determinar la variación del parámetro q en función de dicha potencia. A continuación se exponen las medidas realizadas mediante cada uno de estos montajes.

3.4.3.3.1 Determinación de q mediante registro con cámara CCD

En primer lugar se ha utilizado el montaje de la Figura 3.5 para registrar la distribución de intensidad a la salida de la guía. A lo largo de la guía se propagan simultáneamente las potencias ópticas de bombeo y de señal. A la salida de esta se sitúa un filtro ($\lambda < 1030$ nm) que atenúa la potencia de bombeo de tal manera que la cámara registra la distribución transversal de intensidad en tercera ventana. En la Figura 3.51 se muestra la distribución de intensidad normalizada a la salida de una guía de dos núcleos separados $15\ \mu\text{m}$ entre sí en función de la potencia de bombeo de entrada, cuando las potencias ópticas de bombeo y señal se acoplan inicialmente en el núcleo izquierdo. En todas las imágenes se utiliza un tiempo de exposición diferente que optimice el rango dinámico de la cámara. Estas medidas permiten comparar la distribución normalizada de intensidad a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo de entrada.

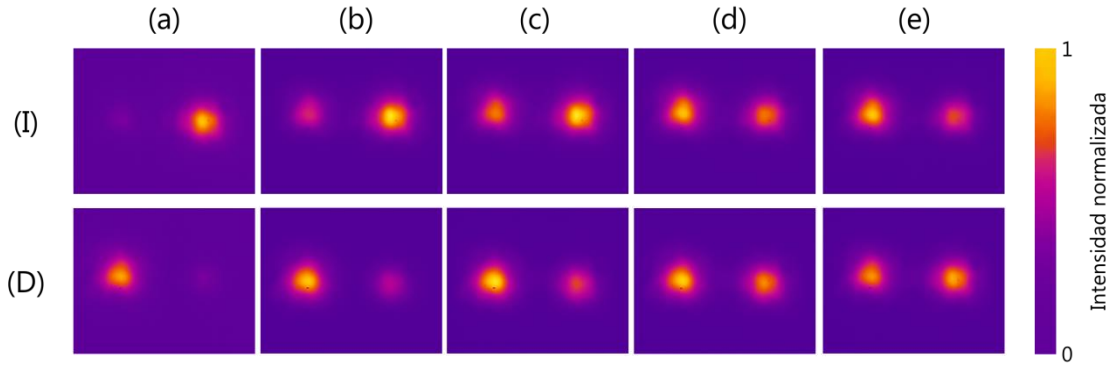


Figura 3.51 Distribución de intensidad normalizada de la señal (1534 nm) a la salida de la guía de dos núcleos con separación $d = 15\ \mu\text{m}$ para diferentes potencias de bombeo: a) $P_b = 0$ mW, b) $P_b = 107$ mW, c) $P_b = 179$ mW, d) $P_b = 251$ mW y e) $P_b = 324$ mW; según si inicialmente se acoplan las potencias ópticas de bombeo y de señal en el núcleo de la izquierda (I) o derecha (D). A la salida de la guía se filtran las longitudes de onda inferiores a 1100 nm.

Cuando la potencia de bombeo de entrada es nula, la distribución a la salida de la guía muestra que la potencia óptica de la señal se encuentra confinada en el núcleo opuesto al excitado, indicando que se ha producido una transferencia de potencia entre los núcleos a lo largo de la propagación. Esto se puede observar en la Figura 3.51 (a): (I) y (D), y es consistente con las medidas que se muestran en la Figura 3.41 (b), en donde el parámetro q definido en (3.28) muestra un mínimo en la guía de dos núcleos de $15\ \mu\text{m}$ de separación. No obstante, las sucesivas imágenes muestran un cambio en la distribución transversal normalizada de intensidad en función de la potencia de bombeo de entrada. Esta evolución se observa de manera similar independientemente del núcleo que se excite al inicio.

En la Figura 3.52 se representa el parámetro q en función de la potencia de bombeo para la guía de $15\ \mu\text{m}$ de separación entre núcleos cuyas distribuciones de intensidad a la salida se muestran en la Figura 3.51. Se puede observar cómo la tendencia del parámetro q es similar independientemente del núcleo que se excite inicialmente. En la Figura 3.53 y en la Figura 3.54 se pueden observar los resultados obtenidos para las guías de separaciones de 13 y $17\ \mu\text{m}$ respectivamente.

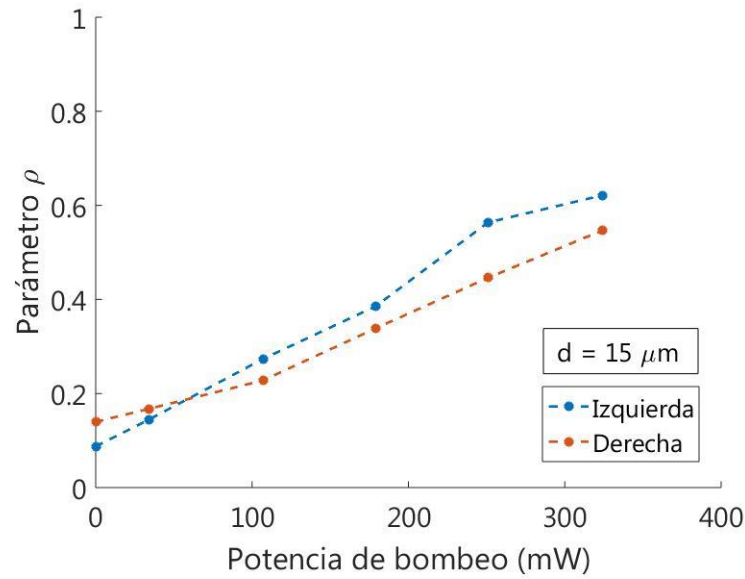


Figura 3.52 Parámetro ρ medido en función de la potencia de bombeo para la guía de dos núcleos separados $15 \mu\text{m}$ entre sí en los casos de excitación inicial en el núcleo de la izquierda (azul) y en el de la derecha (rojo). Se añaden las líneas discontinuas para facilitar su visualización.

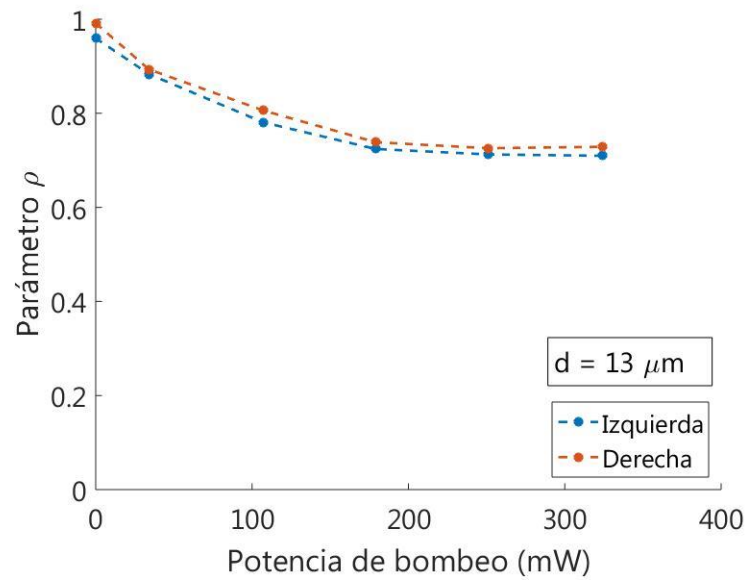


Figura 3.53 Parámetro ρ medido en función de la potencia de bombeo para la guía de dos núcleos separados $13 \mu\text{m}$ entre sí en los casos de excitación inicial en el núcleo de la izquierda (azul) y en el de la derecha (rojo). Se añaden las líneas discontinuas para facilitar su visualización.

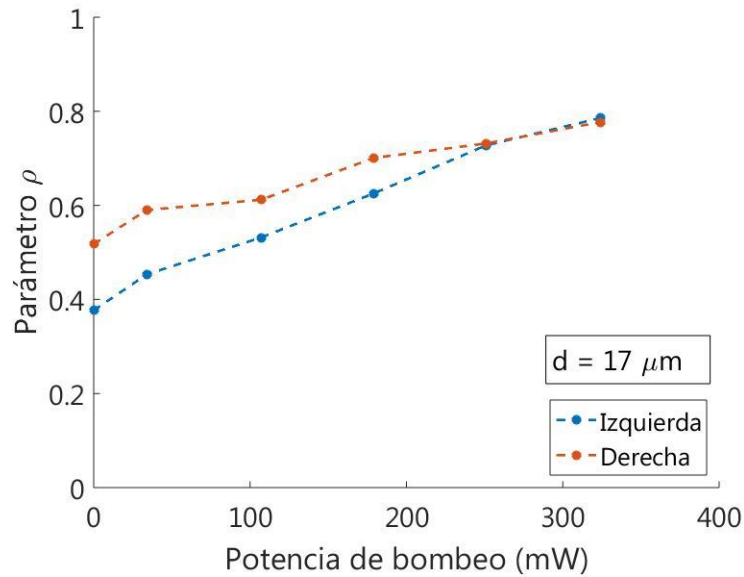


Figura 3.54 Parámetro ρ medido en función de la potencia de bombeo para la guía de dos núcleos separados $17 \mu\text{m}$ entre sí en los casos de excitación inicial en el núcleo de la izquierda (azul) y en el de la derecha (rojo). Se añaden las líneas discontinuas para facilitar su visualización.

El montaje utilizado para medir el parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada presenta dos fuentes de error a tener en cuenta. El filtro situado delante de la cámara, FEL1100 de Thorlabs, tiene una atenuación de 47 dB en la longitud de onda de la potencia de bombeo. No obstante, cuando en la guía se acopla inicialmente solo potencia de bombeo, se registra intensidad correspondiente a la fluorescencia producida en la guía. El valor máximo de intensidad en ausencia de señal es, en el peor de los casos, cinco veces menor que el valor máximo de la intensidad de señal cuando esta sí que se acopla inicialmente en la guía, lo que hace que no siempre sea despreciable y pueda llegar a afectar a las medidas a potencias altas.

Además, debido a las múltiples reflexiones en las caras del filtro pasa alta de 1030 nm, en la imagen registrada por la cámara de la distribución transversal de intensidad a la salida de la guía se superpone una figura interferencial que empeora la calidad de la imagen y puede llegar a afectar a las medidas. Si se inclina el filtro, se puede desplazar la figura interferencial fuera del rango de registro de la cámara sin alterar la distribución de intensidad restante. No obstante, esto no es posible para todas las separaciones entre núcleos. Cuando estas separaciones son inferiores a $13 \mu\text{m}$, no es posible desplazar lo suficiente la figura interferencial y dicho efecto puede provocar un cambio en la intensidad registrada del mismo orden de magnitud que el de las variaciones medidas.

3.4.3.3.2 Determinación de ρ mediante muestreo con fibra óptica

A continuación se presentan las medidas efectuadas mediante el montaje de la Figura 3.6. En este caso, y tal y como se detalla en la Figura 3.55, la distribución de intensidad a la salida de la guía se muestrea mediante una fibra óptica móvil, que se desplaza transversalmente a lo largo de una recta que une en perpendicular los ejes de cada núcleo (eje x).

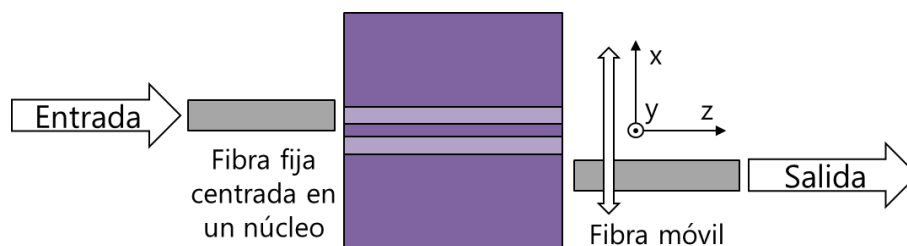


Figura 3.55 Detalle de la posición de la fibra óptica móvil a la salida de la guía de dos núcleos.

Para obtener un perfil de intensidad de la señal (1534 nm) a la salida de la guía, la potencia de señal y de bombeo se separan mediante un multiplexador, tal y como se explica en el esquema del montaje de la Figura 3.6. La potencia en la longitud de onda de 1534 nm se mide mediante el OSA, permitiendo diferenciarla de la potencia de fluorescencia. Esto hace que este montaje aporte una mejora sustancial con respecto al anterior debido a que filtra aquellas longitudes de onda diferentes a la de emisión del láser de señal (1534 nm). No obstante, las medidas realizadas mediante este método llevan más tiempo dado que para cada distribución de intensidad es necesario tomar un número considerable de medidas (en torno a cuarenta para las gráficas que se mostrarán a continuación), a diferencia del método anterior en el que bastaba con tomar una única imagen. Este montaje presenta, además, otras fuentes de error a tener en cuenta, como la resolución de muestreo debida al tamaño de la fibra o la dificultad de mantener el sistema alineado en las mismas condiciones durante las medidas debido a la holgura que presentan los posicionadores micrométricos. En concreto, para una misma guía, las medidas para diferentes potencias de bombeo pueden llegar a presentar desplazamientos en el eje x (Figura 3.55) del orden de la micra. Esto añade complejidad a la toma de medidas debido a la necesidad de realinear el montaje frecuentemente.

En la Figura 3.56 se muestra el perfil de intensidad de la señal a la salida de la guía medido en función de la potencia de bombeo de entrada para las guías de separación de a) 11, b) 14 y c) 15 μm a lo largo de la coordenada x de la Figura 3.55, tomando como origen el punto medio entre los centros de los núcleos y excitando siempre el núcleo izquierdo de la guía (coordenada x negativa). Como se puede observar en la Figura 3.56 (a) y (b), en las guías de dos núcleos con una separación entre ellos de 11 y 14 micras también es posible observar el efecto descrito en el apartado 3.4.3.3.1. Inicialmente se observa una intensidad mayor en el núcleo de la izquierda y, a medida que aumenta la potencia de bombeo de entrada, se observa cómo la intensidad en el núcleo de la derecha aumenta en mayor medida que la intensidad en el núcleo excitado inicialmente, llegando a tomar valores mayores a altas potencias de bombeo de entrada. En el caso de la guía de 15 micras de separación, Figura 3.56 (c), el comportamiento es similar al registrado mediante el montaje anterior. Inicialmente, la potencia se encuentra confinada en el núcleo opuesto al de la excitación. A medida que aumenta la potencia de bombeo, se tiende a tener una intensidad similar en ambos núcleos, de la misma manera que como se observaba en la Figura 3.51.

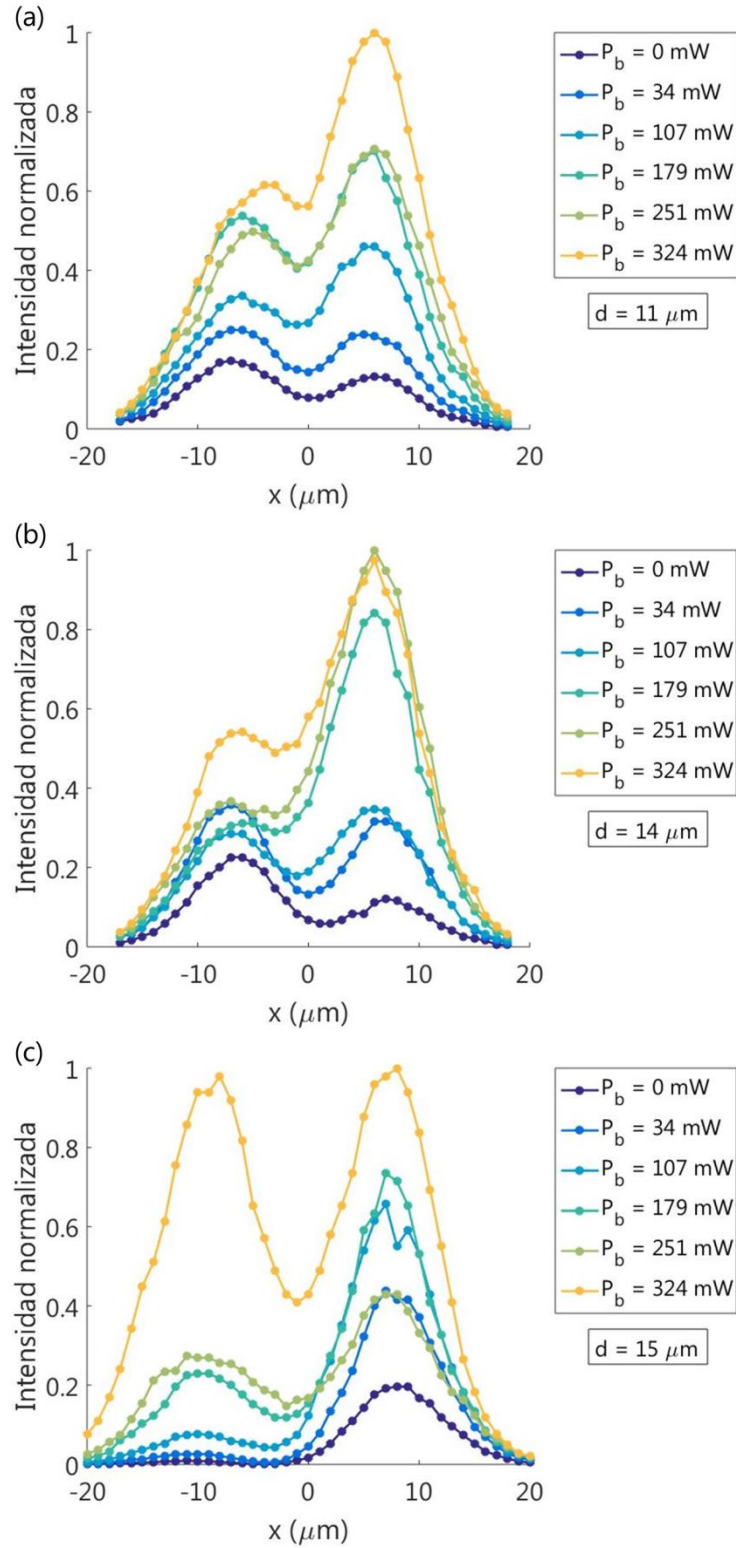


Figura 3.56 Perfil de intensidad de la señal (1534 nm) a la salida de la guía de dos núcleos de (a) 11, (b) 14 y (c) 15 μm de separación en función de la potencia de bombeo de entrada y excitando inicialmente el núcleo izquierdo de la guía. Se añaden líneas entre las medidas experimentales para facilitar su visualización. Potencia de señal de entrada de 100 μW .

De forma similar al apartado 3.4.3.3.1, es posible determinar el parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada para las medidas efectuadas mediante este segundo método. Este parámetro se calcula mediante la expresión (3.28), en donde P_1 y P_2 son las potencias acopladas a la fibra de salida cuando esta se encuentra centrada en el núcleo 1 o en el 2 respectivamente. La Figura 3.57 muestra el parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada para las separaciones de 11, 14 y 15 μm , obtenido en base a las medidas de la Figura 3.56.

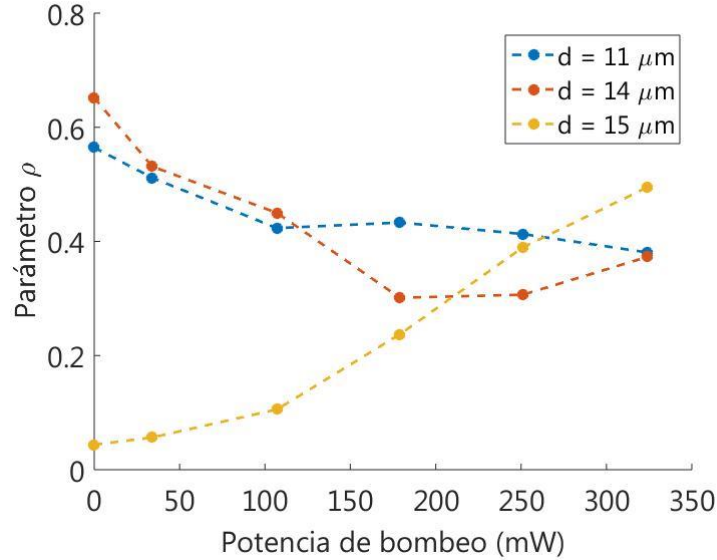


Figura 3.57 Parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada para las guías de dos núcleos con separaciones entre ellos de 11, 14 y 15 μm . Se añaden líneas discontinuas entre las medidas experimentales para facilitar su visualización.

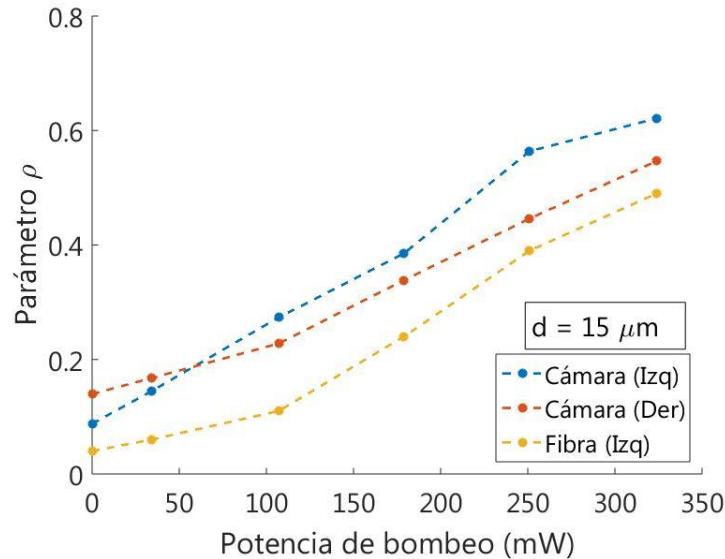


Figura 3.58 Parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada para la guía de dos núcleos de 15 μm de separación, determinado mediante los diferentes métodos. Entre paréntesis se indica el núcleo excitado inicialmente. Se añaden líneas discontinuas entre las medidas experimentales para facilitar su visualización.

En la Figura 3.58 se muestra la evolución del parámetro q para la guía de $15\ \mu\text{m}$ de separación entre núcleos determinado mediante los dos métodos distintos. Como se puede observar, la evolución cualitativa del parámetro q en función de la potencia de bombeo es similar en ambos métodos. Las discrepancias cuantitativas entre los distintos resultados se pueden explicar teniendo en cuenta las diferentes fuentes de error mencionadas.

3.4.3.3.3 Dependencia del parámetro q con el tipo de excitación y la longitud de onda

En las medidas de los apartados 3.4.3.3.1 y 3.4.3.3.2 se observa una variación del parámetro q con respecto a la potencia de bombeo de entrada. Con el objetivo de acotar las causas de este efecto, se han realizado una serie de medidas excitando en el centro de la guía de dos núcleos o utilizando señal de otras longitudes de onda.

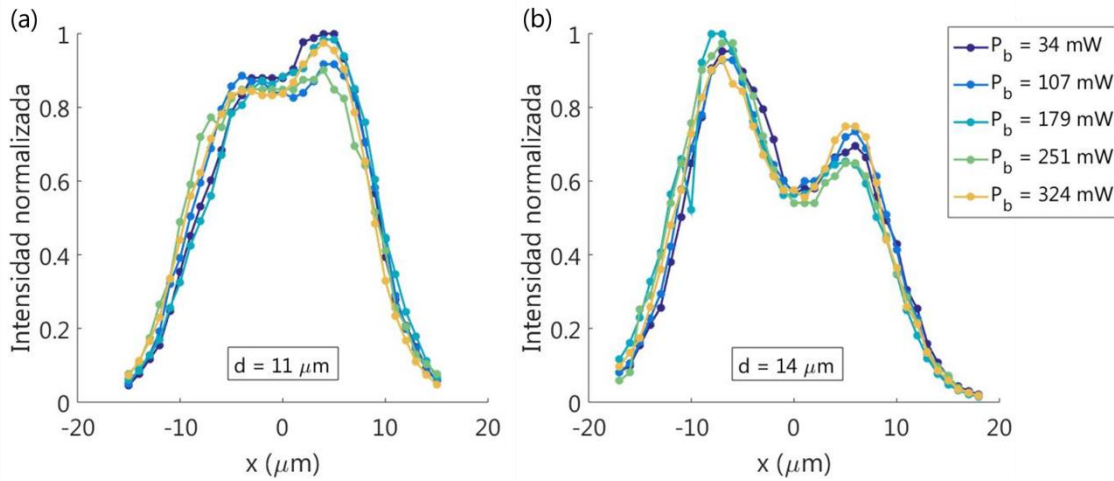


Figura 3.59 Distribución de intensidad a la salida de la guía de dos núcleos de 11 y 14 μm de separación nominal en función de la potencia de bombeo, para una excitación simétrica y para una longitud de onda de señal de 1534 nm.

La Figura 3.59 muestra la distribución de intensidad normalizada a la salida de las guías de (a) 11 y (b) 14 μm de separación entre núcleos, para varias potencias de bombeo de entrada cuando la excitación es simétrica. Las medidas se han realizado mediante el método del apartado 3.4.3.3.2. En este caso no se aprecia una dependencia del parámetro q en función de la potencia de bombeo de entrada. Sí que se observa, no obstante, que la distribución no es simétrica; algo que puede deberse al error en el centrado de la excitación, a diferencias entre núcleos o a inhomogeneidades en las guías.

Con el objetivo de seguir acotando esta dependencia se han realizado las mismas medidas expuestas en el apartado 3.4.3.3.2 (excitación centrada en un núcleo) pero para longitudes de onda alejadas del máximo de absorción de los iones de erbio. Teniendo en cuenta la gráfica de las secciones eficaces del erbio que se muestra en la Figura 3.26 y el rango del láser de tercera ventana, se han seleccionado las longitudes de onda extremas: 1440 y 1630 nm. En la Figura 3.60 se muestran las distribuciones de intensidad normalizadas medidas mediante el método de la fibra óptica a la salida de la guía, para las guías de dos núcleos con separación entre estos de 14 y 15 micras, y para las longitudes de onda de 1440 y 1630 nm. Para ambas separaciones se observan diferencias para 1440 nm y apenas cambios para 1630 nm. En ninguno de los casos, no obstante, se observan variaciones del parámetro q en función de la potencia de bombeo de entrada tan grandes como cuando la longitud de onda es de 1534 nm.

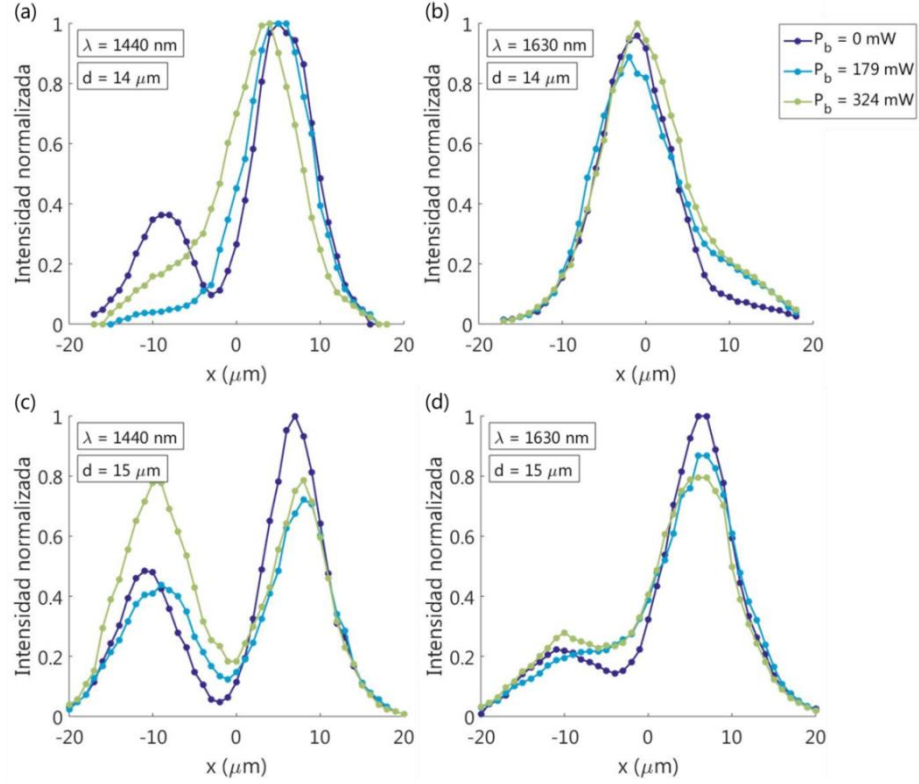


Figura 3.60 Distribución de intensidad a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo, para una excitación centrada en un núcleo. a) Separación de $14 \mu\text{m}$ y longitud de onda de 1440 nm , b) separación de $14 \mu\text{m}$ y longitud de onda de 1630 nm , c) separación de $15 \mu\text{m}$ y longitud de onda de 1440 nm y d) separación de $15 \mu\text{m}$ y longitud de onda de 1630 nm .

En las dos situaciones estudiadas en este apartado con el objetivo de acotar el efecto de la potencia de bombeo de entrada sobre el parámetro Q , la diferencia del coeficiente de ganancia entre núcleos es mucho menor que en la de los apartados 3.4.3.3.1 y 3.4.3.3.2, bien porque por ambos núcleos se propaga la misma potencia de bombeo, como es el caso de la excitación simétrica, o bien porque en el coeficiente de ganancia solo intervienen las pérdidas por dispersión, como cuando la luz propagante se encuentra fuera de la banda de absorción y emisión de los iones activos. En estas dos situaciones, las únicas medidas que reflejan cierta variación del parámetro Q con la potencia de bombeo de entrada son las correspondientes a la longitud de onda de 1440 nm . Esto podría ser debido a que dicha longitud de onda aún se encuentra dentro del rango de absorción y emisión de los iones activos. En el resto de casos, la variación del parámetro Q con la potencia de bombeo de entrada es despreciable.

En la Figura 3.44 se ha visto que el periodo espacial de la potencia de bombeo es superior a la longitud de la guía para separaciones entre núcleos superiores a unas $9 \mu\text{m}$. Esto indicaría que, para las guías sobre las que se han efectuado las medidas expuestas en los apartados 3.4.3.3.1 y 3.4.3.3.2, es razonable asumir que la potencia de bombeo se encuentra confinada en el núcleo excitado inicialmente. En esta situación, la diferencia entre coeficientes de ganancia de los dos núcleos sería considerable, dado que solo uno de los dos núcleos podría actuar como amplificador. Esto podría indicar que la variación del parámetro Q está relacionada con la diferencia entre los coeficientes de ganancia de los núcleos. El modelo expuesto en el capítulo 2 no explica esta dependencia, por lo que en los siguientes apartados se buscará proponer un marco teórico más completo, con el que dar cuenta de los efectos observados.

3.4.3.4 Análisis mediante la teoría de modos acoplados

La propagación del campo eléctrico a lo largo de una guía multinúcleo se suele modelizar mediante la propagación de los supermodos o mediante la TMA. Cuando se trata de guías activas, se suelen propagar las potencias ópticas de los supermodos y calcular su ganancia según el modelo explicado en el apartado 2.3. No obstante, los casos que se encuentran en la literatura suelen presentar núcleos dopados y bombeados por igual. Es decir, se trata de casos en los que los modos de los núcleos presentan coeficientes de ganancia similares. Ante la necesidad de contar con un marco teórico que tenga en cuenta estas asimetrías en el comportamiento activo y las limitaciones de las formulaciones anteriores, hemos creído necesario poner a punto un método de cálculo específico.

Con el objetivo de diseñar un EDFA con ganancia ecualizada, en [17] proponen el uso de una fibra coaxial en la cual únicamente el núcleo central se encuentra dopado. Para estudiar las características de la propagación en dicha fibra utilizan la teoría de modos acoplados. Este artículo resulta de gran interés puesto que, pese a tratarse de una estructura de guiado diferente, presenta características similares a las guías de dos núcleos bajo estudio: presenta dos zonas de guiado (el núcleo central y el anillo exterior), actuando solo una de ellas como medio amplificador (solo se encuentra dopado el núcleo central). Tanto esta estructura, como la de las guías dobles integradas en las que el bombeo se encuentra confinado en uno de los núcleos, presentan una clara asimetría en el comportamiento activo.

Según la TMA es posible obtener las distribuciones transversales de campo y los coeficientes de propagación de los supermodos de una guía multinúcleo en base a los de sus núcleos individuales. Basándonos en la propuesta de [17], en la que se tiene en cuenta el coeficiente de ganancia del núcleo central a la hora de calcular los coeficientes de fase de los modos propios, vamos a considerar aquellas situaciones en las que no son válidas las aproximaciones empleadas en el apartado 2.2.2, de tal manera que los modos de los núcleos puedan presentar tanto pérdidas como ganancias ($\alpha^{(i)} \neq 0$), así como diferentes coeficientes de fase y/o de ganancia ($\alpha^{(i)} \neq \alpha^{(j)}$ y $\beta^{(i)} \neq \beta^{(j)}$). Suponemos una guía de dos núcleos acoplados cuyos coeficientes de propagación vienen dados por

$$\begin{aligned}\gamma^{(1)}(z) &= -\alpha^{(1)}(z) + i\beta^{(1)} \\ \gamma^{(2)}(z) &= -\alpha^{(2)}(z) + i\beta^{(2)},\end{aligned}\tag{3.30}$$

en donde los coeficientes de fase (β) son constantes a lo largo de la guía pero los coeficientes de ganancia pueden cambiar si lo hacen las potencias ópticas ($\alpha(z)$). Siendo $E^{(1)}(x, y)$ y $E^{(2)}(x, y)$ las distribuciones transversales de campo eléctrico de los modos de los núcleos individuales, el campo en el interior de la guía vendrá dado por la expresión

$$E(x, y, z) = A^{(1)}(z) \cdot E^{(1)}(x, y) \cdot e^{-\gamma^{(1)}z} + A^{(2)}(z) \cdot E^{(2)}(x, y) \cdot e^{-\gamma^{(2)}z}.\tag{3.31}$$

De forma análoga a los cálculos del apartado 2.2.2.1, introduciendo la expresión (3.31) en la ecuación de ondas (2.8) y suponiendo que las amplitudes varían suavemente en función de z , se llega a las nuevas ecuaciones de los modos acoplados. Despreciando el factor de corrección al coeficiente de fase del modo del núcleo individual y resolviendo el sistema de ecuaciones resultante, se obtiene el coeficiente de propagación de los supermodos de la guía de dos núcleos:

$$\gamma_m = -\frac{\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}}{2} + i\frac{\beta^{(1)} + \beta^{(2)}}{2} \pm \frac{i}{2}\sqrt{(\Delta\beta + i\Delta\alpha)^2 + 4\kappa^2},\tag{3.32}$$

en donde $\Delta\alpha = \alpha^{(2)} - \alpha^{(1)}$, $\Delta\beta = \beta^{(2)} - \beta^{(1)}$ y $\kappa^2 = \kappa^{(12)}\kappa^{(21)}$. El supermodo simétrico ($m = s$) se corresponde con el signo “+”, y el supermodo antisimétrico ($m = a$) con el signo “-”. El campo eléctrico total en función de la distribución transversal de campo de los dos supermodos y de sus coeficientes de propagación vendrá dado por la ecuación

$$E_T(x, y, z) = a_s E_s(x, y) \exp\left(-\int_0^z \gamma_s(z') dz'\right) + a_a E_a(x, y) \exp\left(-\int_0^z \gamma_a(z') dz'\right). \quad (3.33)$$

3.4.3.4.1 Diferencia en los coeficientes de ganancia

Con el objetivo de contrastar la hipótesis según la cual la dependencia del parámetro Q con la potencia de bombeo de entrada puede explicarse a partir de la diferencia entre los coeficientes de ganancia de los modos de los núcleos individuales debido al confinamiento del bombeo en uno de ellos, suponemos una guía en la que los modos de sus núcleos individuales presentan diferentes coeficientes de ganancia, $\alpha^{(1)} \neq \alpha^{(2)}$, pero los mismos coeficientes de fase, $\beta^{(1)} = \beta^{(2)} = \beta^{(0)}$. Teniendo esto en cuenta, la expresión de los coeficientes de propagación de los supermodos se simplifica de tal manera que se cumple que

$$\gamma_m = -\frac{\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}}{2} + i\left(\beta^{(0)} \pm \frac{1}{2}\sqrt{4\kappa^2 - \Delta\alpha^2}\right), \quad (3.34)$$

de donde se extrae la información sobre los coeficientes de ganancia y de fase de los supermodos:

$$\alpha_m = \frac{1}{2}(\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}), \quad (3.35)$$

$$\beta_m = \beta^{(0)} \pm \frac{1}{2}\sqrt{4\kappa^2 - \Delta\alpha^2}. \quad (3.36)$$

Para calcular la propagación del campo según la ecuación (3.33) y en base a los coeficientes de ganancia y de fase (3.35) y (3.36) es necesario determinar la diferencia entre los coeficientes de ganancia de los modos de los núcleos individuales: $\Delta\alpha = \alpha^{(2)} - \alpha^{(1)}$. Para ello, calculamos el coeficiente de ganancia del modo de un núcleo individual en función de la potencia de bombeo de entrada según el formalismo del apartado 2.3.

La evolución de la potencia óptica expresada en función del coeficiente de ganancia y de un intervalo Δz en la dirección de propagación viene dada por la expresión

$$P(z + \Delta z) = P(z) \cdot \exp[2\alpha(z)\Delta z], \quad (3.37)$$

de donde se puede despejar el coeficiente de ganancia del modo del núcleo individual,

$$\alpha(z) = \frac{1}{2\Delta z} \ln \left[\frac{P(z + \Delta z)}{P(z)} \right]. \quad (3.38)$$

En la Figura 3.61 se observa la evolución de la potencia óptica de la señal (1534 nm) a lo largo de un único núcleo para diferentes valores de la potencia de bombeo, y en la Figura 3.62 se muestra el coeficiente de ganancia del modo de un único núcleo aislado para diferentes potencias de bombeo que se corresponden a las de la evolución de la potencia óptica de la Figura 3.61.

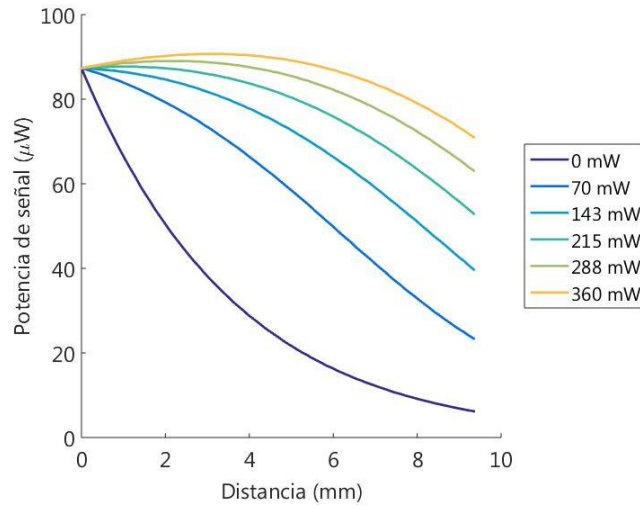


Figura 3.61 Simulación de la evolución de la potencia de señal a lo largo de una guía de un solo núcleo monomodo aislado para diferentes valores de la potencia de bombeo de entrada en configuración unidireccional. Los parámetros del núcleo son los determinados en los apartados 3.3 y 3.4.1.2 para la familia de guías escritas con una energía de pulso de 524 nJ.

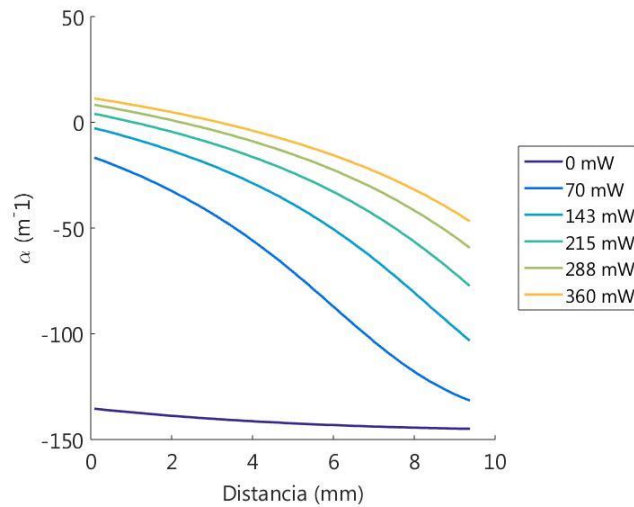


Figura 3.62 Coeficiente de ganancia de una guía de un núcleo aislado monomodo para diferentes valores de la potencia de bombeo de entrada, calculado según la expresión (3.38) en base a la evolución de las potencias ópticas de la Figura 3.61.

Suponiendo que se excita inicialmente el núcleo 1 y que el bombeo queda confinado en su interior, el coeficiente de ganancia del modo de dicho núcleo dependerá de la potencia de bombeo de entrada tal y como se observa en la Figura 3.61, y el del modo del núcleo 2 se corresponderá siempre con el de potencia de bombeo nula de la misma figura. Bajo esta suposición, se puede calcular el cuadrado de la diferencia del coeficiente de ganancia entre los modos de los núcleos. En la Figura 3.63 se muestra la diferencia al cuadrado calculada de la forma $\Delta\alpha^2 = (\alpha^{(2)} - \alpha^{(1)})^2$.

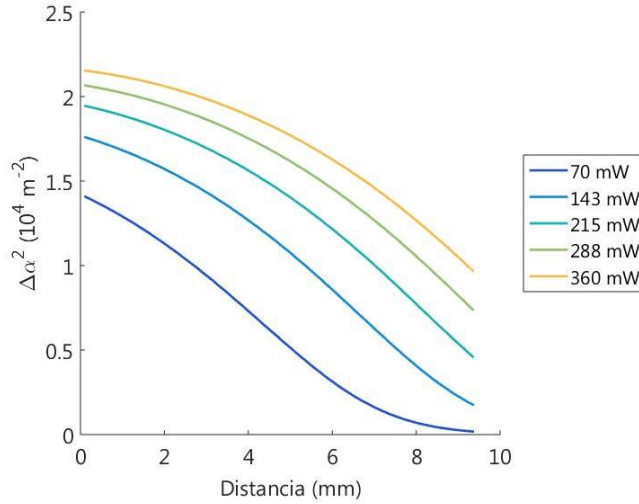


Figura 3.63 Cuadrado de la diferencia entre los coeficientes de ganancia de los núcleos individuales para diferentes valores de potencia de bombeo de entrada, calculado con los coeficientes de ganancia de la Figura 3.62.

Una vez obtenida la diferencia entre coeficientes de ganancia de los modos de los núcleos individuales se calculan los coeficientes de propagación de los supermodos en base a las ecuaciones (3.35) y (3.36). A continuación se calculan las distribuciones transversales de campo eléctrico de los supermodos mediante la herramienta FemSIM del programa RSoft CAD. Posteriormente se calcula la amplitud de cada supermodo mediante la integral de solapamiento entre sus distribuciones transversales de campo y la de la excitación. Una vez hecho esto se utiliza la ecuación (3.33) para calcular la distribución transversal de campo eléctrico a la salida de la guía de dos núcleos, su distribución transversal de intensidad y el correspondiente parámetro q . Como se puede observar, el parámetro q depende de la distribución de intensidad, que a su vez depende de los coeficientes de propagación de los supermodos, que a su vez dependen de la diferencia entre coeficientes de ganancia de los núcleos individuales. De esta forma se observa la relación que se había planteado en el apartado 3.4.3.3. Ahora falta comprobar si dicha relación es capaz de explicar cuantitativamente la variación del parámetro q con la potencia de bombeo de entrada.

En la Figura 3.41 se puede observar cómo algunos de los puntos experimentales se alejan del ajuste global del parámetro q en función de la separación entre núcleos. Para ajustar dicho valor, sin modificar los valores ya determinados, se ha decidido tener en cuenta este error modificando ligeramente los valores de fabricación de las separaciones entre los núcleos de las guías. Esta modificación se realiza sin necesidad de considerar parámetros activos y manteniendo el valor de la separación final dentro del rango de error razonable según el proceso de fabricación. En el caso de la guía de 17 μm de separación nominal, se ha modificado en un 3% el valor de la separación entre núcleos de la guía, siendo la nueva separación de 17.5 μm . Tal y como se puede observar en la Figura 3.54, el parámetro q de esta guía, obtenido mediante el registro en una cámara de la distribución de intensidad a su salida, presenta diferencias en función del núcleo mediante el que se calcule. En este caso se ha buscado ajustar la serie de valores que menor variación presenta de las dos. En la Figura 3.64 se muestra el parámetro q medido para la guía de 17 μm de separación nominal entre núcleos junto con su simulación numérica calculada mediante el método desarrollado en este apartado. Se puede observar cómo la simulación consigue reproducir la dependencia experimental del parámetro q con la potencia de bombeo de entrada.

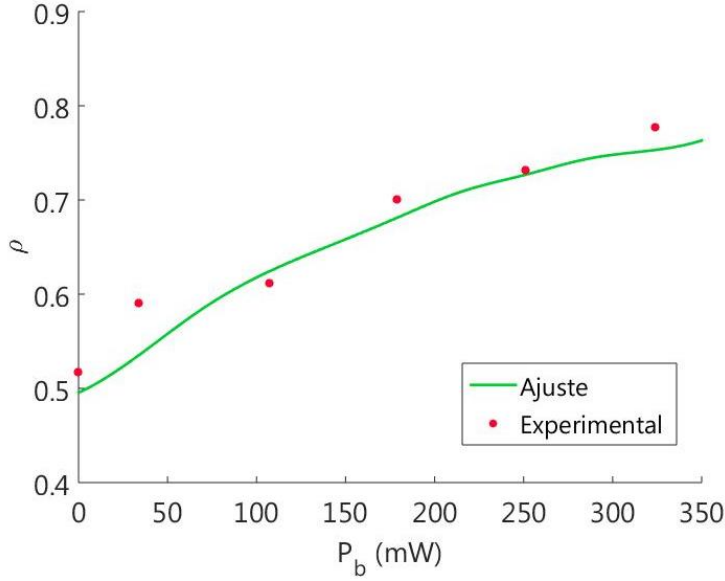


Figura 3.64 Ajuste del parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada, para la guía de 17 μm de separación nominal entre núcleos.

Se observa cómo el desarrollo matemático expuesto en este apartado no solo relaciona cualitativamente el parámetro ρ con la potencia de bombeo de entrada sino que también es capaz de reproducir de forma cuantitativa dicha dependencia. No obstante, la guía de 17 μm de separación nominal entre núcleos es la única que se ha conseguido ajustar mediante este método. En el resto de casos, pese a que se observa una dependencia numérica de ρ con la potencia de bombeo, esta no es suficiente como para explicar cuantitativamente las observaciones experimentales.

3.4.3.4.2 Diferencia en los coeficientes de ganancia y de fase

Viendo que el modelo desarrollado es capaz de explicar cualitativa pero no cuantitativamente la dependencia observada de ρ con la potencia de bombeo, nos planteamos si puede haber otros factores que influyan de tal manera que potencien dicho efecto. En la raíz de la ecuación (3.32), el término $\Delta\beta$ es nulo debido a que consideramos núcleos iguales. De no serlo, aparecería un nuevo término que podría indicar un comportamiento parecido. A continuación se muestra el desarrollo matemático en caso de que no se puedan suponer núcleos idénticos. En primer lugar es necesario resolver la raíz compleja de la ecuación (3.34), de tal manera que los coeficientes de fase y de ganancia vendrán dados en función de la parte real o imaginaria de dicha raíz:

$$\beta_m = \frac{1}{2}(\beta^{(1)} + \beta^{(2)}) \pm \frac{1}{2}\text{Re}\left\{\sqrt{(\Delta\beta + i\Delta\alpha)^2 + 4\kappa^2}\right\}, \quad (3.39)$$

$$\alpha_m = \frac{1}{2}(\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}) \mp \frac{1}{2}\text{Im}\left\{\sqrt{(\Delta\beta + i\Delta\alpha)^2 + 4\kappa^2}\right\}. \quad (3.40)$$

Calculando la parte real y la parte imaginaria de la raíz $\sqrt{\Delta\beta^2 - \Delta\alpha^2 + 2i\Delta\alpha\Delta\beta + 4\kappa^2}$, se obtienen las siguientes expresiones para los coeficientes de fase y de ganancia de los supermodos

$$\beta_m = \frac{1}{2}(\beta^{(1)} + \beta^{(2)}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(4\kappa_{\text{ef}}^2 - \Delta\alpha^2)^2 + (2\Delta\alpha\Delta\beta)^2} + \frac{1}{2}(4\kappa_{\text{ef}}^2 - \Delta\alpha^2)}, \quad (3.41)$$

$$\alpha_m = \frac{1}{2}(\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}) \mp \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(4\kappa_{\text{ef}}^2 - \Delta\alpha^2)^2 + (2\Delta\alpha\Delta\beta)^2} - \frac{1}{2}(4\kappa_{\text{ef}}^2 - \Delta\alpha^2)}, \quad (3.42)$$

en donde se ha definido un coeficiente de acoplamiento efectivo dado por

$$4\kappa_{\text{ef}}^2 = 4\kappa^2 + \Delta\beta^2, \quad (3.43)$$

de tal manera que cuando el coeficiente de ganancia de ambos núcleos es igual, $\Delta\alpha = 0$, el coeficiente de fase de los supermodos se puede escribir como en la expresión (2.33), según la ecuación

$$\beta_m = \hat{\beta} \pm \kappa_{\text{ef}}, \quad (3.44)$$

en donde $\hat{\beta} = \frac{1}{2}(\beta^{(1)} + \beta^{(2)})$ es la media de los coeficientes de fase de los modos de los núcleos individuales.

Comparando la nueva expresión para el coeficiente de fase (3.41) con la del apartado anterior (3.36) se observa que el término $\Delta\alpha$ aparece más veces, una de ellas modulado por el parámetro $\Delta\beta$. Esto hace esperar que cuanto mayor sea la diferencia entre núcleos, mayor será también el impacto de la diferencia entre coeficientes de ganancia, debido al término $2\Delta\alpha\Delta\beta$. La diferencia entre núcleos de una misma guía, que hasta ahora se había considerado nula, pasa a ser un parámetro de ajuste. No obstante, es necesario estimar las variaciones permitidas dentro del rango de error de fabricación y su influencia sobre la distribución transversal de campo eléctrico de los supermodos. En las indicaciones de la guía integrada el rango de error del valor del diámetro era de una micra. A partir de ahora vamos a suponer que las diferencias entre coeficientes de fase de los dos núcleos de una misma guía son debidas a las diferencias entre los diámetros de sus núcleos. Fijamos el valor del diámetro del núcleo de excitación, D_1 , en $5.3 \mu\text{m}$, valor obtenido en 3.4.1; y estudiamos las consecuencias de pequeñas variaciones en el diámetro del segundo núcleo, D_2 . En la Tabla 3.9 se muestra el valor del parámetro $\Delta\beta$ y su error relativo con respecto al coeficiente de fase $\beta^{(1)}$, para diferentes valores del diámetro D_2 .

Tabla 3.9 Valores de diámetro del núcleo 2 junto con el correspondiente valor de la diferencia entre constantes de fase de los dos núcleos y su error relativo.

$D_2 (\mu\text{m})$	$ \Delta\beta (\text{m}^{-1})$	$\epsilon_\beta (\%)$
5.25 y 5.35	150	$2.5 \cdot 10^{-3}$
5.20 y 5.40	300	$5.0 \cdot 10^{-3}$
5.10 y 5.50	600	$1.0 \cdot 10^{-2}$
5.00 y 5.60	900	$1.5 \cdot 10^{-2}$

A continuación, en la Figura 3.65, se muestra el perfil transversal (corte según el eje x de la Figura 3.55) de los supermodos simétrico (a) y antisimétrico (b) en función de la diferencia entre los diámetros de los núcleos según los valores de la Tabla 3.9 para la guía de $14 \mu\text{m}$ de separación nominal entre núcleos. Pese a que estas distribuciones dejan de ser simétricas o antisimétricas, se ha decidido mantener la notación usada hasta ahora.

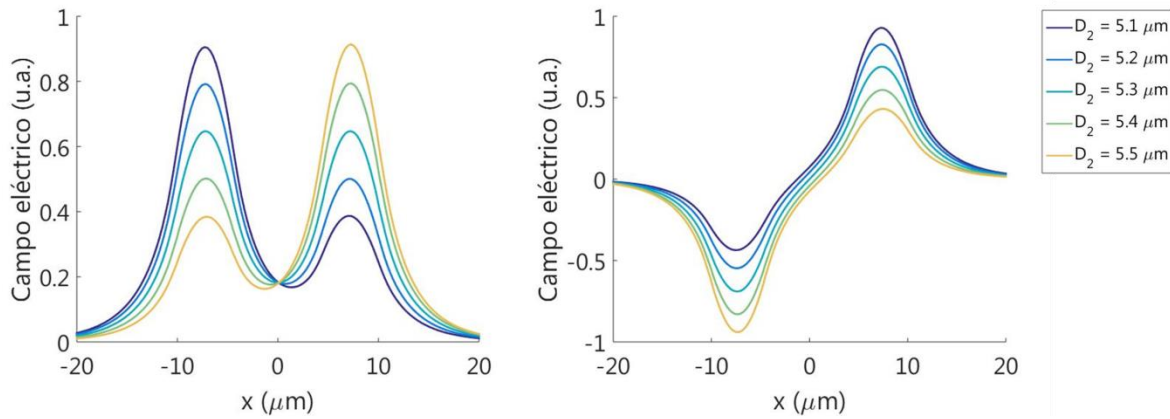


Figura 3.65 Perfil transversal (eje x) de la amplitud de campo eléctrico normalizada de los supermodos (a) simétrico y (b) antisimétrico para diferentes valores del diámetro del núcleo 2 siendo $5.3 \mu\text{m}$ el del núcleo 1, para una separación entre núcleos de $14 \mu\text{m}$ y una longitud de onda de 1534 nm . Distribuciones normalizadas con respecto a los máximos.

Como se puede observar en la Figura 3.65, pequeños cambios en el diámetro de uno de los dos núcleos ($\sim 0.5 \mu\text{m}$) provocan diferencias considerables en la distribución transversal de campo eléctrico de los supermodos de la guía. Esta variación en los perfiles provoca que su solapamiento con la distribución de bombeo varíe y que, como consecuencia, ambos supermodos presenten ganancias diferentes. En la Figura 3.66 se representa la ganancia relativa a la salida de la guía para potencia de bombeo máxima del supermodo simétrico (a) y antisimétrico (b) en función de la separación entre núcleos, para varios valores de diámetro del núcleo 2 y en donde se supone la potencia de bombeo confinada en el núcleo 1.

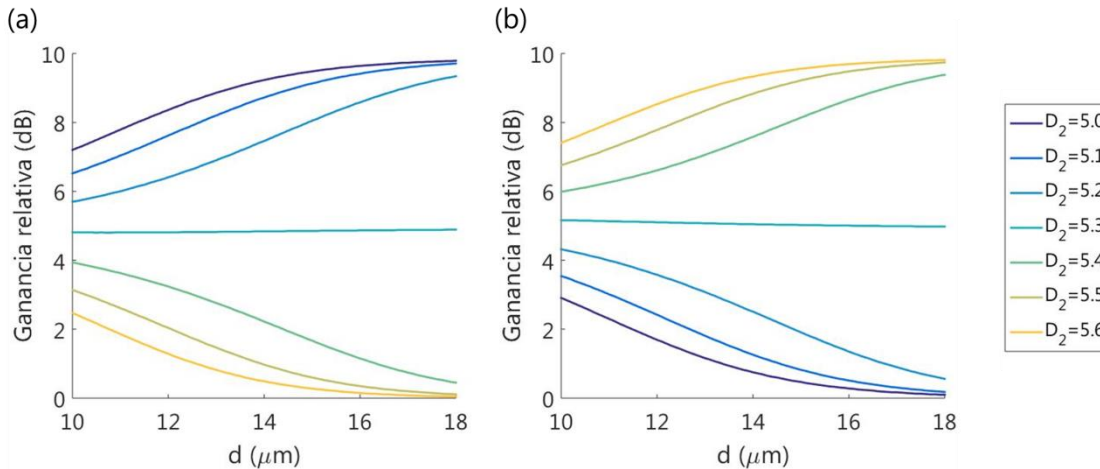


Figura 3.66 Ganancia relativa de los supermodos (a) simétrico y (b) antisimétrico en función de la separación entre núcleos para diferentes valores del diámetro del núcleo 2 cuando el del núcleo 1 es de $5.3 \mu\text{m}$. Calculado para una señal de longitud de onda de 1534 nm en caso de bombeo de entrada máximo (360 mW) en configuración unidireccional y confinado en el núcleo 1.

Debido a las diferencias en la ganancia de cada supermodo causadas por la variación de su perfil de campo eléctrico, el campo total a la salida puede variar en función de la potencia de bombeo de entrada. Como únicamente el núcleo 1 se encuentra bombeado, a medida que la potencia de bombeo de entrada aumenta el perfil de campo eléctrico a la salida tenderá hacia el del supermodo que solape en mayor medida con el núcleo 1. Como se puede ver en la Figura 3.65, para valores del diámetro 2 inferiores a $5.3 \mu\text{m}$

μm el supermodo simétrico presenta un mayor solapamiento con el núcleo 1, lo que ocasiona que su ganancia sea mayor que la del supermodo antisimétrico, tal y como se puede comprobar en la Figura 3.66. Para valores del diámetro 2 superiores a $5.3 \mu\text{m}$ el supermodo antisimétrico es el que presenta una mayor ganancia.

3.4.3.4.3 Resultados y ajustes finales

Como se ha visto en 3.4.3.4.2, pequeñas diferencias entre los dos núcleos de una misma guía (que conllevarían un valor de $\Delta\beta$ no nulo) pueden ocasionar diferencias considerables en las distribuciones de campo eléctrico de sus supermodos y, como consecuencia, en la ganancia de cada uno de ellos, lo que puede ocasionar variaciones del parámetro q a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo. Además, según la ecuación (3.41), el término $\Delta\beta$ se encuentra multiplicando al término $\Delta\alpha$ que, como se ha visto en 3.4.3.4.1, provoca cambios en el parámetro q a la salida de la guía en función de la potencia de bombeo. Este producto puede incrementar dicho efecto. Teniendo en cuenta estas dos formas en las que el parámetro $\Delta\beta$ puede influir sobre la variación de q en función de la potencia de bombeo de entrada, se han buscado los valores de dicho parámetro que mejor ajustan la dependencia de q con el bombeo a la salida de la guía para las guías de diferentes separaciones nominales entre núcleos.

Para cada guía se ajusta la separación entre núcleos y la constante efectiva para que el parámetro q teórico en ausencia de bombeo coincida con el obtenido experimentalmente. Luego se calculan los coeficientes de propagación de los supermodos en función de la potencia de bombeo y del parámetro de ajuste $\Delta\beta$ mediante las ecuaciones (3.41) y (3.42). A continuación se calculan las distribuciones transversales de campo eléctrico mediante la herramienta FemSIM del software RSoft CAD en donde se modifica el diámetro del núcleo 2 según el valor de ajuste $\Delta\beta$. Con las distribuciones de campo y los coeficientes de propagación resultantes se calcula el campo a la salida de la guía mediante la ecuación (3.33). Con la distribución transversal de intensidad a la salida de la guía se calcula el parámetro q de la misma forma que en la Figura 3.40 en el caso de las medidas. Esta simulación se ajusta a las medidas de q en función de la potencia de bombeo de entrada para las guías de diferentes separaciones entre núcleos.

En la Tabla 3.10 se muestran los parámetros del mejor ajuste de q en función de la potencia de bombeo de entrada para cuatro guías con separaciones nominales entre núcleos de 11, 13, 14 y $17 \mu\text{m}$. Los parámetros de ajuste son la separación entre núcleos (d) y el diámetro de uno de los núcleos (D_2), a partir del cual se obtiene la diferencia en los coeficientes de fase de los modos de los núcleos individuales ($\Delta\beta$). Junto a estos parámetros se muestra el error relativo de la separación entre núcleos (ϵ_d) y de la diferencia entre coeficientes de fase ($\epsilon_{\Delta\beta}$). En la Figura 3.67 se muestra el mejor ajuste del parámetro q en función de la potencia de bombeo de entrada para estas cuatro guías.

Tabla 3.10 Valores de los parámetros del mejor ajuste de la evolución de q para las guías de distintas separaciones entre núcleos.

$d_{\text{nominal}} (\mu\text{m})$	$d_{\text{ajuste}} (\mu\text{m})$	$\epsilon_d (\%)$	$ \Delta\beta (\text{m}^{-1})$	$\epsilon_{\Delta\beta} (\%)$	$D_2 (\mu\text{m})$
11	11.25	2.3	600	$1.0 \cdot 10^{-2}$	5.5
13	13.0	0.0	700	$1.2 \cdot 10^{-2}$	5.1
14	13.9	0.7	400	$6.7 \cdot 10^{-3}$	5.2
17	17.5	2.9	0	0.0	5.3

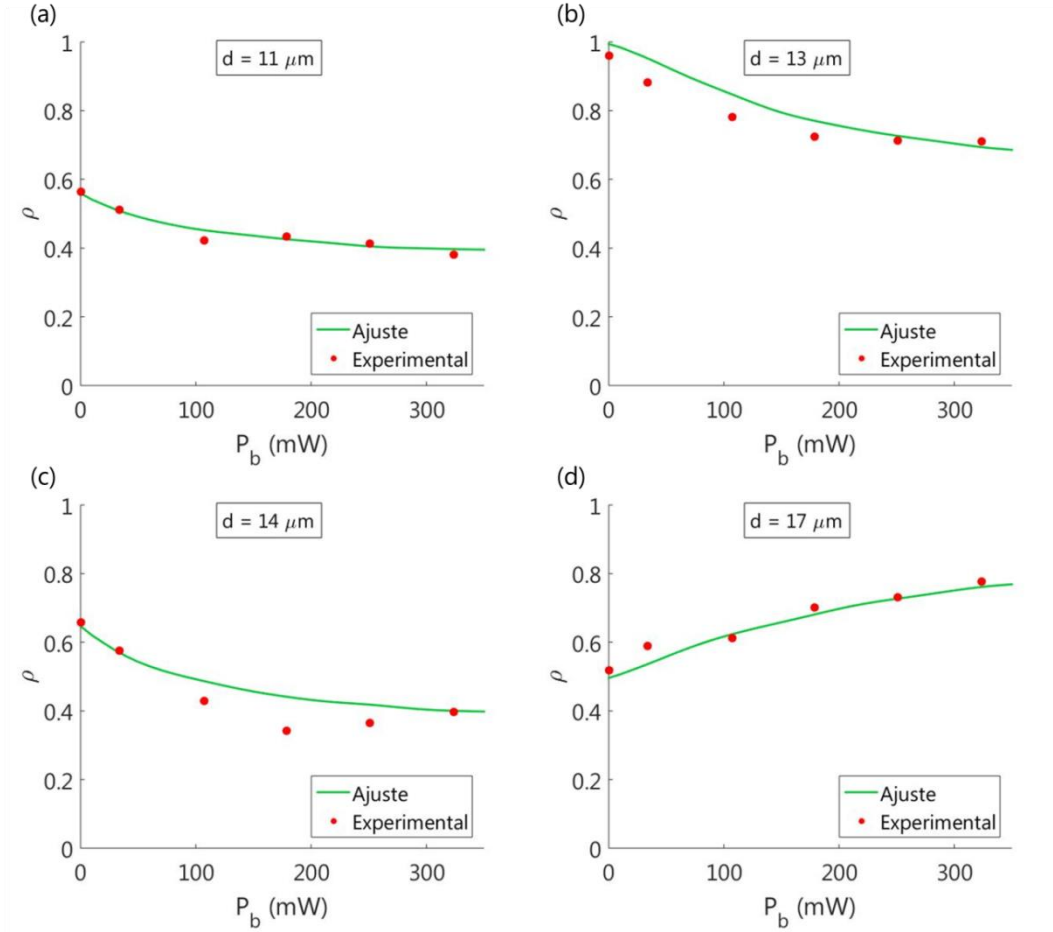


Figura 3.67 Ajuste del parámetro ρ en función de la potencia de bombeo de entrada según los parámetros de la Tabla 3.10, para las guías de (a) 11, (b) 13, (c) 14 y (d) 17 μm de separación nominal entre centros de los núcleos.

Como se ha visto en el apartado 3.4.3.4.1, el parámetro ρ de la guía de 17 μm de separación nominal entre núcleos se puede ajustar sin necesidad de suponer núcleos con diámetros distintos. Para los otros tres casos ha sido necesario modificar el diámetro de uno de los dos núcleos y, consistentemente, el coeficiente de fase del modo de dicho núcleo. Para las guías de 11 y 13 μm de separación nominal se observan buenos ajustes. En el caso de la guía de 14 μm de separación, se observa cómo pese a ajustar el parámetro ρ para bajas y altas potencias, hay cierta discrepancia en los puntos de las potencias de bombeo intermedias. Aumentando el parámetro $\Delta\beta$ es posible ajustar los puntos de dichas potencias intermedias pero a expensas del ajuste a altas potencias de bombeo. Esto mismo sucede, con una mayor discrepancia, para la guía de 15 μm de separación; en donde pese a que es posible ajustar los valores iniciales y finales de ρ con menos de un 10 % de error mediante los parámetros $\Delta\beta=500 \text{ m}^{-1}$, $d=15.0 \mu\text{m}$ y $D_2=5.4 \mu\text{m}$; el error es considerable para los parámetros de las potencias de bombeo intermedias.

El hecho de que, en general, los ajustes de la evolución de ρ con la potencia del bombeo sean razonablemente buenos, refuerza la hipótesis enunciada a lo largo del apartado 3.4.3.4: siendo esta que a partir de una cierta separación entre núcleos el bombeo se encuentra confinado en el núcleo excitado inicialmente y que dicha asimetría en el comportamiento activo hace que la potencia de bombeo de entrada influya en el reparto de potencia en los dos núcleos a la salida de la guía.

3.4.3.5 Consideraciones sobre las diferencias entre núcleos

En el apartado anterior ha sido necesario suponer pequeñas diferencias entre los dos núcleos de una misma guía para obtener ajustes razonablemente buenos del parámetro q en función de la potencia de bombeo haciendo uso de la teoría de modos acoplados. Cabe preguntarse si, bajo esa misma suposición, es posible reproducir el mencionado comportamiento de q haciendo uso del formalismo de propagación de potencias ópticas de los supermodos. Además, es necesario considerar el efecto de estas variaciones sobre los ajustes ya realizados con este formalismo en el caso de la excitación simétrica, expuestos en el apartado 3.4.2. A continuación se trata de dar respuesta a ambas cuestiones.

3.4.3.5.1 Excitación centrada en un núcleo

Como se ha visto en el apartado 3.4.3.4.2, la variación en las distribuciones transversales de intensidad de los supermodos debidos a cambios en los núcleos provocan que su ganancia se vea modificada y sea diferente para cada supermodo. En esta situación ya no son válidos los cálculos del apartado 3.4.3.1, por lo que no podemos asegurar que la distribución transversal de intensidad a la salida de la guía no dependa de la potencia de bombeo. De hecho, si los dos supermodos presentan ganancias diferentes, su diferencia se hará mayor cuanto más se amplifiquen, provocando cambios en la distribución de salida. Teniendo esto en cuenta, es necesario saber si dichos cambios reproducen los resultados experimentales.

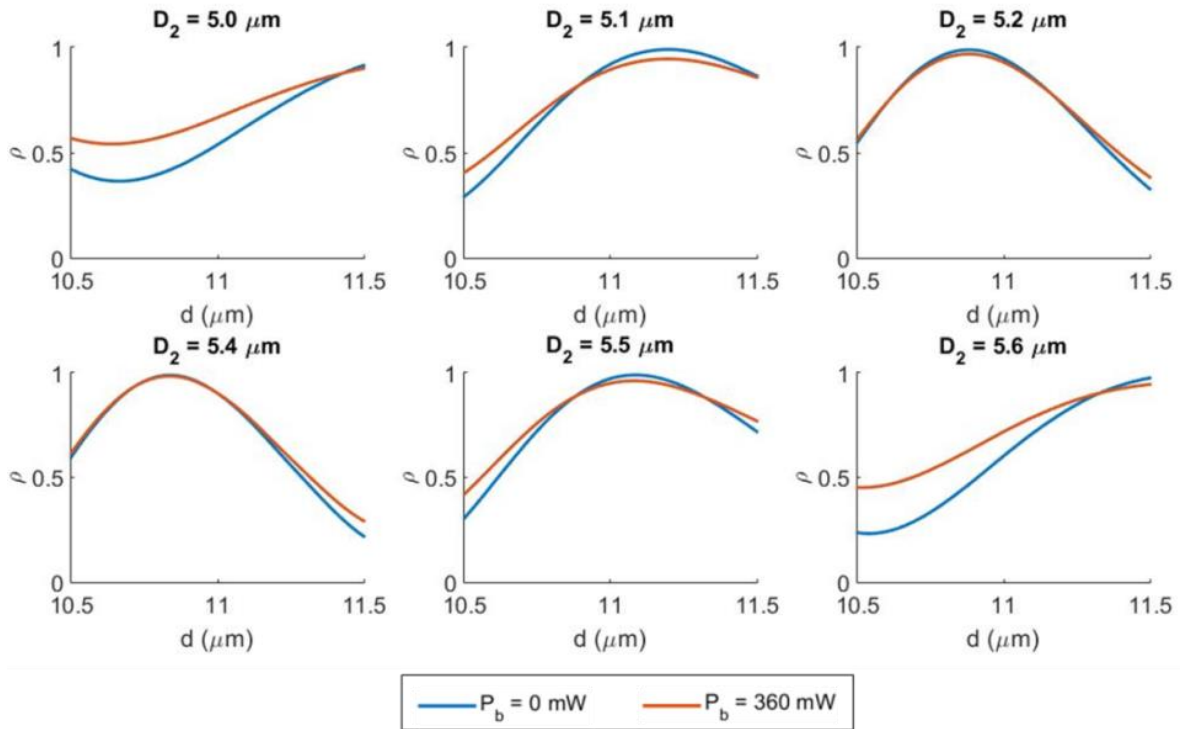


Figura 3.68 Parámetro q para potencia de bombeo de entrada nula (azul) y máxima (rojo) en función de la separación entre centros de los núcleos y para diferentes valores del diámetro del núcleo 2. Se considera una excitación centrada en el núcleo 1, de 5.3 μm de diámetro.

En la Figura 3.68 se muestra el parámetro q cuando la potencia de bombeo de entrada es nula y cuando es máxima (360 mW) en función de separaciones entre núcleos cercanas a $11 \mu\text{m}$ y para distintos valores del diámetro 2. Dependiendo del valor del diámetro 2 y de la separación entre núcleos el parámetro q final puede ser mayor o menor que el inicial. Además, esta diferencia es mayor conforme mayor es la variación del diámetro 2 con respecto al 1, y cuanto menor es la separación entre núcleos. No obstante, no hay una combinación de parámetros que consiga ajustar las medidas que se muestran en la Figura 3.57. Esto se puede comprobar en la Figura 3.69, en la que se representa la evolución del parámetro q en función de la potencia de bombeo de entrada para diferentes valores de separación entre núcleos y de valor del diámetro 2.

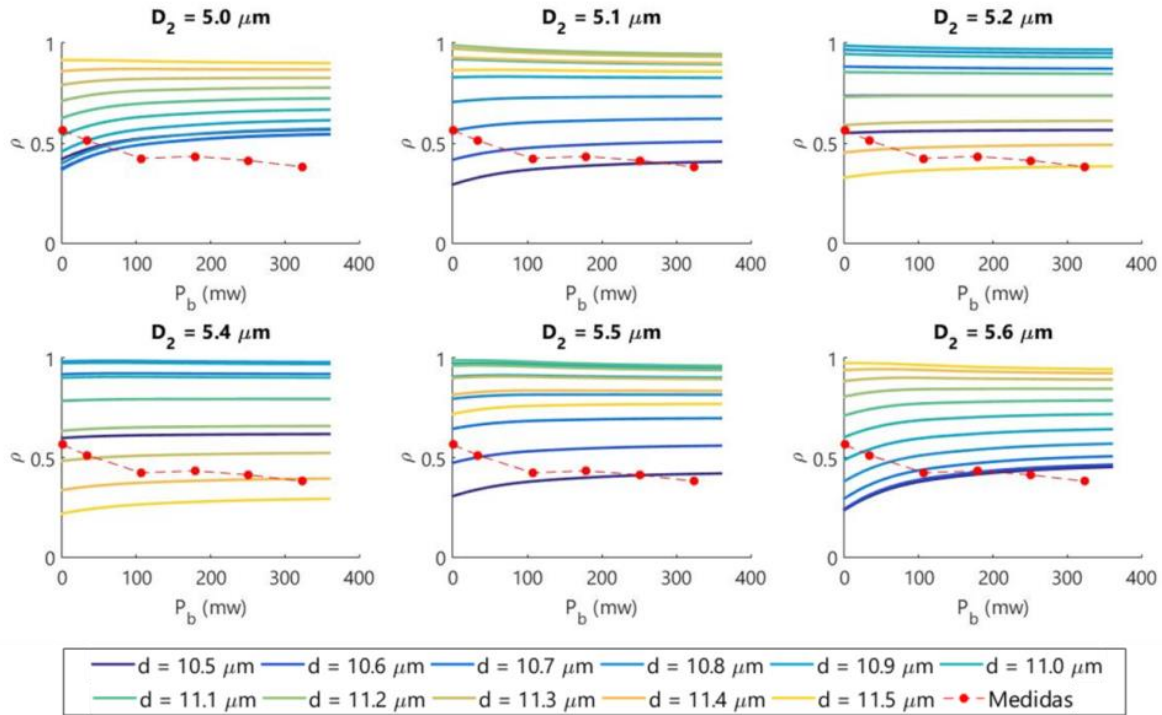


Figura 3.69 Comparación de la evolución del parámetro q determinada experimentalmente (línea discontinua) o numéricamente (líneas continuas) en función de la potencia de bombeo de entrada para diferentes valores del diámetro 2 y de la separación entre centros de los núcleos, para la guía de $11 \mu\text{m}$ de separación nominal, excitando inicialmente el núcleo 1 de $5.3 \mu\text{m}$ el diámetro.

Esta misma situación se encuentra en todas las guías estudiadas en el apartado 3.4.3.3, por lo que la variación en la distribución de campo de los supermodos debido a las diferencias entre los dos núcleos de la guía no es suficiente por sí sola como para explicar la dependencia observada del parámetro q con la potencia de bombeo de entrada mediante el formalismo de la propagación de las potencias de los supermodos.

3.4.3.5.2 Excitación simétrica

Las diferencias entre núcleos pueden influir en la amplificación de la luz cuando la guía se excita simétricamente. Para comprobar el impacto de dichas variaciones se repiten algunas de las simulaciones del apartado 3.4.2 teniendo ahora en cuenta diferentes valores del diámetro para uno de los dos núcleos. En la Figura 3.70 se muestra la potencia a la salida de la guía en función de la separación entre núcleos

para cuatro potencias de bombeo de entrada distintas en configuración unidireccional. En cada gráfica se comparan las medidas con las simulaciones realizadas suponiendo los dos núcleos iguales ($\Delta D=0 \mu\text{m}$) y las simulaciones en las que se tiene en cuenta diferencias en el diámetro de los núcleos de $0.1 \mu\text{m}$ y $0.2 \mu\text{m}$.

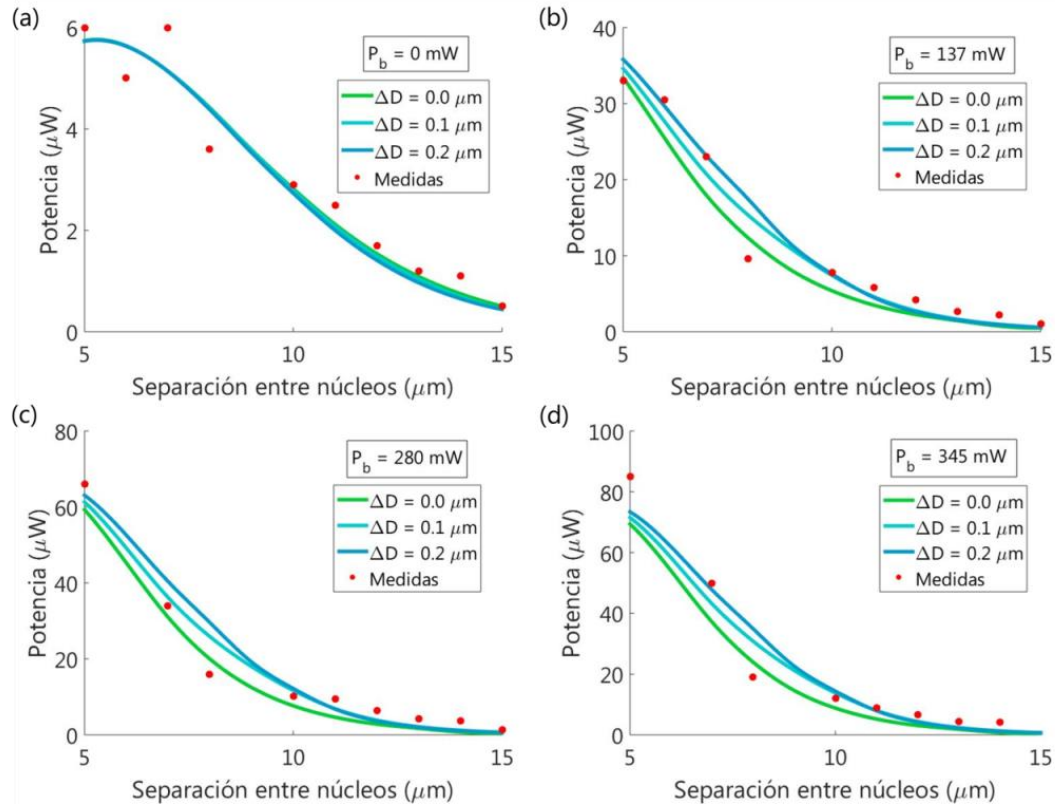


Figura 3.70 Comparación entre medidas y simulaciones de la potencia a la salida de la guía en función de la separación entre núcleos en el caso de excitación simétrica con varias diferencias entre sus diámetros (ΔD) para cuatro valores de potencia de bombeo de entrada: (a) $P_b=0 \text{ mW}$, (b) $P_b=143 \text{ mW}$, (c) $P_b=280 \text{ mW}$ y (d) $P_b=345 \text{ mW}$.

Como se puede observar en la Figura 3.70, las simulaciones varían en función de la diferencia entre los diámetros de los núcleos. No obstante, siguen ajustándose relativamente bien a las medidas. Algunos puntos, como el de la separación de $8 \mu\text{m}$ entre núcleos, se ajustan mejor a la simulación en la que ambos núcleos son idénticos, mientras que otros, como el de $10 \mu\text{m}$ de separación, se ajustan mejor a las medidas cuando los diámetros de los núcleos son diferentes. Esto también se puede observar en la Figura 3.71, en la que se representa la ganancia relativa en función de la potencia de bombeo de entrada para las guías de separaciones entre núcleos de $5 \mu\text{m}$ (a), $7 \mu\text{m}$ (b), $8 \mu\text{m}$ (c) y $10 \mu\text{m}$ (d). En esta figura se puede observar cómo las diferencias en las simulaciones aumentan a medida que aumenta la separación entre los núcleos de la guía. Hay que tener en cuenta que si los dos núcleos no son idénticos se pierde precisión a la hora de excitar en el centro de la guía, lo que puede provocar que al cambiar la potencia de bombeo cambie la posición de alineación de la fibra y, por tanto, se observen cambios en la tendencia de los puntos experimentales obtenidos, tal y como se aprecia, por ejemplo, en la guía de $10 \mu\text{m}$ de separación que se muestra en la Figura 3.71 (d).

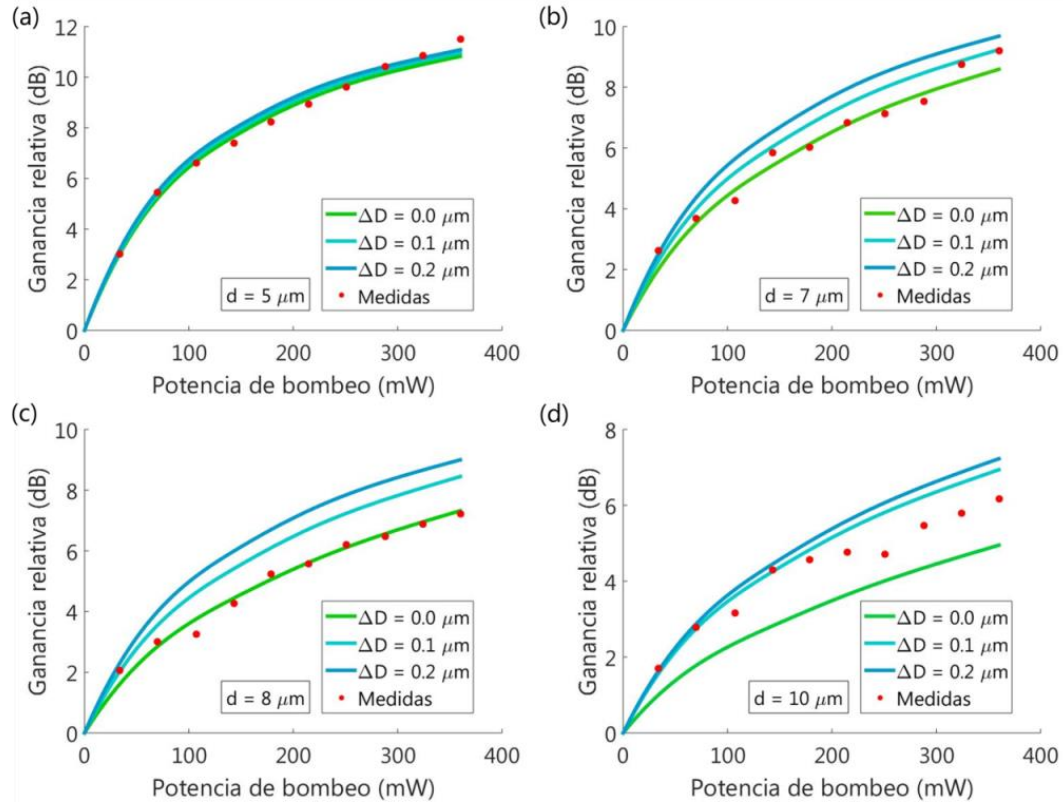


Figura 3.71 Comparación entre medidas y simulaciones de la ganancia relativa a la salida de las guías de dos núcleos separados entre sí (a) 5 μm , (b) 7 μm , (c) 8 μm y (d) 10 μm , en función de la potencia de bombeo de entrada en configuración unidireccional y para diferentes valores de la diferencia de diámetro entre núcleos, $\Delta D=0.0, 0.1$ y $0.2 \mu\text{m}$.

3.4.3.6 Conclusiones

En el apartado 3.4.3.3 se han expuesto las medidas que muestran una dependencia del parámetro g con la potencia de bombeo de entrada. Como se ha visto en 3.4.3.1, esta dependencia es diferente a la que cabría esperar teóricamente mediante el formalismo de la propagación de las potencias de los supermodos. A partir de los resultados expuestos en el apartado 3.4.3.3, en el que se trataba de acotar las situaciones en las que se observaba dicho efecto, se ha planteado la hipótesis de que dicha dependencia está relacionada con el comportamiento activo asimétrico debido al confinamiento del bombeo en uno de los dos núcleos. Con el objetivo de valorar dicha hipótesis, en el apartado 3.4.3.4 se ha desarrollado un formalismo matemático que tiene en cuenta dicha asimetría, basado en la teoría de modos acoplados. Como se observa en 3.4.3.4.3, este formalismo permite reproducir teóricamente la dependencia del parámetro g con la potencia de bombeo de entrada, suponiendo que los núcleos pueden ser diferentes y usando dicha diferencia como parámetro de ajuste. Por lo tanto, el formalismo desarrollado explica razonablemente bien la dependencia observada. Según este formalismo, la diferencia entre núcleos tiene un gran impacto sobre la propagación activa. Hasta donde se ha visto en la literatura, es la primera vez que se hace referencia a este efecto y, obviamente, también la primera vez que se consigue explicar teóricamente, siendo, por tanto, uno de los principales resultados de esta tesis.

3.5 Referencias

- [1] T. T. Fernandez *et al.*, “Ion migration assisted inscription of high refractive index contrast waveguides by femtosecond laser pulses in phosphate glass,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 24, pp. 5248–5251, 2013.
- [2] J. del Hoyo, P. Moreno-Zárate, G. Escalante, J. A. Vallés, P. Fernández, and J. Solís, “High-efficiency waveguide optical amplifiers and lasers via FS-laser induced local modification of the glass composition,” *J. Light. Technol.*, vol. 35, no. 14, pp. 2955–2959, 2017.
- [3] J. del Hoyo *et al.*, “Control of waveguide properties by tuning femtosecond laser induced compositional changes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 13, p. 131101, 2014.
- [4] V. Berdejo Arceiz, “Estudio y desarrollo de amplificadores y láseres basados en fibra de cristal fotónico y guías integradas escritas con láser con aplicación como sensores,” Tesis doctoral, Universidad de Zaragoza, 2013.
- [5] “No Title.” [Online]. Available: <https://www.edmundoptics.com/p/40x-din-achromatic-finite-intl-standard-objective/3136/>.
- [6] T. T. Fernandez *et al.*, “Bespoke photonic devices using ultrafast laser driven ion migration in glasses,” *Prog. Mater. Sci.*, vol. 94, pp. 68–113, May 2018.
- [7] F. Ladouceur, “Roughness, inhomogeneity, and integrated optics,” *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 6, pp. 1020–1025, Jun. 1997.
- [8] H. C. Hulst and H. C. van de Hulst, *Light scattering by small particles*. Courier Corporation, 1981.
- [9] J. A. Vallés, M. A. Rebolledo, V. Berdejo, A. Ferrer, A. R. de la Cruz, and J. Solís, “Study of an optimised bidirectional pump scheme for fs-laser written Yb/Er-codoped integrated waveguides,” *Opt. Mater. (Amst)*, vol. 33, no. 2, pp. 231–235, 2010.
- [10] B.-C. Hwang, S. Jiang, T. Luo, J. Watson, G. Sorbello, and N. Peyghambarian, “Cooperative upconversion and energy transfer of new high Er 3+-and Yb 3+-Er 3+-doped phosphate glasses,” *JOSA B*, vol. 17, no. 5, pp. 833–839, 2000.
- [11] D. L. Veasey *et al.*, “Yb/Er-codoped and Yb-doped waveguide lasers in phosphate glass,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 263, pp. 369–381, 2000.
- [12] D. E. McCumber, “Theory of Phonon-Terminated Optical Masers,” *Phys. Rev.*, vol. 134, no. 2A, pp. A299–A306, Apr. 1964.
- [13] J. A. Vallés *et al.*, “Performance of ultrafast laser written active waveguides by rigorous modeling of optical gain measurements,” *Opt. Mater. Express*, vol. 1, no. 4, pp. 564–575, 2011.
- [14] J. A. Valles, “Method for Accurate Gain Calculation of a Highly Yb³⁺/Er³⁺-Codoped Waveguide Amplifier in Migration-Assisted Upconversion Regime,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 8, pp. 1151–1158, Aug. 2011.
- [15] K. A. Winick and G. L. Vossler, “Erbium: ytterbium planar waveguide laser in ion-exchanged glass,” in *Rare-Earth-Doped Devices*, 1997, vol. 2996, pp. 121–134.
- [16] J. A. Vallés, M. A. Rebolledo, and J. Cortés, “Full characterization of packaged Er-Yb-codoped phosphate glass waveguides,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 2, pp. 152–159, 2006.
- [17] J. Anand, J. K. Anand, and E. K. Sharma, “Gain flattening in erbium doped fiber amplifiers by use of a coaxial fiber,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 1605, 2012.

Capítulo IV

Análisis modal mediante un modulador espacial de luz

4.1.	Introducción.....	119
4.2.	Fundamentos de holografía y modulación espacial de luz.....	121
4.2.1.	Holografía: registro y reconstrucción.....	121
4.2.2.	Los cristales líquidos y el modulador espacial de luz.....	122
4.3.	Análisis modal mediante DP-CGH.....	125
4.3.1.	Análisis modal mediante hologramas generados por ordenador.....	125
4.3.1.1.	Determinación del peso modal.....	126
4.3.1.2.	Determinación de la fase relativa.....	129
4.3.2.	Hologramas de doble fase generados por ordenador.....	129
4.3.2.1.	CGH implementado en un dispositivo modulador de amplitud y fase.....	129
4.3.2.2.	DP-CGH implementado en un dispositivo modulador de fase.....	131
4.4.	Simulación del proceso de análisis modal.....	134
4.4.1.	Estimación del efecto del término de ruido.....	135
4.4.1.1.	Implementación numérica de la matriz de transmitancia.....	136
4.4.1.2.	Estudio del factor Q	137
4.4.1.3.	Estudio del término W	138
4.4.1.4.	Comparación entre el análisis modal secuencial y simultáneo.....	139
4.4.2.	Resolución espacial.....	142
4.4.2.1.	Error en la selección del píxel en la cámara de registro.....	143
4.4.2.2.	Influencia de la resolución del modulador espacial de luz.....	146
4.4.3.	Ajuste y centrado de los filtros de correlación.....	147

4.4.3.1.	Centrado transversal	148
4.4.3.2.	Ajuste de tamaño.....	149
4.5.	Reconstrucción modal	150
4.5.1.	Montaje experimental	151
4.5.2.	Calibración del modulador espacial de luz	153
4.5.3.	Centrado y ajuste de la fibra	155
4.5.4.	Reconstrucción numérica de distribuciones modales.....	158
4.5.4.1.	Reconstrucción modal de la Distribución I	159
4.5.4.2.	Reconstrucción modal de las distribuciones II y III	163
4.5.4.3.	Conclusiones	164
4.6.	Referencias.....	165

4.1. Introducción

Una de las principales características de las guías multinúcleo es la posibilidad de fabricarlas de tal manera que su distribución modal cumpla una serie de características, como puede ser la optimización del solapamiento entre la distribución de campo y el perfil de dopado en amplificadores ópticos, o la creación de estructuras de gran área modal que admitan mayores potencias ópticas. En todos estos casos, el correcto análisis modal es fundamental para diseñar y optimizar este tipo de estructuras complejas, entendiendo por dicho análisis la determinación de la proporción en potencia de cada modo de propagación. Además, mediante su análisis modal se puede estudiar el mecanismo de la competición entre modos y el acoplamiento entre estos. Teniendo esto en cuenta, resulta de gran interés contar con un montaje experimental que permita realizar dicho análisis modal en guías multinúcleo.

El análisis modal de la luz guiada es un tema de actualidad en áreas como las comunicaciones ópticas y los láseres de fibra óptica [1]–[7], resultando de gran importancia en diversas aplicaciones tecnológicas como para investigar los mecanismos de competición modal [8, 9], para optimizar la calidad del haz en los láseres de fibra [10], o para diseñar dispositivos ópticos basados en la transferencia de potencia óptica [11, 12]. El estudio de la competición entre modos también permite investigar las inestabilidades modales que introducen limitaciones en la potencia máxima en láseres de fibra de alta potencia [13, 14]. Además, el análisis modal también facilita la puesta a punto de otras aplicaciones en las que resulta de gran interés una excitación selectiva de los modos de la estructura, como la generación de distribuciones transversales de intensidad específicas [15, 16].

A principios de los 90 se empezaron a utilizar las primeras herramientas para caracterizar haces láser [17], basadas fundamentalmente en medidas de intensidad con el objetivo de obtener el factor de calidad del haz [18]. A continuación surgieron los sensores del frente de onda como una herramienta en tiempo real. Se conocía la técnica para obtener las componentes modales del campo mediante un filtro adaptado pero, salvo alguna excepción [19], no se solía aplicar a los modos láser debido al coste y complejidad del filtro. En la actualidad, la mayoría de las herramientas utilizadas en los laboratorios requieren de medidas promediadas en el tiempo de la anchura del haz, la divergencia y el factor de calidad, siendo menos comunes las medidas del frente de onda [20].

Mediante los procedimientos descritos en las normas ISO [21], es posible realizar un análisis modal completo, consistente en obtener los pesos y las fases de los modos en los que se descompone el campo electromagnético en la guía. La idea proviene de las técnicas de reconocimiento de distribuciones de intensidad [22], que se aplicó más tarde a modos ópticos mediante elementos difractivos [19, 23–25] para estudiar modos de Hermite [26], guías de ondas [27], fibras ópticas [28], etc. Las técnicas de descomposición modal que se han propuesto consisten en rutinas numéricas [14, 27, 29], anillos resonadores [30], interferencia multimodo [31] y, más recientemente, el uso de filtros de correlación (CFM, *Correlation Filter Method*) por medio de hologramas generados por ordenador (CGH, *Computer Generated Hologram*) [25]. Una de las principales desventajas que presentaban los CGHs grabados en un medio fotosensible era la necesidad de conocer de antemano las distribuciones modales a detectar, así como la limitación de analizar únicamente el tipo de fibra o resonador para el cual habían sido diseñados. Este inconveniente se puede solucionar en parte mediante dispositivos moduladores espaciales de luz [32].

La tecnología de los moduladores espaciales de luz (SLM, Spatial Light Modulator) ha surgido como una herramienta que permite generar y analizar distribuciones cualesquiera de campo electromagnético, y que ha inspirado nuevas aplicaciones en las que se necesita modificar la distribución de intensidad de la luz en tiempo real, como pinzas y trampas ópticas holográficas [33], procesamiento de información cuántica [34], multiplexado por división modal [35], imágenes holográficas en 3D y metrología [36]–[38]. En la literatura se puede encontrar diversa información sobre su uso, así como tutoriales sobre su funcionamiento [39]–[41]. Una de las aplicaciones en las que se está investigando en la actualidad es la de implementar hologramas generados por ordenador para generar y analizar distribuciones modales de guías de ondas. De esta manera no es necesario registrar el holograma en una placa sino que resulta suficiente con programar la distribución de fase a implementar en el SLM. Esto hace que el proceso de análisis modal sea más sencillo y rápido [42].

Junto con los objetivos desarrollados en el capítulo 3, nos planteamos también la puesta a punto de un montaje experimental de análisis de los modos transversales de propagación de una guía de ondas usando un SLM. Se ha decidido implementar este montaje para el análisis de los modos de una fibra óptica estándar en el visible por ser un sistema análogo al de las guías integradas multinúcleo y presentar una serie de ventajas. En primer lugar, el proceso de centrado y calibrado resulta más sencillo en el visible que en el infrarrojo. Además, el SLM con el que se cuenta en el laboratorio está diseñado para operar en dicho rango. En segundo lugar, la fibra óptica estándar SMF28 se comporta como una fibra con unos pocos modos de propagación (FMF, *Few Mode Fiber*) en el rango del visible, lo que resulta útil de cara al montaje, puesto que permite trabajar con un número de modos conocidos adecuado para comprobar que el análisis es correcto sin complicar excesivamente la tarea experimental. En caso de implementarse en las guías integradas multinúcleo en el infrarrojo, solo se contaría con dos modos de propagación que analizar. Por último, existe una cierta incertidumbre en los parámetros fundamentales de las guías multinúcleo a estudiar (tal y como se ha visto en el capítulo 3), como el diámetro de sus núcleos, la separación entre estos o la variación del índice de refracción. Esta incertidumbre afecta a la simulación de las distribuciones transversales de campo eléctrico de sus modos. En el caso de las fibras ópticas, sus parámetros característicos vienen especificados con mayor precisión por el fabricante y se cuenta con expresiones analíticas para el cálculo de sus distribuciones modales [43]. Teniendo todo esto en cuenta, resulta razonable trabajar en el sistema análogo de la fibra óptica en el rango del visible para la puesta a punto del montaje de análisis modal.

En este capítulo se presenta el trabajo llevado a cabo para la puesta a punto de un montaje para el análisis modal de guías de ondas mediante un SLM. En el apartado 4.2 se exponen los fundamentos básicos del registro y de la reconstrucción de hologramas, así como de los cristales líquidos en los que se basa el funcionamiento del SLM. En el apartado 4.3 se presenta el modelo matemático en el que se fundamenta el análisis modal mediante el uso de los filtros de correlación. En el apartado 4.4 se simulan las condiciones del montaje para realizar un estudio sobre la influencia de distintas fuentes de error. Finalmente, en el apartado 4.5, se muestran diversos resultados experimentales.

4.2. Fundamentos de holografía y modulación espacial de luz

Para facilitar la comprensión del resto del capítulo, en primer lugar se explica brevemente el registro y la reconstrucción de un holograma, que consideramos fundamental para entender el proceso de análisis modal mediante hologramas generados por ordenador. Para más información se remite al lector al libro de “Introducción a la Óptica de Fourier” de J. W. Goodman [22]. A continuación se presentan los fundamentos del comportamiento de los cristales líquidos como constituyentes básicos de un SLM. En caso de que el lector esté interesado en profundizar acerca de estos dispositivos ópticos, se recomienda la lectura de los artículos [44] y [45].

4.2.1. Holografía: registro y reconstrucción

El método holográfico consta de dos etapas: registro y reconstrucción. En el registro se expone un medio fotosensible a la interferencia de dos ondas coherentes, la onda objeto U_o y la onda de referencia U_r , cuyas amplitudes complejas pueden expresarse como

$$U_o = A_o e^{-i\varphi_o} \quad \text{y} \quad U_r = A_r e^{-i\varphi_r}. \quad (4.1)$$

La intensidad registrada en el medio fotosensible será la resultante de la interferencia de las ondas objeto y referencia

$$I = (U_o + U_r) \cdot (U_o + U_r)^* = A_o^2 + A_r^2 + A_o A_r e^{i(\varphi_o - \varphi_r)} + A_o A_r e^{i(\varphi_r - \varphi_o)}, \quad (4.2)$$

que contiene información tanto de la amplitud como de la fase de la onda objeto. En la Figura 4.1 se muestra un esquema del proceso de registro de un holograma.

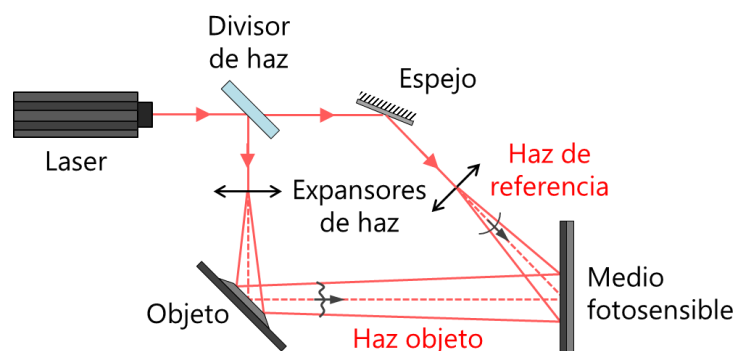


Figura 4.1 Esquema del registro de un holograma. Se divide el haz láser en dos haces que se expanden para aumentar su sección sobre el medio fotosensible y el plano objeto. La interferencia entre las ondas objeto y de referencia se registra en el medio fotosensible

Para reconstruir la onda objeto se ilumina el holograma con una onda igual a la usada como referencia, tal y como se muestra en la Figura 4.2.

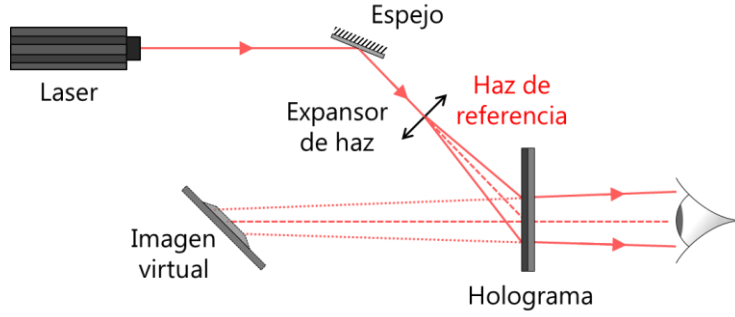


Figura 4.2 Esquema de la reconstrucción de un holograma. Incidiendo con la onda de referencia en el holograma se recupera la onda objeto.

La transmitancia del medio fotosensible, T , será proporcional a la intensidad registrada (4.2), y el campo transmitido, U_T , vendrá dado por el producto entre dicha transmitancia y la onda incidente, U_r ,

$$U_T = TU_r \propto U_1 + U_2 + U_3 + U_4, \quad (4.3)$$

en donde los sumandos se pueden interpretar como ondas independientes y siendo U_4 una onda proporcional a la onda objeto U_o :

$$U_1 = A_o^2 U_r, \quad U_2 = A_r^2 U_r, \quad U_3 = A_o A_r^2 e^{i(\varphi_o - 2\varphi_r)} \quad \text{y} \quad U_4 = A_r^2 U_o. \quad (4.4)$$

En un holograma registrado a partir de la interferencia de dos ondas se encuentra grabada la intensidad de la ecuación (4.2). No obstante, en los CGH no es necesario implementar todos los términos. En los CGH basta con implementar una función de transmitancia correspondiente al término U_4 , de tal forma que venga dada por

$$T_{CGH} = A_o A_r e^{i(\varphi_r - \varphi_o)}, \quad (4.5)$$

En el trabajo desarrollado se utiliza un dispositivo modulador espacial de luz que permite la implementación de CGHs. Este dispositivo se explicará a continuación en el apartado 4.2.2.

4.2.2. Los cristales líquidos y el modulador espacial de luz

Los moduladores espaciales de luz son dispositivos capaces de modificar controladamente la distribución transversal de fase, amplitud o polarización de un haz de luz incidente. En estos dispositivos es posible fijar la transmitancia de cada píxel, por lo que resultan de gran interés en aplicaciones en las que se necesita implementar CGHs.

Los SLM suelen hacer uso de la tecnología de cristal líquido en base de silicio (LCOS, *Liquid Crystal On Silicon*) para modular la fase de la luz incidente. La tecnología LCOS combina las propiedades de los cristales líquidos (LCs, *Liquid Crystal*) para modular las propiedades de la luz junto con la tecnología CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*). Los dispositivos LCOS se pueden usar para alterar la fase o la polarización de la luz incidente gracias a que sus propiedades ópticas se pueden modular electrónicamente. Estos dispositivos se suelen denominar como LCOS-SLMs. En la Figura 4.3 se muestra un esquema de este dispositivo. La base CMOS, que se recubre con una capa reflectante, contiene los circuitos electrónicos que se encuentra debajo de cada píxel. La luz se transmite a través de la capa de cristal líquido sin apenas absorción. Los circuitos integrados permiten cambiar el voltaje que se aplica sobre cada píxel, haciendo que sea posible controlar el cambio de fase en secciones de la onda incidente a lo largo del dispositivo.

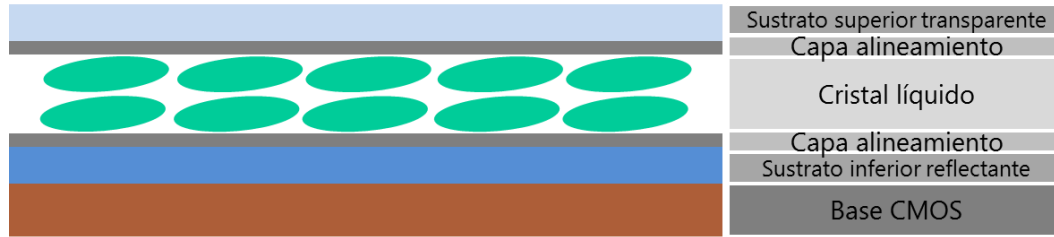


Figura 4.3 Estructura de un modulador espacial de luz con tecnología LCOS.

Se considera cristal líquido a un estado de agregación de la materia con propiedades intermedias entre líquidos y sólidos [46]. Una de las principales características de los LCs es que sus moléculas suelen ser anisótropas. Dependiendo de la forma de dichas moléculas, así como su orientación y posición, el sistema puede pasar por diferentes fases, como la nemática o la esméctica. En la fase nemática, las moléculas se orientan según una dirección privilegiada, al contrario que en una fase isotrópica. En la fase esméctica, además de mantener una dirección privilegiada de orientación aparece un nuevo orden en el que las moléculas se agrupan formando diferentes estratos. La viscosidad de los LCs de fase esméctica es considerablemente más alta que para los de fase nemática, por lo que presentan un mayor tiempo de respuesta. Los LCs de fase nemática son los más utilizados en los dispositivos LC, entre los que se incluyen los dispositivos LCOS de fase [44].

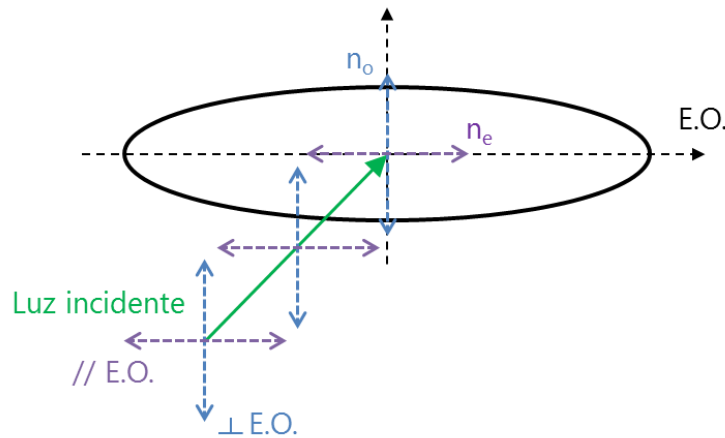


Figura 4.4 Esquema de luz incidiendo perpendicularmente al eje óptico en una molécula con birrefringencia uniaxial como las que forman los LCs. E.O. indica el eje óptico de la molécula de forma elipsoidal. Debido a sus propiedades birrefringentes, la luz polarizada perpendicular al eje óptico (azul) se propaga con el índice de refracción ordinario, n_o , mientras que la luz polarizada paralela al eje óptico (morado) se propaga con el índice de refracción extraordinario, n_e .

La propiedad más importante de los LCs a la hora de modificar la fase de la luz es la birrefringencia. Los medios anisótropos presentan un índice de refracción dependiente de la dirección de la polarización de la luz que se propague por su interior. En la Figura 4.4 se muestra el esquema de un haz de luz incidiendo perpendicularmente al eje óptico en una molécula de forma elipsoidal con birrefringencia uniaxial como las de los LC que forman los SLM de fase.

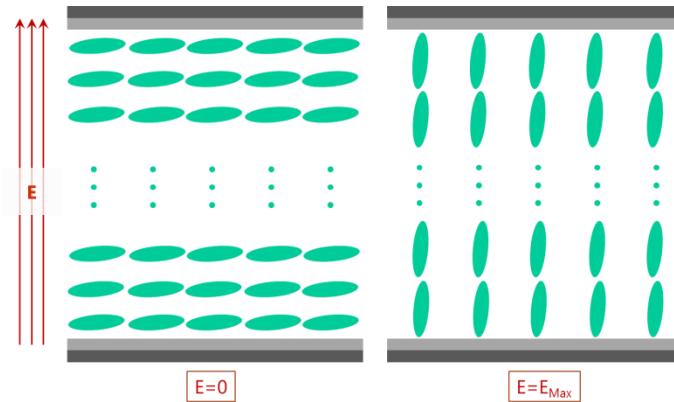


Figura 4.5 Esquema de los estados inicial (a) y final (b) de la posición de las moléculas del LC en función del campo eléctrico externo E .

La dirección de orientación de un LC en fase nemática se puede modificar aplicando un campo eléctrico externo. En la Figura 4.5 se muestra un esquema de dos estados del SLM según el campo eléctrico y la orientación de las moléculas del LC. Cuando el campo eléctrico es nulo las moléculas se alinean paralelas a la superficie del SLM y para cierta intensidad del campo eléctrico (en lo sucesivo, campo máximo) perpendiculares a estas. En el esquema se observa cómo estas moléculas no llegan a estar totalmente paralelas o perpendiculares a las superficies del SLM. Con ellos, se evita que distintas moléculas giren en distintos sentidos. Como el índice de refracción de la luz al propagarse por el LC depende de la orientación de las moléculas, es posible modificarlo mediante un campo eléctrico externo que controle dicha orientación. En la Figura 4.6 se muestra un esquema más completo de este comportamiento.

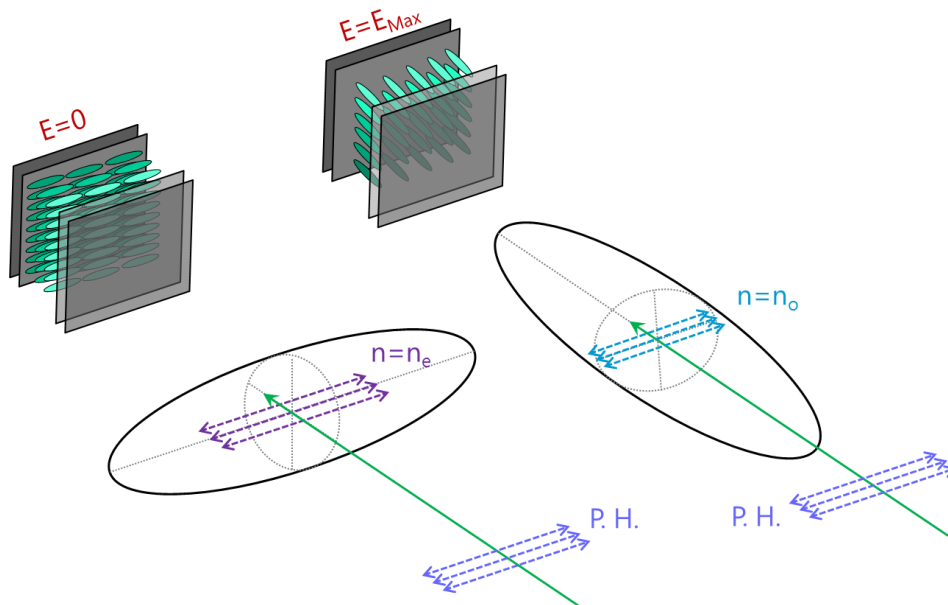


Figura 4.6 Esquema del comportamiento del SLM detallando la geometría que forman las moléculas de los LC con la luz incidente en el caso de campo eléctrico externo nulo o máximo.

Para que el SLM funcione adecuadamente, la luz incidente tiene que estar polarizada horizontalmente. Cuando el campo eléctrico externo es nulo, las moléculas del LC se orientan paralelas a las caras del SLM y la luz se propaga con el índice de refracción extraordinario. En el caso opuesto, la luz se propaga con el índice de refracción ordinario. Para las orientaciones intermedias el índice de refracción se encontrará entre ambos valores dependiendo del módulo del campo aplicado. De esta forma es posible controlar la diferencia de fase que induce el LC en la luz incidente en el SLM, y que viene dada por la expresión

$$\Delta\phi = 2d[n_e - n(E)] \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (4.6)$$

en donde $n(E)$ es el índice de refracción en función del campo eléctrico externo, d es el espesor del modulador, λ la longitud de onda de la luz que se propaga por el modulador y el factor 2 es debido a que, al tratarse de un SLM de reflexión, la luz atraviesa el medio LC dos veces.

4.3. Análisis modal mediante DP-CGH

En este apartado se expone el modelo matemático usado para describir el análisis modal mediante hologramas de doble fase generados por ordenador (DP-CGH, *Double Phase Computer Generated Hologram*). En el punto 4.3.1 se presenta el método de los filtros de correlación [25], según el cual es posible medir el peso y la fase relativa de un modo a detectar mediante el uso de hologramas. En este caso en concreto, mediante CGHs. Aunque en un SLM de fase cada uno de sus píxeles solamente introduce una modificación en la fase de la luz incidente, no en la amplitud, sí es posible modular con ellos la amplitud mediante el método de los hologramas de doble fase (DPH, *Double Phase Hologram*) [47]. Este método se presenta en el punto 4.3.2.

4.3.1. Análisis modal mediante hologramas generados por ordenador

Entendemos por análisis modal cualquier método de obtención de los pesos modales de los modos de propagación de una guía de ondas. Como se ha visto en el capítulo 2, la distribución transversal normalizada de campo eléctrico a la salida de una guía se puede expresar en función de la suma de sus modos de propagación según la expresión

$$U(\varepsilon, \mu) = \sum_l A_l \cdot \varphi_l(\varepsilon, \mu), \quad (4.7)$$

en donde (ε, μ) son el sistema de coordenadas transversales al eje de la guía, $\varphi_l(\varepsilon, \mu)$ es la distribución transversal normalizada de campo eléctrico del modo l y $A_l = |A_l| \cdot e^{i\theta_l}$ es un número complejo con información sobre su peso modal, $|A_l|^2$, y su desfase relativo con respecto a una referencia, θ_l , cumpliéndose que

$$\sum_l |A_l|^2 = 1. \quad (4.8)$$

Nuestro objetivo es implementar un método de análisis modal mediante el uso de CGHs. El esquema de dicho método se puede observar en la Figura 4.7. En todos los esquemas que se muestran a lo largo de este capítulo, (ε, μ) son las coordenadas transversales en el plano de salida de la guía, (x, y) las del plano del CGH y (u, v) las del plano focal imagen.

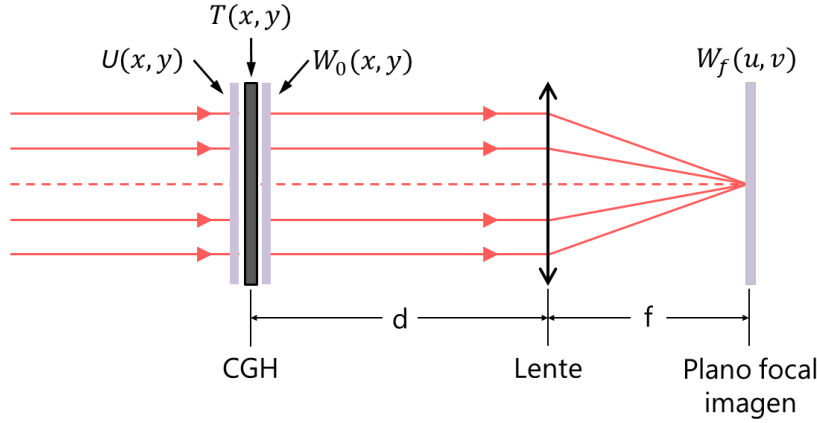


Figura 4.7 Esquema del método de análisis modal mediante el uso de CGHs, en donde $U(x, y)$ es la distribución transversal de campo eléctrico incidente en el CGH, $W_0(x, y)$ la distribución a la salida del CGH de transmitancia $T(x, y)$, y $W_f(u, v)$ la transformada de Fourier de $W_0(x, y)$ en el plano focal imagen de la lente. Caso particular de una onda plana en dirección al eje.

La distribución de campo eléctrico en el plano de entrada del CGH, $U(x, y)$, debe ser similar a la distribución que se quiere analizar, $U(\varepsilon, \mu)$, salvo por un factor de aumento para ajustar las dimensiones. La función de transmitancia del CGH es $T(x, y)$, siendo $W_0(x, y)$ la distribución transversal de campo eléctrico a su salida y $W_f(u, v)$ la distribución transversal campo eléctrico en el plano focal imagen de la lente, siendo este el plano en el que se puede obtener información sobre el peso y la fase relativa de cada modo [25]. En el apartado 4.3.1.1 se expone el desarrollo matemático para la determinación de los pesos modales. Además, en 4.3.1.2 se incluye también el desarrollo matemático para determinar las fases relativas de los modos.

4.3.1.1. Determinación del peso modal

A continuación se expone el desarrollo matemático del método de obtención de los pesos modales de los modos de propagación de una guía de ondas mediante el uso de CGH. Este método consiste en implementar en el CGH la interferencia entre una onda plana y la conjugada de la distribución transversal del campo eléctrico del modo a obtener [25].

Sea $\varphi_p(\mathbf{x}, y)$ la distribución transversal de campo eléctrico del modo p cuyo peso modal $(|A_p|^2)$ se quiere determinar y sean k_x y k_y las componentes transversales del vector de ondas \mathbf{k} de una onda plana. Si en el CGH se implementa una transmitancia

$$T(x, y) = \varphi_p^*(x, y) \cdot e^{i(xk_x + yk_y)}, \quad (4.9)$$

el campo a la salida del CGH toma la forma,

$$W_0(x, y) = T(x, y)U(x, y) = \varphi_p^*(x, y) \cdot U(x, y) \cdot e^{i(xk_x + yk_y)}. \quad (4.10)$$

Nótese que en el caso más sencillo de una onda plana perpendicular al CGH, es decir $k_x = 0$ y $k_y = 0$, basta con que la función de transmitancia sea la conjugada de la distribución transversal de campo eléctrico del modo a detectar. Si a continuación se coloca una lente convergente de focal imagen F , en su plano focal imagen se obtiene una distribución proporcional a la transformada de Fourier de la distribución $W_0(x, y)$. La distribución de campo en ese plano es $W_f(u, v)$. En términos de la distribución de campo a la salida del SLM, $W_0(x, y)$, viene dada por la expresión [22]:

$$W_f(u, v) = \frac{e^{i\frac{k}{2f}(1-\frac{d}{f})(u^2+v^2)}}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} W_0(x, y) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(xu+yv)} dx dy, \quad (4.11)$$

en donde d es la distancia entre el CGH y la lente, f la distancia focal imagen y las coordenadas de la distribución incidente y resultante son (x, y) y (u, v) respectivamente, tal y como se puede observar en el esquema de la Figura 4.7. Además, colocando la lente de tal forma que el holograma se encuentre en el plano focal objeto, es decir $d = f$, se simplifica la expresión anterior tal y como se ve en (4.12),

$$W_f(u, v) = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} W_0(x, y) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(xu+yv)} dx dy. \quad (4.12)$$

Sea $\tilde{W}_0(f_x, f_y)$ la transformada de Fourier de la función $W_0(x, y)$, dada por la expresión

$$\tilde{W}_0(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_0(x, y) e^{-i2\pi(f_x x + f_y y)} dx dy, \quad (4.13)$$

siendo f_x y f_y las coordenadas en el espacio de frecuencias de la transformada de Fourier. Se puede ver cómo la integral en (4.12) se puede expresar en términos de la transformada de Fourier de la función W_0 en las coordenadas espaciales (u, v) según

$$W_f(u, v) = C_0 \tilde{W}_0\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right), \quad (4.14)$$

en donde $C_0 = (i\lambda f)^{-1}$ y la relación entre las coordenadas en el espacio de frecuencias y las espaciales viene dada por

$$f_x = \frac{u}{\lambda f} \quad y \quad f_y = \frac{v}{\lambda f}. \quad (4.15)$$

Definiendo la distribución U_k de la forma

$$U_k(x, y) = U(x, y) \cdot e^{i(xk_x + yk_y)}, \quad (4.16)$$

teniendo en cuenta la expresión de W_0 (4.10) y mediante la propiedad de la convolución de la transformada de Fourier, encontramos que

$$\tilde{W}_0 = \mathcal{F}[W_0] = \mathcal{F}[\varphi_p^* U_k] = \tilde{\varphi}_p^* * \tilde{U}_k, \quad (4.17)$$

es decir,

$$W_f(u, v) = C_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_p^*\left(\frac{u'}{\lambda f}, \frac{v'}{\lambda f}\right) \tilde{U}_k\left(\frac{u-u'}{\lambda f}, \frac{v-v'}{\lambda f}\right) du' dv' \quad (4.18)$$

Teniendo en cuenta la propiedad de traslación en frecuencia de las transformadas de Fourier, según la cual, $\tilde{G}(f_x) = \mathcal{F}[G(x)]$ es la transformada de Fourier de $G(x)$, se cumple que $\mathcal{F}[g(x) \cdot \exp(ik_0 x)] = \tilde{G}(f_x - k_0)$; es posible expresar la transformada de Fourier de U_k en función de la transformada de Fourier de U desplazada según la exponencial $e^{i(xk_x + yk_y)}$, según,

$$\tilde{U}_k\left(\frac{u-u'}{\lambda f}, \frac{v-v'}{\lambda f}\right) = \tilde{U}\left(\frac{u-u'}{\lambda f} - k_x, \frac{v-v'}{\lambda f} - k_y\right). \quad (4.19)$$

De esta forma se obtiene que

$$W_f(u, v) = C_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_p^*\left(\frac{u'}{\lambda f}, \frac{v'}{\lambda f}\right) \tilde{U}\left(\frac{u-u'}{\lambda f} - k_x, \frac{v-v'}{\lambda f} - k_y\right) du' dv'. \quad (4.20)$$

En concreto, en el punto ($u = \lambda f k_x, v = \lambda f k_y$) del plano focal de la Figura 4.7, se cumple

$$W_f(\lambda f k_x, \lambda f k_y) = C_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_p^*\left(\frac{u'}{\lambda f}, \frac{v'}{\lambda f}\right) \tilde{U}\left(\frac{-u'}{\lambda f}, \frac{-v'}{\lambda f}\right) du' dv', \quad (4.21)$$

expresión que, teniendo en cuenta la definición de $U(x, y)$ (4.7), se puede reescribir de la forma,

$$W_f(\lambda f k_x, \lambda f k_y) = C_0 \sum_l A_l \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_p^*\left(\frac{u'}{\lambda f}, \frac{v'}{\lambda f}\right) \tilde{\varphi}_l\left(\frac{-u'}{\lambda f}, \frac{-v'}{\lambda f}\right) du' dv'. \quad (4.22)$$

Expresando $\tilde{\varphi}_l$ como la transformada de Fourier de φ_l y reorganizando los términos se obtiene

$$W_f(\lambda f k_x, \lambda f k_y) = C_0 \sum_l A_l \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi_l\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right) dudv \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}_p^*\left(\frac{u'}{\lambda f}, \frac{v'}{\lambda f}\right) e^{+i\frac{2\pi}{\lambda f}(uu' + vv')} du' dv'. \quad (4.23)$$

Teniendo en cuenta que $\tilde{\varphi}_p^*$ es la transformada de Fourier de φ_p^* , se llega a la expresión

$$W_f(\lambda f k_x, \lambda f k_y) = C_0 \sum_l A_l \iint_{-\infty}^{\infty} dudv \varphi_l\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right) \varphi_p^*\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right), \quad (4.24)$$

la cual, teniendo en cuenta la ortogonalidad de los modos [43], se simplifica como

$$W_f(\lambda f k_x, \lambda f k_y) = C_0 \sum_l A_l \delta_{pl} = C_0 A_p \quad (4.25)$$

La distribución transversal de campo eléctrico en el plano focal de la Figura 4.7 viene dada por la función $W_f(u, v)$. Midiendo la intensidad en el punto especificado se obtiene un valor proporcional al peso modal del modo a detectar,

$$I(\lambda f k_x, \lambda f k_y) \propto |A_p|^2. \quad (4.26)$$

Como la constante C_0 no depende de la distribución modal introducida en el CGH, el factor de proporcionalidad es el mismo para todos los modos y se puede obtener el peso modal relativo de cada uno comparando los resultados de $|A_p|^2$ obtenidos para todos. Es decir, en la posición ($u = \lambda f k_x, v = \lambda f k_y$), que depende del vector de ondas \mathbf{k} de la onda plana implementada en el CGH, se obtiene una intensidad proporcional al peso del modo cuya conjugada de su distribución transversal de campo se ha implementado en el CGH. Además, es posible implementar en el CGH una función de transmitancia que venga dada por la interferencia resultante de superponer varias funciones de transmisión similares a la dada en (4.9), de tal forma que se pueda medir simultáneamente el peso modal de los diferentes modos en distintas posiciones en función de los vectores de onda especificados en los factores exponenciales de la función de transmisión (4.9).

Como conclusión de este subapartado, de toda la distribución de intensidad $I(u, v)$, solo hace falta medir la intensidad en el punto especificado $(u = \lambda f k_x, v = \lambda f k_y)$ para determinar la proporción de cada modo. En esto se va a basar nuestro método de análisis modal.

4.3.1.2. Determinación de la fase relativa

En la determinación del peso modal expuesta en el apartado anterior solo se obtiene información sobre la intensidad relativa de cada modo, es decir, se obtiene un valor proporcional al módulo al cuadrado de su amplitud compleja $|A_p|^2$. No obstante, esta información puede no ser suficiente en algunas aplicaciones. Por ejemplo, si se quiere reproducir la distribución transversal de intensidad observada a la salida de la fibra es necesario conocer la fase relativa de cada uno de los modos. Para medir el desfase entre modos, se propone implementar las siguientes funciones de transmisión en el modulador y comparar las distribuciones de intensidad que genera cada una en el plano focal [25]:

$$T_{\cos} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_0^* + \varphi_p^*) \rightarrow |W_{f,\cos}|^2 = \frac{|C_0|^2}{2} [|A_0|^2 + |A_p|^2 + |A_0||A_p| \cos(\theta_0 - \theta_p)], \quad (4.27)$$

$$T_{\sin} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_0^* + i\varphi_p^*) \rightarrow |W_{f,\sin}|^2 = \frac{|C_0|^2}{2} [|A_0|^2 + |A_p|^2 + |A_0||A_p| \sin(\theta_0 - \theta_p)], \quad (4.28)$$

de tal forma que se pueden despejar el coseno y el seno en las expresiones (4.27) y (4.28) para calcular el desfase $\theta_0 - \theta_p$ sin ambigüedades.

4.3.2. Hologramas de doble fase generados por ordenador

Uno de los retos a los que se enfrenta la holografía digital es el de encontrar un método que permita modificar simultáneamente la fase y la amplitud de la luz transmitida o reflejada en medios ópticos que solo permiten modificar directamente una de estas características. En los píxeles del SLM que se utiliza en este trabajo solo es posible modificar la fase de la luz incidente, por lo que resulta de gran importancia implementar un método que permita modular también la amplitud de la luz para poder llevar a cabo la detección modal expuesta en el apartado anterior. Existen diversos métodos basados en la agrupación de celdas del CGH de tal forma que, pese a que cada celda individual solo sea capaz de modular bien fase o bien amplitud, una agrupación específica de estas celdas module ambas características. Estas agrupaciones pueden estar formadas por diferentes números de celdas [48]–[50]. A continuación se expone el tratamiento matemático del método de los hologramas de doble fase para implementar CGH de amplitud y fase en un medio que solo permita modificar la fase de la luz [47].

4.3.2.1. CGH implementado en un dispositivo modulador de amplitud y fase

Suponemos en primer lugar un CGH implementado en un dispositivo capaz de modular la fase y la amplitud de la luz que lo atraviesa. Las dimensiones de las celdas o píxeles que forman el dispositivo se pueden ver en la Figura 4.8 (a), en donde se ha supuesto despreciable el borde de dicho píxel.

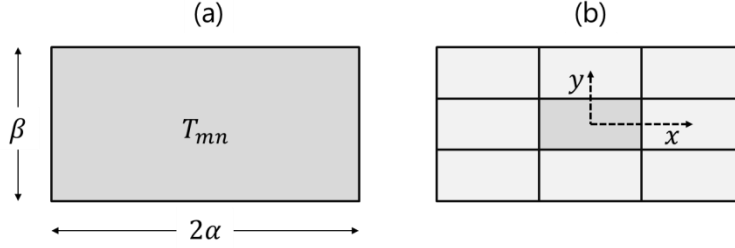


Figura 4.8 (a) Dimensiones de la celda o píxel del dispositivo modulador de amplitud y fase. T_{mn} es la transmisión de la celda (m, n) , 2α su anchura y β su altura. (b) Esquema del sistema de coordenadas suponiendo la celda seleccionada en la posición central.

Siendo $T_{mn} = |T_{mn}| \cdot e^{i\phi_{mn}}$ la transmitancia compleja de la celda (m, n) , la función de transmitancia del CGH viene dada por la expresión,

$$T(x, y) = \sum_{m,n} T_{mn} \cdot \omega(x - 2m\alpha, y - n\beta), \quad (4.29)$$

en donde a la hora de evaluar la transmitancia en el CGH, y teniendo en cuenta el sistema de referencia que se muestra en la Figura 4.8 (b), los índices m y n del sumatorio pueden tomar valores negativos. La función ω viene dada por

$$\omega(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{2\alpha}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{\beta}\right), \quad (4.30)$$

y la función rectángulo está definida como

$$\text{rect}\left(\frac{x}{d}\right) = \begin{cases} 1, & \text{si } |x| \leq d/2 \\ 0, & \text{si } |x| > d/2 \end{cases}. \quad (4.31)$$

La transformada de Fourier de la función $T(x, y)$, se calcula según la expresión

$$\tilde{T}(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \sum_{m,n} T_{mn} \cdot \omega(x - 2m\alpha, y - n\beta) \cdot e^{-i2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy. \quad (4.32)$$

Reorganizando términos y mediante el cambio de variables $x' = x - 2m\alpha$ e $y' = y - n\beta$, se obtiene

$$\tilde{T}(f_x, f_y) = \sum_{m,n} T_{mn} \cdot e^{-i2\pi(2m\alpha f_x + n\beta f_y)} \iint_{-\infty}^{\infty} \omega(x', y') \cdot e^{-i2\pi(x'f_x + y'f_y)} dx' dy'. \quad (4.33)$$

Por tanto, teniendo en cuenta que $\text{sinc}(f_x) = \sin(\pi f_x) / \pi f_x$ es la transformada de Fourier de $\omega(x)$, la transformada de Fourier de la función de transmitancia toma la forma

$$\tilde{T}(f_x, f_y) = \sum_{m,n} T_{mn} \cdot e^{-i2\pi(2m\alpha f_x + n\beta f_y)} 2\alpha\beta \text{sinc}(2\alpha f_x) \text{sinc}(\beta f_y) \quad (4.34)$$

Esta ecuación se puede expresar como

$$\tilde{T}(f_x, f_y) = \mathcal{F}[T(x, y)] = E_T(f_x, f_y) \cdot \sum_{m,n} T_{mn} \cdot e^{-i2\pi(2m\alpha f_x + n\beta f_y)}, \quad (4.35)$$

en donde se ha definido la función

$$E_T(f_x, f_y) = 2\alpha\beta \text{sinc}(2\alpha f_x) \text{sinc}(\beta f_y). \quad (4.36)$$

De esta forma, supuesta una transmitancia $T(x,y)$ del CGH implementado en un dispositivo modulador la amplitud y la fase de la luz, la distribución de su transformada de Fourier en el espacio de frecuencias viene dada por la expresión (4.35).

4.3.2.2. DP-CGH implementado en un dispositivo modulador de fase

El método de los hologramas de doble fase se basa en que cualquier número complejo $z = Ae^{i\phi}$ dentro del círculo unidad, $0 \leq A \leq 1$, se puede descomponer en la suma de dos números complejos de módulo unidad, es decir,

$$Ae^{i\phi} = \frac{1}{2} [e^{i(\phi+\Delta)} + e^{i(\phi-\Delta)}], \quad (4.37)$$

en donde $\Delta = \cos^{-1}(A)$ y $0 \leq \Delta \leq \pi/2$.

De manera análoga, se busca diseñar un macropíxel (agrupación de píxeles) capaz de modular la fase y la amplitud de la luz transmitida, formado por varios píxeles capaces de modular únicamente la fase de dicha luz.

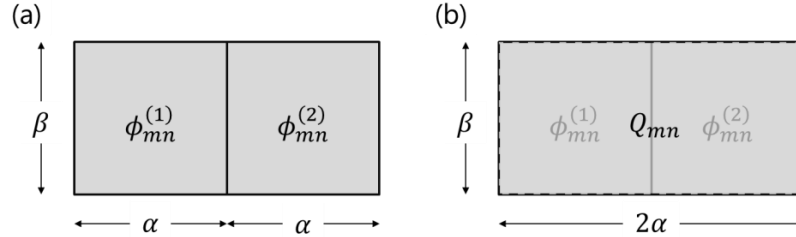


Figura 4.9 a) Pareja de píxeles consecutivos, de tamaño $\alpha \times \beta$, y de transmitancia compleja $\exp(i\phi_{mn}^{(1)})$ y $\exp(i\phi_{mn}^{(2)})$. b) Macropíxel, de tamaño $2\alpha \times \beta$, formado por la pareja de píxeles de la figura (b), de transmitancia compleja Q_{mn} .

Suponemos un DP-CGH implementado en un dispositivo modulador únicamente de la fase de la luz. En la Figura 4.9 (a) se representan dos píxeles consecutivos cuya transmitancia compleja viene dada por $\exp(i\phi_{mn}^{(1)})$ y $\exp(i\phi_{mn}^{(2)})$. Es decir, se trata de píxeles que introducen un cambio de fase $\phi_{mn}^{(1)}$ y $\phi_{mn}^{(2)}$ en la luz transmitida, sin modular su amplitud. En la Figura 4.9 (b) se muestra el macropíxel, formado por los dos píxeles de la Figura 4.9 (a), cuya transmitancia compleja viene dada por

$$Q_{mn}(x, y) = \omega\left(x - 2m\alpha + \frac{\alpha}{2}, y - n\beta\right) \cdot e^{i\phi_{mn}^{(1)}} + \omega\left(x - 2m\alpha - \frac{\alpha}{2}, y - n\beta\right) \cdot e^{i\phi_{mn}^{(2)}}, \quad (4.38)$$

en donde ω es la función rectángulo definida en (4.30) y, de forma análoga a la ecuación (4.37), la fase de la transmitancia compleja de cada píxel individual viene dada por las expresiones

$$\begin{aligned} \phi_{mn}^{(1)} &= \phi_{mn} - \Delta_{mn}, \\ \phi_{mn}^{(2)} &= \phi_{mn} + \Delta_{mn}, \end{aligned} \quad (4.39)$$

siendo

$$\Delta_{mn} = \cos^{-1}(|T_{mn}|). \quad (4.40)$$

La transmitancia total del DP-CGH será

$$Q(x, y) = \sum_{mn} Q_{mn}(x, y). \quad (4.41)$$

La transformada de Fourier de la transmitancia $Q(x, y)$ se puede dividir en dos términos según

$$\tilde{Q}(f_x, f_y) = \sum_{n,m} [\tilde{Q}_{1mn}(f_x, f_y) + \tilde{Q}_{2mn}(f_x, f_y)] \quad (4.42)$$

en donde

$$\tilde{Q}_{1mn}(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \omega\left(x - 2m\alpha + \frac{\alpha}{2}, y - n\beta\right) \cdot e^{i\phi_{mn}^{(1)}} \cdot e^{-i2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy, \quad (4.43)$$

$$\tilde{Q}_{2mn}(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \omega\left(x - 2m\alpha - \frac{\alpha}{2}, y - n\beta\right) \cdot e^{i\phi_{mn}^{(2)}} \cdot e^{-i2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy \quad (4.44)$$

Realizando los cambios de variable $x' = x - 2m\alpha + \alpha/2$ e $y' = y - n\beta$ en la expresión (4.43) se obtiene la ecuación

$$\tilde{Q}_{1mn}(f_x, f_y) = e^{i\phi_{mn}^{(1)}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x - \frac{\alpha}{2}f_x + n\beta f_y]} \iint_{-\infty}^{\infty} \omega(x', y') \cdot e^{-i2\pi(x'f_x + y'f_y)} dx' dy', \quad (4.45)$$

de donde, denominando como $\tilde{\omega}(f_x, f_y)$ a la transformada de Fourier de $\omega(x', y')$, se obtiene

$$\tilde{Q}_{1mn}(f_x, f_y) = e^{i\phi_{mn}^{(1)}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x - \frac{\alpha}{2}f_x + n\beta f_y]} \cdot \tilde{\omega}(f_x, f_y). \quad (4.46)$$

Operando de forma análoga, se obtiene que la ecuación (4.44) se puede expresar como

$$\tilde{Q}_{2mn}(f_x, f_y) = e^{i\phi_{mn}^{(2)}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x + \frac{\alpha}{2}f_x + n\beta f_y]} \cdot \tilde{\omega}(f_x, f_y). \quad (4.47)$$

Introduciendo los términos (4.46) y (4.47) en la ecuación (4.42) y sacando factor común se llega a

$$\tilde{Q}(f_x, f_y) = \tilde{\omega}(f_x, f_y) \sum_{mn} e^{i\phi_{mn}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x + n\beta f_y]} \cdot 2 \cos(\pi\alpha f_x - \Delta_{mn}). \quad (4.48)$$

Empleando la fórmula del coseno de la diferencia, esta ecuación se puede expresar como

$$\tilde{Q}(f_x, f_y) = \tilde{Q}_S(f_x, f_y) + \tilde{Q}_R(f_x, f_y), \quad (4.49)$$

siendo

$$\tilde{Q}_S(f_x, f_y) = \tilde{\omega}(f_x, f_y) \cdot \cos(\pi\alpha f_x) \sum_{mn} 2 \cos(\Delta_{mn}) e^{i\phi_{mn}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x + n\beta f_y]}, \quad (4.50)$$

$$\tilde{Q}_R(f_x, f_y) = \tilde{\omega}(f_x, f_y) \cdot \sin(\pi\alpha f_x) \sum_{mn} 2 \sin(\Delta_{mn}) e^{i\phi_{mn}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x + n\beta f_y]}. \quad (4.51)$$

Estas expresiones se pueden reescribir de la forma

$$\tilde{Q}_S(f_x, f_y) = E_S(f_x, f_y) \cdot \sum_{mn} \cos(\Delta_{mn}) \cdot e^{i\phi_{mn}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x + n\beta f_y]}, \quad (4.52)$$

$$\tilde{Q}_R(f_x, f_y) = E_R(f_x, f_y) \cdot \sum_{mn} \sin(\Delta_{mn}) \cdot e^{i\phi_{mn}} \cdot e^{-i2\pi[2m\alpha f_x + n\beta f_y]}, \quad (4.53)$$

en donde

$$E_S(f_x, f_y) = 2\alpha\beta \text{sinc}(\alpha f_x) \text{sinc}(\beta f_y) \cos(\pi\alpha f_x), \quad (4.54)$$

$$E_R(f_x, f_y) = 2\alpha\beta \text{sinc}(\alpha f_x) \text{sinc}(\beta f_y) \sin(\pi\alpha f_x). \quad (4.55)$$

En (4.52), el término $\cos(\Delta_{mn}) \cdot e^{i\phi_{mn}}$ se puede expresar como T_{mn} teniendo en cuenta la definición de Δ_{mn} de la expresión (4.40). De esta forma el sumatorio de \tilde{Q}_S es igual al de \tilde{T} (4.35). Con respecto a la función E_S de la ecuación (4.54), usando la relación del seno del ángulo doble se tiene que

$$\text{sinc}(2\alpha f_x) = \frac{\sin(2\pi\alpha f_x)}{2\pi\alpha f_x} = \frac{2 \sin(\pi\alpha f_x) \cos(\pi\alpha f_x)}{2\pi\alpha f_x} = \text{sinc}(\alpha f_x) \cos(\pi\alpha f_x). \quad (4.56)$$

Teniendo en cuenta (4.56) en la ecuación (4.54) y comparándola con (4.36), se puede ver cómo

$$E_S(f_x, f_y) = E_T(f_x, f_y) \quad (4.57)$$

y, por lo tanto,

$$\tilde{Q}_S(f_x, f_y) = \tilde{T}(f_x, f_y). \quad (4.58)$$

De esta forma se concluye que el término \tilde{Q}_S de la transformada de Fourier de la transmitancia del DP-CGH implementado en un dispositivo que modula únicamente la fase es igual a la transformada de Fourier de la transmitancia del CGH implementado en un dispositivo capaz de modular la amplitud y la fase. En la Figura 4.10 se muestra un diagrama de ambos casos.

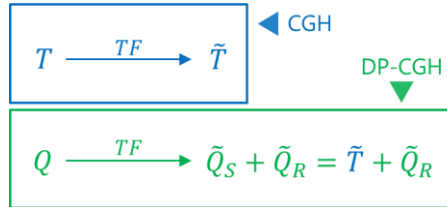


Figura 4.10 Diagrama de la transformada de Fourier de la transmitancia según se exprese como en la sección 4.3.2.1 (T) o como en la sección 4.3.2.2 (Q).

El término \tilde{Q}_R es inherente al método de los DPH. Pese a no tener un comportamiento aleatorio, se puede vincular al ruido por ser un término añadido al resultado esperado, \tilde{T} , que enmascara el resultado final. En la ecuación (4.55) se puede observar cómo dentro del término E_R se encuentra como término multiplicativo el seno de $\pi\alpha f_x$, por lo que, en el centro de la distribución, dicho término se anula $\tilde{Q}_R(0,0) = 0$.

Volviendo al caso del análisis modal explicado en 4.3.1, y omitiendo la dependencia con (f_x, f_y) por sencillez, la distribución transversal de campo en el plano focal imagen viene dada por

$$\tilde{W} = \tilde{Q} * \tilde{U}. \quad (4.59)$$

en donde \tilde{Q} es la transformada de Fourier de la transmitancia compleja implementada en el DP-CGH según el modo a analizar, \tilde{U} es la transformada de Fourier de la distribución de campo incidente en el

DP-CGH y “*” indica la operación de convolución. Teniendo en cuenta las ecuaciones (4.49) y (4.58), esta relación se puede reescribir como

$$\tilde{W} = (\tilde{T} + \tilde{Q}_R) * \tilde{U} = \tilde{W}_0 + \tilde{W}_R. \quad (4.60)$$

en donde denominamos a \tilde{W}_R como término de ruido, tomando la forma

$$\tilde{W}_R = \tilde{Q}_R * \tilde{U}. \quad (4.61)$$

y el término \tilde{W}_0 es el mismo que el de la expresión (4.17).

Junto con el término de señal que sirve para medir los pesos modales o las fases relativas, cuando el análisis modal descrito en 4.3.1 se lleva a cabo mediante los DP-CGH, aparece un término de ruido que empeora la calidad de la detección modal. Tal y como se puede ver en la expresión (4.61), el término de ruido depende del campo eléctrico incidente procedente de la guía de ondas, $U(x, y)$. El valor de \tilde{Q}_R en el centro de la distribución es nulo. No obstante, no se puede garantizar que lo sea su convolución con la transformada de Fourier del campo incidente (4.61). Debido a la complejidad para resolver analíticamente esta expresión, el ruido se analizará numéricamente en mayor detalle en el apartado 4.4.1.

4.4. Simulación del proceso de análisis modal

En este apartado se llevan a cabo una serie de simulaciones del procedimiento de medida y sus condiciones con el objetivo de conocer el efecto de diversos factores que pueden determinar las limitaciones del sistema de análisis modal, como por ejemplo el término de ruido visto en el apartado anterior. Pese a que el montaje experimental se explicará en mayor detalle en el apartado 4.5.1, en la Figura 4.11 se muestra un esquema en el que aparecen los dispositivos que es necesario tener en cuenta para llevar a cabo este estudio numérico. Los DP-CGH se implementan en un SLM de fase. A la salida de la fibra se coloca un procesador 4f que permite formar imagen escalada de la distribución de campo en el modulador con la misma distribución de fase. Para registrar la intensidad en el plano focal de la lente L_3 se utiliza una cámara CCD.

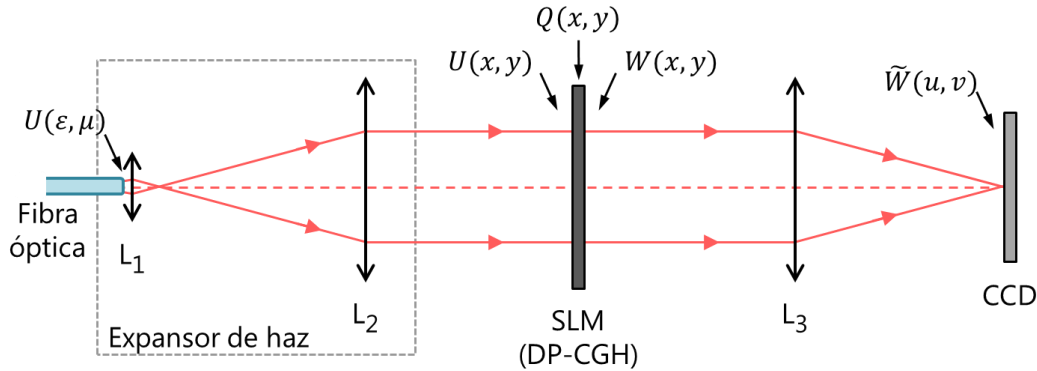


Figura 4.11 Esquema del montaje experimental para realizar el análisis modal.

El modelo teórico del apartado 4.3.1 parte de una distribución transversal de campo escalar, es decir, correspondiente a un campo eléctrico polarizado linealmente, tal y como se observa en la ecuación (4.7). En general se desconoce la polarización de la luz que se propaga por la fibra, por lo que será necesario realizar el análisis modal para dos polarizaciones perpendiculares. Al encontrarnos en situación de guiado débil ($\Delta n \ll n_{\text{sus}}$) se puede trabajar con la notación de los modos linealmente polarizados o modos LP.

Estos modos no son soluciones directas de las ecuaciones de Maxwell sino combinaciones lineales de los modos HE, EH, TE y TM [43]. Considerando luz de 633 nm de longitud de onda y una fibra SMF28, se obtienen 12 modos que se corresponden con las dos polarizaciones ortogonales de cada uno de los 6 modos LP [51]. Al trabajar con una única polarización solo hace falta trabajar con los 6 modos LP cuyas distribuciones transversales de campo en su dirección de polarización se muestran en la Figura 4.12.

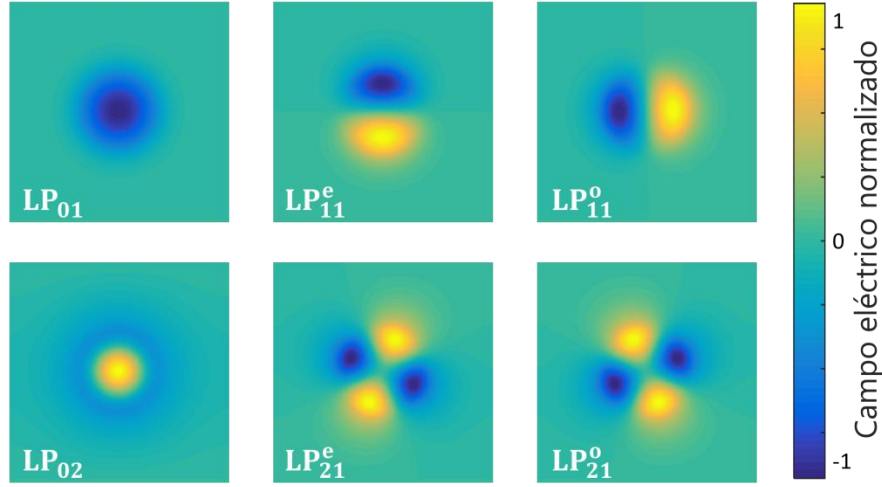


Figura 4.12 Distribuciones de la componente x del campo eléctrico normalizado de los modos permitidos en la fibra SMF28 para $\lambda=633$ nm. El área de simulación es de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$.

4.4.1. Estimación del efecto del término de ruido

Como se ha visto en (4.61), el término de ruido \tilde{W}_R consta de dos factores: \tilde{Q}_R y \tilde{U} . El primero lo determina la transmitancia y es independiente del campo incidente, mientras que el segundo es la transformada de Fourier de la propia distribución de campo incidente, que por tanto va a influir decisivamente en el término de ruido. En la Figura 4.13 se muestra un esquema de la relación entre las funciones W , Q y U , que también aparecen en el montaje de la Figura 4.11, así como de la descomposición de \tilde{W} en los términos de señal y de ruido, junto con su relación con \tilde{Q} .

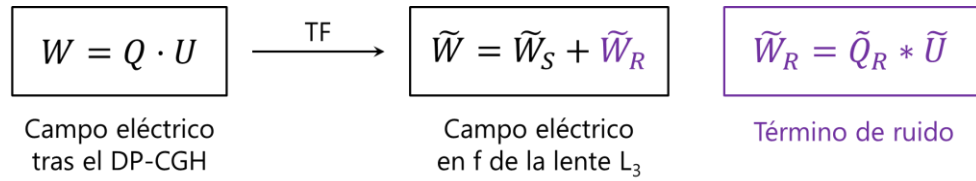


Figura 4.13 Esquema de la relación entre las diversas funciones a tener en cuenta.

El objetivo de esta sección es el de estimar el efecto del término de ruido en el análisis modal debido al método de los DPH. En el primer apartado de esta sección se explica cómo calcular la matriz de transmitancia correspondiente al análisis de los modos LP. A continuación, se calcula \tilde{Q}_R para los distintos modos. Después se estudia el término de ruido \tilde{W}_R tras pasar por las funciones de transmitancia calculadas y considerando distintas distribuciones de campo incidente. Finalmente se estudia la posibilidad de obtener simultáneamente todos los pesos modales.

4.4.1.1. Implementación numérica de la matriz de transmitancia

Se simula el proceso de análisis modal supuesto un SLM capaz de modular únicamente la fase de la luz incidente, siendo necesario introducir el método de los hologramas de doble fase explicado en el punto 4.3.2. En primer lugar es necesario implementar numéricamente la función de transmitancia. Se define M como la matriz cuyo elemento (m, n) contiene la fase a modular a introducir en el píxel (m, n) del SLM. De manera análoga a la ecuación (4.37), la matriz M viene expresada como

$$M = \phi^{(1)} \cdot M^{(1)} + \phi^{(2)} \cdot M^{(2)} \quad (4.62)$$

en donde, dentro de las posibles configuraciones para organizar los píxeles del doble fase [47], se elige que las matrices $M^{(1)}$ y $M^{(2)}$ tengan la forma,

$$M^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots \\ 1 & 0 & 1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad M^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \dots \\ 1 & 0 & 1 & \dots \\ 0 & 1 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (4.63)$$

y, teniendo en cuenta las expresiones (4.39) y (4.40), la fase correspondiente a cada modo en cada elemento (m, n) viene dada por las expresiones

$$\begin{aligned} \phi_{mn}^{(1)} &= \phi_{mn} + \Delta_{mn}, \\ \phi_{mn}^{(2)} &= \phi_{mn} - \Delta_{mn}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

En el caso concreto en el que se busca analizar el modo p en la dirección dada por el vector de ondas \mathbf{k} , el término de fase ϕ_{mn} vendrá dado por

$$\phi_{mn} = \phi_{p,mn} + \phi_{k,mn}, \quad (4.65)$$

siendo $\phi_{p,mn}$ la fase del modo p a detectar y $\phi_{k,mn}$ la fase de la onda plana en la posición (m, n) , que se puede expresar en función de sus componentes de la forma

$$\phi_{k,mn} = 2\alpha k_x m + \beta k_y n. \quad (4.66)$$

La amplitud del modo a analizar, $|\varphi_p|$, se tiene en cuenta en el término Δ_{mn} de la forma

$$\Delta_{mn} = \cos^{-1}(|\varphi_{p,mn}|) \quad (4.67)$$

Teniendo todo esto en cuenta, el elemento (m, n) de la matriz de la función de transmisión en este caso particular vendrá dada por

$$M_{mn} = [\phi_{p,mn} + \phi_{k,mn} + \cos^{-1}(|\varphi_{p,mn}|)] \cdot M_{mn}^{(1)} + [\phi_{p,mn} + \phi_{k,mn} - \cos^{-1}(|\varphi_{p,mn}|)] \cdot M_{mn}^{(2)} \quad (4.68)$$

En la Figura 4.14 se muestra como ejemplo la matriz M en el caso en el que el modo a detectar es el LP_{02} de la Figura 4.12. De aquí en adelante, se va a denominar “máscara” a esta matriz de fase a implementar en el CGH. Los valores de la fase de la onda plana ($\phi_{k,mn}$) y del modo a analizar ($\phi_{p,mn}$) se encuentran en el rango de 0 a 2π . En la dirección vertical de la figura se pueden ver claramente los saltos de la onda plana cada 2π . El rango de valores de fase de la matriz M es superior a 2π debido al término $\pm\Delta_{mn}$, no obstante, los efectos de la fase son equivalentes si se reajusta al rango entre 0 y 2π .

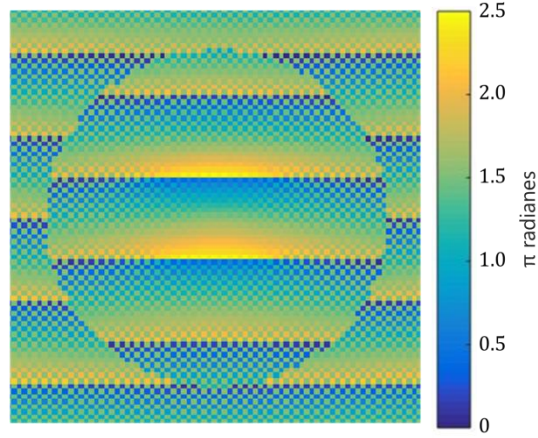


Figura 4.14 Matriz de la función de transmitancia del DP-CGH a implementar en el SLM para realizar el análisis del modo LP_{02} , viniendo dada dicha matriz por la expresión (4.68).

4.4.1.2. Estudio del factor \tilde{Q}

Para realizar las simulaciones pertinentes se ha escrito un código en Matlab que permite generar la matriz de transmitancia seleccionando el modo a analizar (4.9), así como elegir la distribución de campo incidente, obtener la distribución del campo transmitido tras pasar por el DP-CGH y, a continuación, calcular su transformada de Fourier para simular el campo en el plano focal imagen de la lente L_3 , así como la intensidad registrada en la CCD.

Para calcular el ruido debido a la implementación del método de los DPH se tiene en cuenta la ecuación (4.60). Por un lado, se calcula la transformada de Fourier de una función de transmitancia de amplitud y de fase, \tilde{T} , según lo explicado en 4.3.2.1. Por otro lado se calcula la transformada de Fourier de la función de transmitancia de los DP-CGH, $\tilde{Q} = \tilde{Q}_S + \tilde{Q}_R$, según lo visto en 4.3.2.2. Teniendo en cuenta la ecuación (4.58), calculamos el factor \tilde{Q}_R según la expresión

$$\tilde{Q}_R = \tilde{Q} - \tilde{T}. \quad (4.69)$$

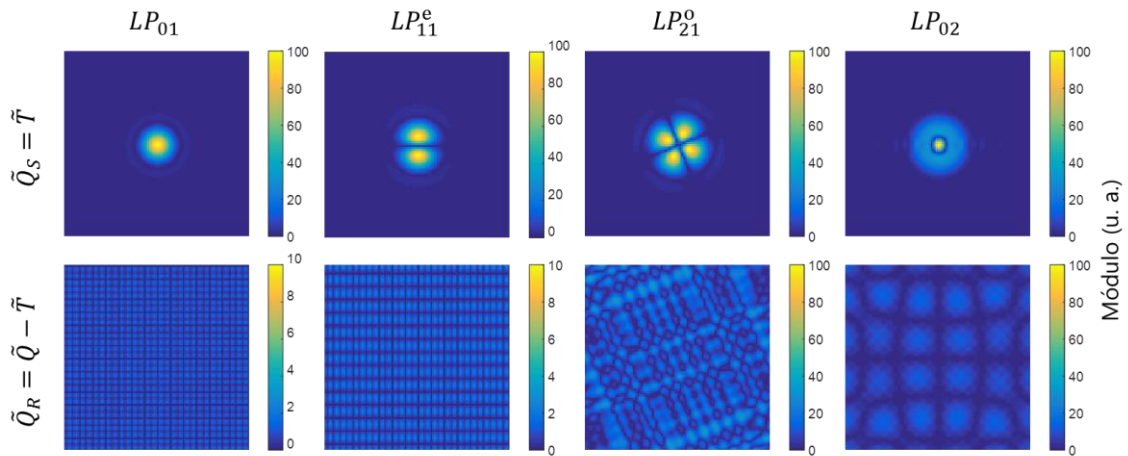


Figura 4.15 Distribución transversal normalizada del módulo de las distribuciones complejas \tilde{Q}_S y \tilde{Q}_R para distintos modos LP. En la fila superior se muestra el término de la señal, $\tilde{Q}_S = \tilde{T}$, y en la fila inferior el término de ruido, $\tilde{Q}_R = \tilde{Q} - \tilde{T}$. La intensidad está normalizada con respecto al término de señal de cada modo. El área de simulación es, aproximadamente, de $1.1 \times 1.1 \text{ mm}^2$.

En la Figura 4.15 se representa el módulo de los factores \tilde{Q}_S y \tilde{Q}_R con el objetivo de compararlos. La normalización se lleva a cabo con respecto al máximo del módulo de la función \tilde{Q} para cada uno de los modos. En el caso del modo LP_{01} y de los modos LP_{11} , el mayor valor del término de ruido se encuentra en torno al 2% del máximo del término de la señal. El mayor valor del ruido con respecto a la señal se da para el modo LP_{21} , con valores cercanos al 30%. No obstante, como se ha visto en 4.3.1, el peso modal se determina únicamente a partir del valor en el centro de la distribución (en el caso particular de una onda plana en eje: $k_x = k_y = 0$). En este punto, y para los seis modos LP, el módulo de \tilde{Q}_R es despreciable con respecto al de \tilde{Q}_S .

En la transmitancia de los DP-CGH de la Figura 4.15 se ha considerado $k_x = k_y = 0$. En general, cuando se consideran valores no nulos de k_x y k_y , tanto el término de señal como el término de ruido se van a ver desplazados en la dirección de dicha onda. En la Figura 4.16 se muestra el módulo del término \tilde{Q} del modo LP_{02} en el que se puede observar dicho desplazamiento.

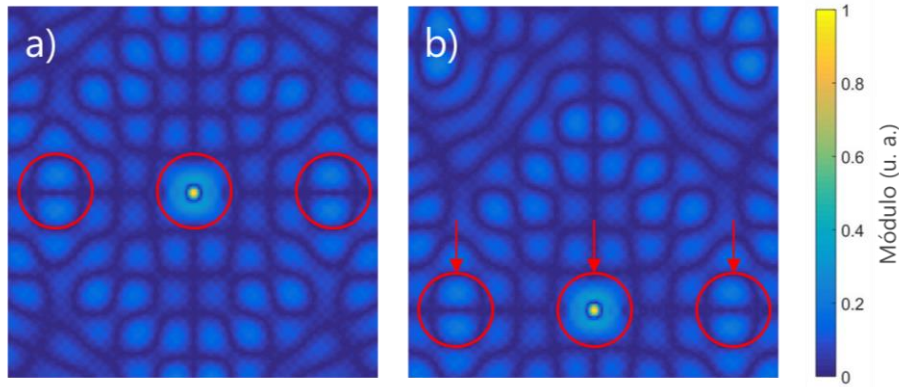


Figura 4.16 Distribución transversal normalizada del módulo de \tilde{Q} para analizar el modo LP_{02} (a) con $k_x = k_y = 0$ o (b) con un ángulo de inclinación de $5 \cdot 10^{-3}$ rad y una distancia de 30 cm entre el CGH y el plano focal imagen. El área de simulación es, aproximadamente, de 2.2×2.2 mm².

4.4.1.3. Estudio del término \tilde{W}

Para obtener el campo eléctrico en el plano focal imagen de la lente L_3 es necesario calcular la convolución de la transformada de Fourier del campo incidente en el DP-CGH con el parámetro \tilde{Q} visto en el apartado anterior, tal y como se mostraba en el esquema de la Figura 4.13. Desglosado en términos de la señal y del ruido y expresado en términos de \tilde{T} y \tilde{Q} dicho campo se obtiene de la forma

$$\tilde{W}_S = \tilde{Q}_S * \tilde{U} = \tilde{T} * \tilde{U}, \quad (4.70)$$

$$\tilde{W}_R = \tilde{Q}_R * \tilde{U} = (\tilde{Q} - \tilde{T}) * \tilde{U}. \quad (4.71)$$

Como se puede observar en las ecuaciones (4.70) y (4.71) el campo en el plano focal imagen va a depender del campo incidente que, en general, será desconocido. Por lo tanto, en el estudio se van a considerar diferentes distribuciones de campo incidente. En el cálculo de los términos \tilde{W}_S y \tilde{W}_R se supone una focal de la lente de 15 cm y una longitud de onda de la luz de 633 nm para simular las condiciones experimentales.

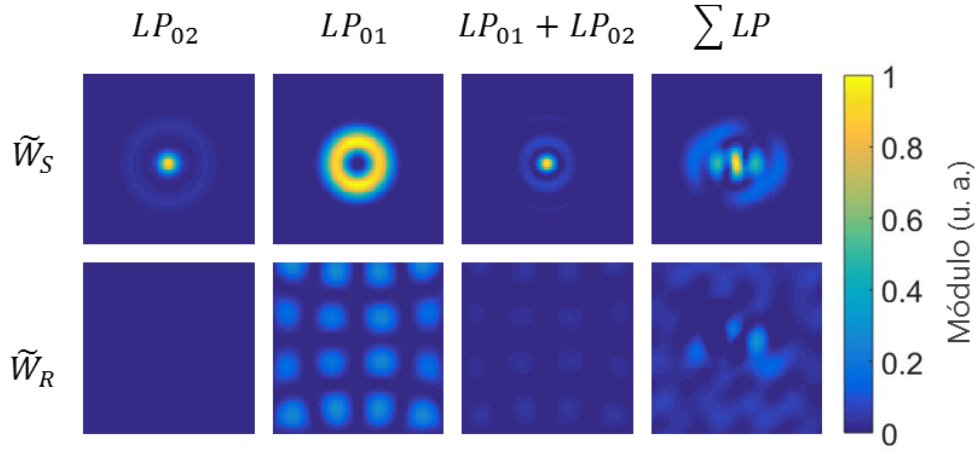


Figura 4.17 Distribución normalizada del módulo de las funciones complejas \tilde{W}_S (fila superior) y \tilde{W}_R (fila inferior) cuando se implementa el modo LP_{02} en la función de transmitancia. Cada columna corresponde a una distribución de campo de entrada diferente proporcional a los distintos modos LP según se indica en la parte superior. La normalización es individual para cada columna. El área de simulación es, aproximadamente, de $0.7 \times 0.7 \text{ mm}^2$.

En la Figura 4.17 se muestra la distribución normalizada del módulo de las funciones complejas \tilde{W}_S (fila superior) y \tilde{W}_R (fila inferior) cuando se implementa en el SLM un DP-CGH con el objetivo de analizar la contribución del modo LP_{02} , y para diferentes distribuciones de campo incidente. En la primera columna se supone un campo incidente proporcional al modo LP_{02} . En este caso se observa que el término de señal tiene un máximo en el centro, debido a que el campo incidente consiste en el modo a detectar, mientras que no se aprecia ruido. En la segunda columna se supone una distribución de campo incidente proporcional a la del modo LP_{01} . En este caso, la intensidad en el centro para el término de señal es mínima, indicando que el modo a detectar, LP_{02} , no se encuentra presente en el campo incidente en el SLM, LP_{01} . Teniendo en cuenta que cada distribución del término de ruido está normalizada con respecto al máximo de la distribución de señal, en este caso, el valor máximo en la distribución transversal del término de ruido es comparable al máximo de la señal. No obstante, el valor de dicha amplitud en el centro de la distribución transversal del término de ruido sigue siendo despreciable comparado con el máximo de amplitud. En la tercera columna se ha supuesto una distribución de campo incidente proporcional a la de la suma de los dos modos $LP_{01} + LP_{02}$, y en la cuarta columna proporcional a la suma de los 6 modos LP de la Figura 4.12, en ambos casos estando los modos presentes en la misma proporción. En los dos casos el valor del módulo de \tilde{W}_R en el centro de la distribución es despreciable comparado con el valor de \tilde{W}_S , por lo que en estos casos el ruido asociado al método de los DPH no influye en el resultado del análisis modal.

Esto se ha comprobado para diferentes modos a detectar y bajo la influencia de distintos campos incidentes, observando que el módulo de \tilde{W}_R en el centro de la distribución no supera el 2% del máximo del módulo de \tilde{W}_S . No obstante, estos cálculos se han realizado para un número limitado de las infinitas posibles distribuciones transversales del campo incidente U .

4.4.1.4. Comparación entre el análisis modal secuencial y simultáneo

La detección modal se puede realizar de forma simultánea para varios modos, en lugar de secuencialmente, siempre y cuando se implemente una transmitancia en la que la información del peso de

cada modo se obtenga en diferentes posiciones del espacio. Esto se obtiene seleccionando diferentes vectores de onda en cada una de las ondas planas que multiplican a las conjugadas de las distribuciones transversales de campo de los modos, tal y como se muestra en la siguiente ecuación,

$$T(\mathbf{x}) = \sum_{p=1}^P \varphi_p^*(\mathbf{x}) \cdot e^{i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}_p}. \quad (4.72)$$

A la hora de simular el análisis modal simultáneo, en primer lugar se calcula la transmitancia compleja total y, a continuación, se implementa el método de los DPH para obtener una función de transmitancia solo de fase.

A continuación se muestra una simulación como ejemplo en la que se busca obtener simultáneamente los pesos modales de los modos LP_{01} y LP_{02} . En este caso, se ha supuesto un campo incidente en el que ambos modos se encuentran presentes en la misma proporción. En la Figura 4.18 se representa el módulo de las distribuciones transversales de campo eléctrico en el plano focal de la lente de los términos de señal, \tilde{W}_S , y ruido, \tilde{W}_R , respectivamente.

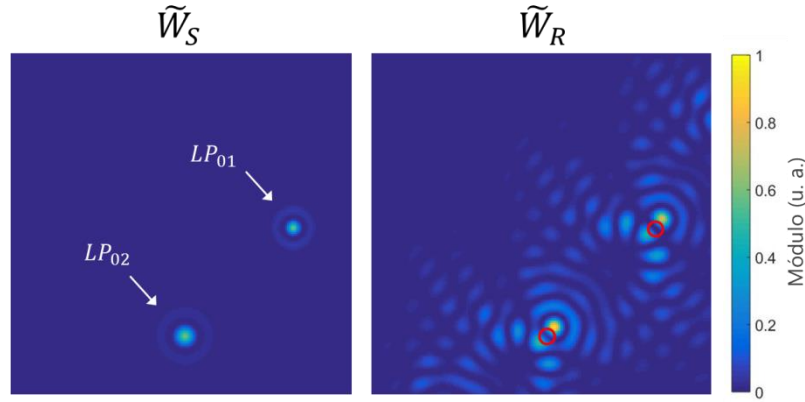


Figura 4.18 Módulo de las funciones \tilde{W}_S y \tilde{W}_R para una función de transmitancia en la que se implementan los modos LP_{01} y LP_{02} en direcciones distintas (como se indican en la figura), supuesto un campo incidente en el DP-CGH que presenta ambos modos en la misma proporción. La normalización se ha realizado con respecto al mayor valor del módulo del término de ruido.

Los pesos modales obtenidos mediante el término de señal, $|\tilde{W}_S(\lambda f \mathbf{k}_p)|^2$, son iguales para los dos modos. Como se puede ver en la Figura 4.18, el término de ruido presenta valores mayores que el término de señal. No obstante, en la posición de obtención de los pesos modales, marcadas en la figura con un círculo rojo, el término de ruido es despreciable con respecto al valor del término de señal en esa misma posición. Es decir, en este caso específico se podrían obtener los pesos modales de manera simultánea.

Este se trata del caso más simple de análisis modal no secuencial, en el que únicamente se obtienen los pesos de dos modos a la vez, estando estos presentes en el campo incidente en el DP-CGH. El caso que se expone a continuación presenta una mayor complejidad: se supone un campo incidente en el cual los seis modos LP de la Figura 4.12 se encuentran presentes en la misma proporción, y se realiza el análisis modal de todos ellos de manera simultánea. Para ello, en el SLM se implementa una función de transmitancia mediante la cual se envía la información del peso de cada modo a una posición diferente. En concreto, a los vértices de un hexágono regular, de la manera en la que se muestra en el esquema de la Figura 4.19.

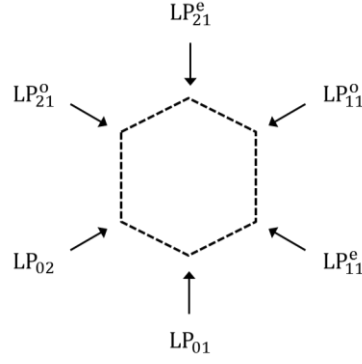


Figura 4.19 Esquema de la posición en la que se obtiene el peso de cada modo simultáneamente.

En la Figura 4.20 se muestra la distribución transversal normalizada del módulo de las funciones \tilde{W} , \tilde{W}_S , y \tilde{W}_R para el caso mencionado, y en la Tabla 4.1 se recopilan los pesos modales obtenidos cuando se implementa el método de los DPH (es decir, obtenidos mediante la función \tilde{W}) y su error relativo comparado con el valor teórico de 16.67%.

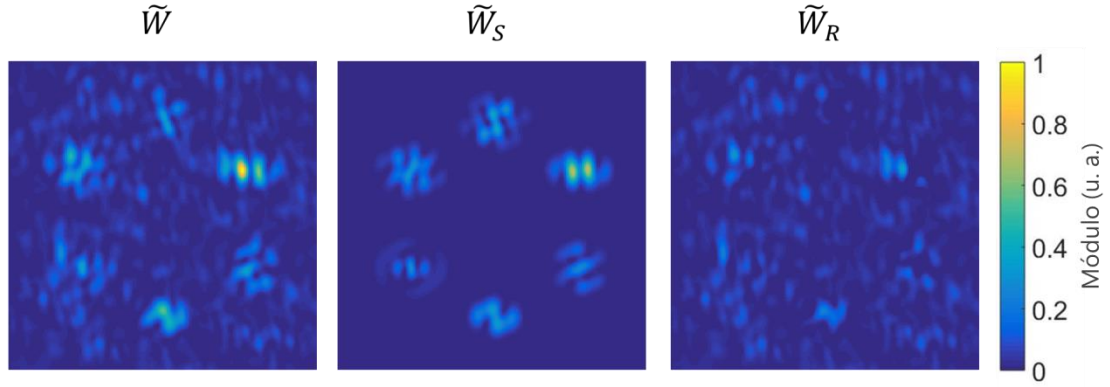


Figura 4.20 Distribución transversal normalizada del módulo de las funciones \tilde{W} , \tilde{W}_S , y \tilde{W}_R para un campo incidente en el cual los seis modos LP se encuentran presentes en la misma proporción. La información del peso modal de cada modo se obtiene de manera simultánea según la configuración de la Figura 4.19. El área de simulación es, aproximadamente, de $2.1 \times 2.1 \text{ mm}^2$.

Tabla 4.1 Simulación de los pesos modales normalizados obtenidos mediante las funciones \tilde{W}_S y \tilde{W} , de manera simultánea según la configuración de la Figura 4.19, y suponiendo los seis modos LP presentes en el campo incidente en las mismas proporciones (16.67%).

Modo	Peso modal (%)	Error relativo (%)
LP ₀₁	23.4	40.3
LP ₁₁ ^e	14.1	15.8
LP ₁₁ ^o	7.8	53.2
LP ₂₁ ^e	17.2	2.9
LP ₂₁ ^o	17.2	2.9
LP ₀₂	20.3	21.6

Como se puede observar, los pesos modales obtenidos son considerablemente diferentes a los esperados teóricamente, presentando alguno de ellos un error relativo del orden del 50%. Teniendo en cuenta estos resultados, se concluye que solo se pueden realizar medidas experimentales fiables detectando cada modo de forma secuencial. Por ello, para el resto de simulaciones expuestas en este apartado se va a considerar que se programa el SLM para analizar en cada instante un solo modo.

Además, como según el apartado 4.4.1.3 el error debido al término de ruido en el caso de análisis secuencial no es superior al 2%, y teniendo en cuenta que dicho error depende también del campo incidente en el SLM, los estudios numéricos de los apartados 4.4.2 y 4.4.3 se van a realizar teniendo en cuenta únicamente el término de señal. De esta forma se separan las contribuciones de distintas fuentes de error. No obstante, de cara al error total, habría que tener en cuenta todos los factores.

4.4.2. Resolución espacial

Como se ha visto en el desarrollo analítico del apartado 4.3.1, la información sobre el peso de cada modo se encuentra en unas coordenadas concretas de la distribución en el plano de Fourier. Según la ecuación (4.26), la intensidad en el punto $(\lambda f k_x, \lambda f k_y)$ del plano focal imagen de L_3 es proporcional al peso del modo a analizar $|A_p|^2$. Como la información que se busca se obtiene en único punto, esto se traduce en que es necesario medir la intensidad en un píxel específico, por lo que resulta necesario plantearse cómo puede influir la resolución de la cámara de registro o la precisión a la hora de seleccionar el píxel deseado en la medida del peso modal. En el apartado 4.4.2.1 se estudia esta fuente de error. Por otro lado, conviene analizar también cómo afecta la resolución espacial del SLM en la obtención de los pesos modales. Esta fuente de error se estudia en el apartado 4.4.2.2.

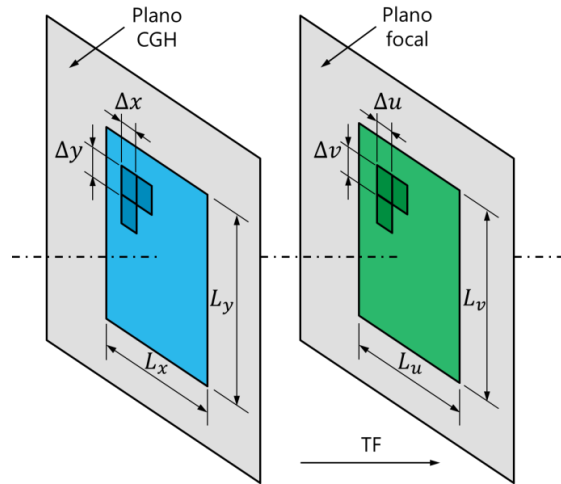


Figura 4.21 Esquema de las dimensiones en el plano en el que se implementa el DP-CGH en el SLM y en el plano focal de la lente en el que se coloca la CCD para registrar la imagen. Las relaciones entre los distintos parámetros vienen dadas por la ecuación (4.73).

Las distribuciones transversales de campo de los modos también están discretizadas con un muestreo que viene dado por el software RSoft CAD y que se puede consultar con más detalle en el capítulo 2. A la hora de realizar las simulaciones, la distribución incidente en el SLM se ajusta para coincidir con su muestreo y así poder multiplicarla por la matriz de transmitancia. En la Figura 4.21 se indican los parámetros de las dimensiones espaciales en el plano del CGH y en el plano focal imagen. Estas dimensiones están relacionadas entre sí según las expresiones [22]:

$$L_u = \frac{\lambda f}{\Delta x}, \quad \Delta u = \frac{\lambda f}{L_x}, \quad L_v = \frac{\lambda f}{\Delta y} \quad \text{y} \quad \Delta v = \frac{\lambda f}{L_y}, \quad (4.73)$$

en donde f es la focal imagen de la lente L_3 y λ la longitud de onda.

4.4.2.1. Error en la selección del píxel en la cámara de registro

Conviene conocer, como paso previo al montaje del sistema, la precisión necesaria a la hora de seleccionar el píxel o píxeles de la cámara CCD, situada en el plano focal de la lente (Figura 4.11), en los que se procederá a medir la intensidad para determinar el peso modal o la fase relativa entre dos modos. En teoría, esta información se encuentra únicamente en una posición del plano, definida por un píxel específico. No obstante, acertar con dicho píxel experimentalmente presenta cierta complejidad, tal y como se comentará en el apartado 4.5. Para estimar el error en la determinación de los pesos modales causado por seleccionar un píxel cercano al que contiene dicha información, se han simulado cómo varían los pesos modales determinados para diferentes posiciones del píxel seleccionado con respecto al que tiene la información. En la Figura 4.22 se muestran las posibles posiciones del píxel que se han tenido en cuenta, siendo el píxel central aquel en el que se encuentra la información teóricamente.

Se ha supuesto un CGH discretizado en 1000×1000 píxeles² con un tamaño de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$. Utilizando las relaciones de la ecuación (4.73) y teniendo en cuenta la focal de la lente (15 cm) y la longitud de onda (633 nm), la dimensión del píxel de muestreo en el plano focal imagen es aproximadamente de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, mismo orden de magnitud que los valores de la cámara CCD a utilizar.

Para estudiar cómo influye la precisión a la hora de seleccionar el píxel correcto en el valor del peso modal obtenido, se han supuesto diferentes opciones de selección de dicho píxel. En la Figura 4.22 se muestran las tres posiciones estudiadas. En los tres casos el píxel central (más resaltado que el resto) es el que contiene la información del peso del modo a analizar. Esto es, la posición correcta. En el primer caso se supone que se acierta a la hora de seleccionar dicho píxel. Los dos casos siguientes indican que no se selecciona el píxel central sino un píxel vecino adyacente (posición II) o diagonal (posición III).

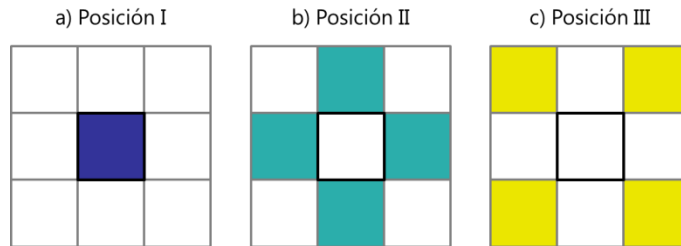


Figura 4.22 Posición del píxel de la cámara CCD en el que se registra la intensidad para determinar el peso del modo a analizar, suponiendo que el píxel central resaltado es el que contiene la información de dicho peso modal.

Dado que es necesario realizar la simulación para un campo eléctrico incidente en el SLM específico, se ha supuesto un campo resultante de superponer los seis modos LP con el mismo peso modal y con la misma fase. En la Figura 4.23 se representan los pesos modales determinados dependiendo de la posición del píxel utilizado tal y como se muestra en la Figura 4.22. Existen cuatro posibilidades para las posiciones II y III, por lo que se han simulado las cuatro opciones y realizado la media del resultado.

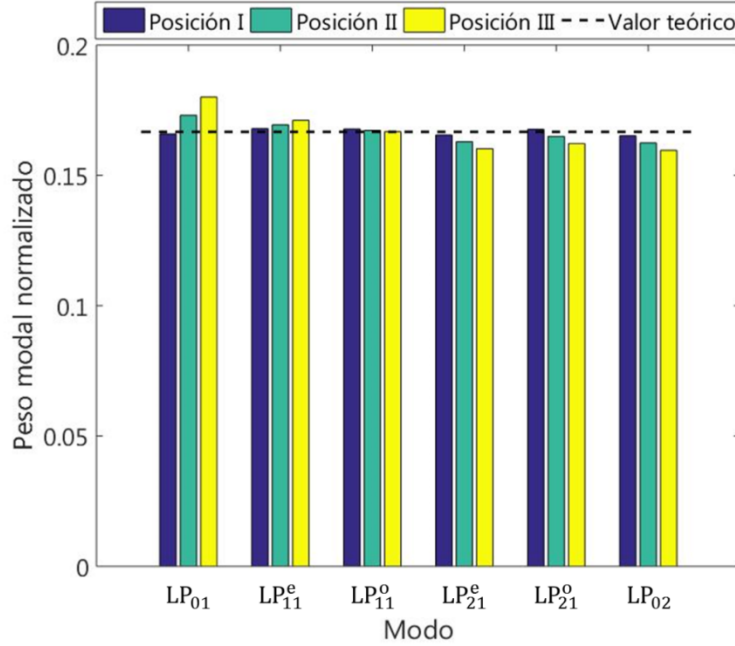


Figura 4.23 Resultado del peso modal de los distintos modos obtenido según la posición del píxel mediante el que se determina dicho peso (Figura 4.22). La línea discontinua representa el valor normalizado del peso teórico de los modos.

Para asignar un valor numérico al error se ha utilizado como función de mérito la expresión de la desviación estándar

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{\sum_n (x_{pn} - \mu_n)^2}{N}}, \quad (4.74)$$

siendo N el número de modos, x_{pn} el peso modal del modo n obtenido en base a la posición p de la Figura 4.22, y μ_n el valor teórico de dicho peso (0.1667 en este caso). Si el peso modal se determina en base a la intensidad de un píxel en la posición II, se obtiene un error relativo del 2.2%, mientras que si el píxel seleccionado se encuentra en la posición III el error aumenta hasta un 4.3%.

Cabe preguntarse si es posible reducir el error seleccionando varios píxeles contiguos al central, en distintas configuraciones. En la Figura 4.24 se muestran tres propuestas diferentes de selección de los píxeles de la CCD, de tal manera que la intensidad resultante sea la media de las intensidades de los píxeles seleccionados. En el caso b), existen cuatro posibles configuraciones para dicha selección, por lo que de cara a las simulaciones realizadas se ha determinado la media de las cuatro posibilidades.

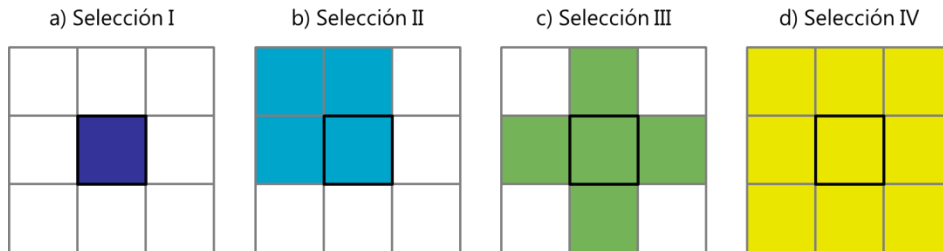


Figura 4.24 Distintos tipos de selección de píxeles de la cámara CCD utilizados para determinar el peso del modo a detectar. El píxel central es el que contiene la información de dicho peso modal.

En la Figura 4.25 se muestra el peso modal determinado seleccionando el píxel central de las distintas configuraciones de la Figura 4.24 en la posición I de la Figura 4.22, es decir, en la posición en la que se encuentra la información. Como es lógico, al seleccionar varios píxeles además del central, se observa un mayor error en los valores obtenidos de los pesos modales. Manteniendo la definición de la ecuación (4.74), el error relativo obtenido para cada una de las tres configuraciones de selección II, III y IV es de 2.2%, 1.8% y 2.9% respectivamente. El error obtenido al calcular los pesos modales seleccionando únicamente el píxel central, en lo que se correspondería con la selección I de la Figura 4.24, es del 0.7%.

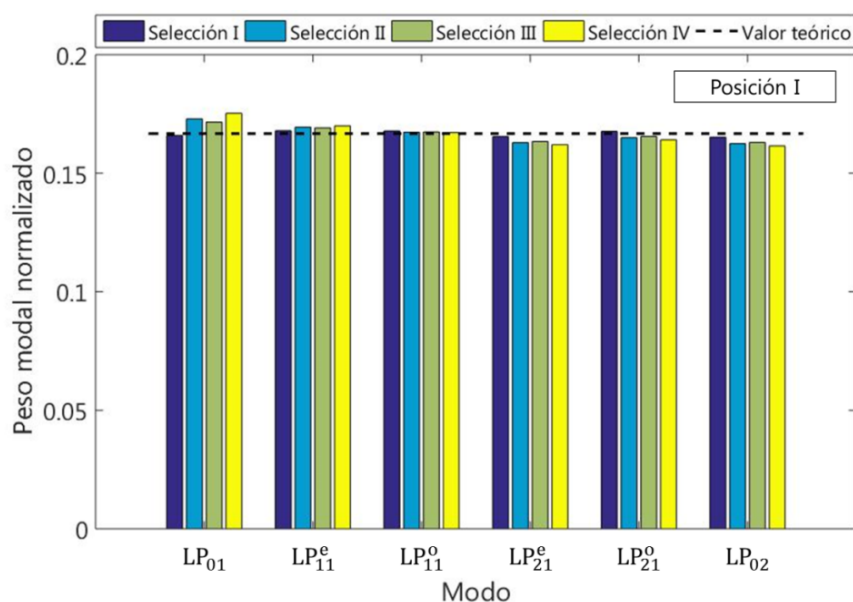


Figura 4.25 Resultado del peso modal de los distintos modos obtenido según la selección de los píxeles mediante los que se determina dicho peso. Las distintas selecciones son las referenciadas en la Figura 4.24. Dichas selecciones están centradas en la Posición I mostrada en la Figura 4.22. La normalización se ha llevado a cabo de tal forma que la suma de los pesos modales sea igual a la unidad. Se supone un campo incidente resultante de la superposición de los seis modos LP con los mismos pesos y fases relativas. La línea discontinua representa el valor teórico de dicho peso modal.

En la Figura 4.26 (a) y (b) se representan los pesos modales en base a las distintas selecciones de la Figura 4.24 cuando se selecciona un píxel con respecto al píxel central, que contiene la información del peso modal, en la posición II o en la posición III de la Figura 4.22. De esta forma, es posible comparar si, en caso de cometer un error a la hora de seleccionar el píxel central, seleccionar no solo dicho píxel sino una configuración de píxeles cercanos permite disminuir el error en la determinación del peso modal. En el caso de la posición II de la Figura 4.22, los errores relativos para las configuraciones b), c) y d) de la Figura 4.24 son de 4.1%, 3.8% y 4.8%. En los tres casos el error es mayor que el 2.2%, correspondiente a seleccionar un único píxel. En el caso de la posición III, estos mismos errores relativos son de 6.1%, 5.7% y 6.7%; también mayores que el error de 4.3% correspondiente a seleccionar un único píxel.

Teniendo en cuenta que seleccionando un único píxel, siempre y cuando se encuentre cercano al píxel en el que se encuentra la información del modo a detectar, el error relativo es menor que seleccionando varios píxeles en las distintas configuraciones estudiadas, el proceso experimental se llevará a cabo seleccionando un único píxel.

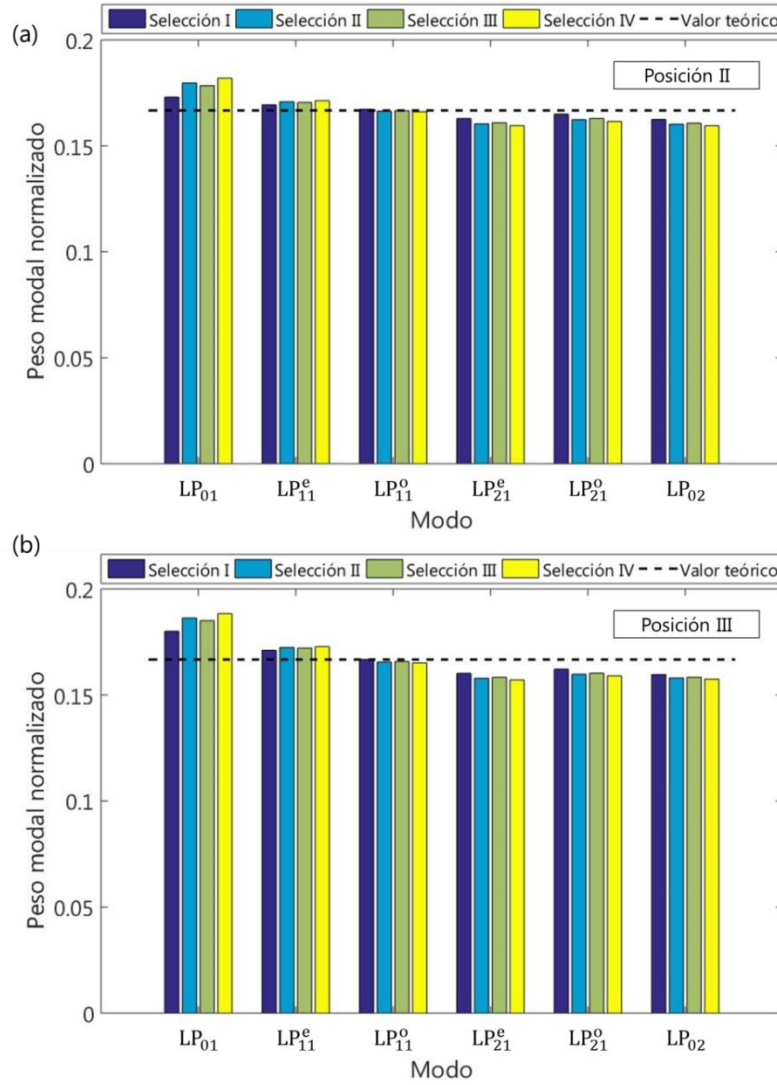


Figura 4.26 Resultado del peso modal de los distintos modos obtenido según la selección de los píxeles mediante los que se determina dicho peso. Las distintas selecciones están centradas en la Figura 4.24. Dichas selecciones están centradas en la Posición (a) II y (b) III mostradas en la Figura 4.22. La normalización se ha llevado a cabo de tal forma que la suma de los pesos modales sea igual a la unidad. Se supone un campo incidente resultante de la superposición de los seis modos LP con los mismos pesos y fases relativas. La línea discontinua representa el valor teórico de dicho peso modal.

4.4.2.2. Influencia de la resolución del modulador espacial de luz

Para comprobar si el muestreo espacial del SLM es suficiente y para ver cómo afecta en la calidad de la detección, se consideran diferentes resoluciones del CGH y se calcula el error relativo de los pesos modales determinados, suponiendo un campo incidente similar al del apartado anterior. En la Figura 4.27 se representa el error relativo en función del tamaño del píxel del SLM, junto con su ajuste a una función exponencial según la ecuación

$$\varepsilon_r(m) = ae^{bm}, \quad (4.75)$$

en donde ε_r es el error relativo y m el tamaño del píxel. En el ajuste se obtienen valores de 0.76 y 0.06 μm^{-1} para los parámetros a y b respectivamente.

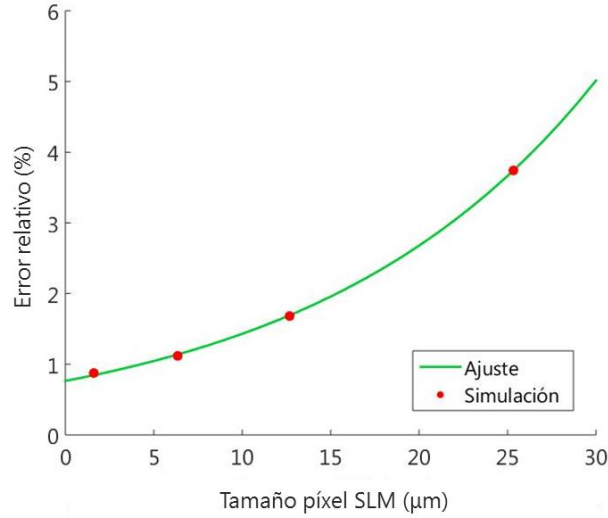


Figura 4.27 Error relativo en la determinación de los pesos modales en función del tamaño del píxel del SLM junto con su ajuste a una curva exponencial. Se supone un campo incidente en el SLM resultante de la superposición de los seis modos LP con los mismos pesos y fases.

En la Figura 4.27 se observa que el error aumenta conforme mayor es el tamaño del píxel, y que existe un error relativo mínimo, del 0.76% según el ajuste exponencial, cuando el SLM tiende a considerarse continuo, que atribuimos al cálculo numérico de las distribuciones modales. El SLM utilizado, cuyas especificaciones se detallarán en el apartado 4.5, tiene 1920×1080 píxeles² cuadrados de $8 \mu\text{m}$ de lado. Teniendo esto en cuenta se puede considerar que la resolución del SLM es adecuada, dado que reducirla apenas disminuye el error relativo pero aumentarla sí induce un error relativo significativo.

4.4.3. Ajuste y centrado de los filtros de correlación

Cualquier descentramiento de la función de transmitancia implementada en el SLM con respecto a la distribución de campo eléctrico incidente proveniente de la fibra óptica implicará un error en la determinación de los pesos modales. En este apartado se propone un método de alineamiento transversal y de tamaño del CGH implementado en el SLM, basado en las simulaciones realizadas para el análisis modal cuando el campo incidente es proporcional al del modo LP_{01} .

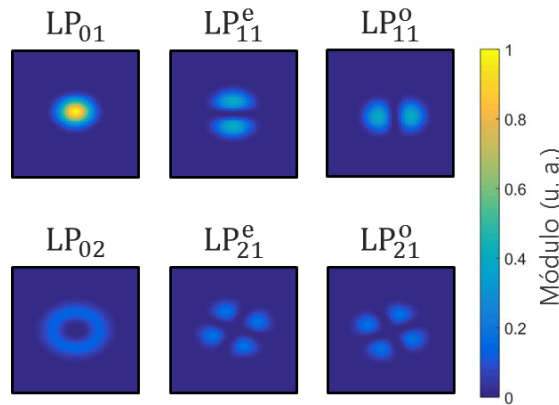


Figura 4.28 Módulo de la función \tilde{W}_s según el modo LP que se implemente en la función de transmitancia (indicado sobre cada imagen) y supuesto un campo incidente proporcional al LP_{01} .

En la Figura 4.28 se muestra la distribución transversal del módulo de la función \tilde{W}_S en función del modo LP implementado en la función de transmitancia, y suponiendo un campo incidente proporcional al modo LP_{01} . Si el campo incidente se corresponde con el del modo LP_{01} y el CGH correspondiente a los distintos modos se encuentra alineado con respecto a dicho campo, las distribuciones de intensidad registradas en la cámara CCD se deben de corresponder a las de la Figura 4.28. Si, por otro lado, el CGH no se encuentra alineado con respecto al campo incidente, las distribuciones serán diferentes.

El método de alineamiento transversal y de tamaño propuesto consiste en incidir sobre el SLM con un campo eléctrico proporcional al del modo LP_{01} (experimentalmente es posible conseguir dicha condición, tal y como se explicará en el apartado 4.5.3) y, en caso de que la intensidad registrada no coincida con la esperada, variar la posición o el tamaño de los CGH implementados en el SLM hasta conseguir reproducir en la CCD las distribuciones de la Figura 4.28. Una vez conseguido se considerará que el CGH implementado en el SLM se encuentra alineado con el campo incidente. Debido a su forma, los distintos modos pueden resultar útiles para realizar distintos ajustes. A continuación se va a explicar el alineamiento transversal mediante las máscaras de los modos LP_{11}^e y LP_{11}^o y el ajuste de tamaño mediante la del modo LP_{02} .

4.4.3.1. Centrado transversal

La Figura 4.29 muestra el módulo de \tilde{W}_S suponiendo un campo incidente proporcional al modo LP_{01} y una función de transmitancia mediante la que se busca analizar el modo LP_{11}^e . Las diferentes imágenes se corresponden a diferentes posiciones del CGH con respecto al campo incidente, tal y como se indica en el texto de la imagen. En este caso se supone que dicho CGH se encuentra alineado con el campo excepto en la dimensión vertical. Como se puede observar, cuando el CGH se descentra verticalmente con respecto al campo incidente, en cualquiera de los dos sentidos, la intensidad en el centro deja de ser nula.

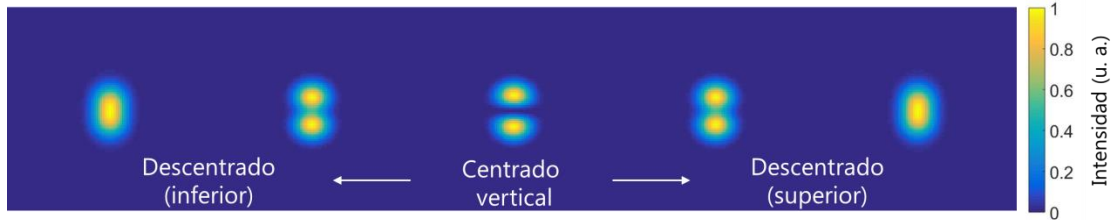


Figura 4.29 Representación del cambio en la distribución transversal del módulo de \tilde{W}_S correspondiente a la máscara del modo LP_{11}^e , según su posición vertical con respecto al campo incidente, suponiendo un campo incidente proporcional al del modo LP_{01} . Las imágenes se corresponden con unos desplazamientos de -0.4, -0.2, 0, 0.2 y 0.4 mm respectivamente.

En la Figura 4.30 se muestra la intensidad normalizada en el centro de la distribución en función del desplazamiento transversal vertical. Esto se puede utilizar para centrar el CGH verticalmente, de tal manera que su alineamiento se obtenga minimizando la intensidad registrada en el centro de la distribución.

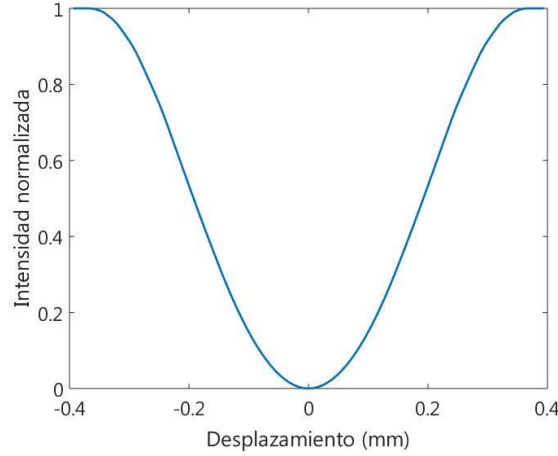


Figura 4.30 Intensidad normalizada en el centro de la distribución \tilde{W}_S en función del desplazamiento vertical de la posición del CGH con respecto al campo incidente en el SLM, en el proceso de análisis del modo $LP_{11}^{0(e)}$, asumiendo que el CGH se encuentra centrado con respecto al campo incidente en el resto de grados de libertad y suponiendo un campo incidente proporcional al del modo LP_{01} .

De manera análoga se puede utilizar el modo LP_{11}^0 para el centrado horizontal, tal y como se observa en la Figura 4.31. Si el CGH se encuentra inicialmente descentrado tanto vertical como horizontalmente, será necesario ajustar repetidamente en ambas direcciones hasta conseguir un mínimo de intensidad total.

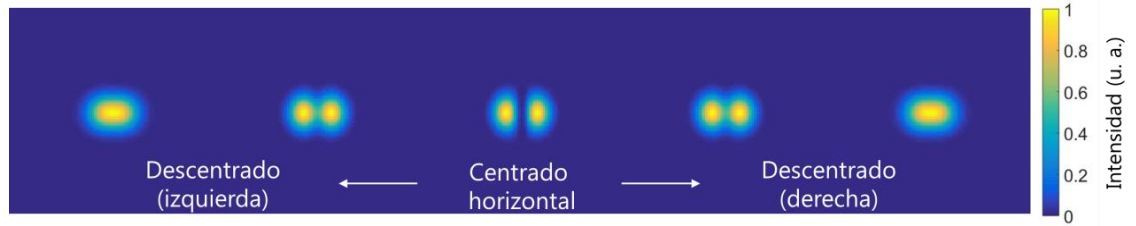


Figura 4.31 Representación del cambio en la distribución transversal del módulo de \tilde{W}_S correspondiente a la máscara del modo LP_{11}^0 según su posición horizontal con respecto al campo incidente, suponiendo un campo incidente proporcional al del modo LP_{01} . Las imágenes se corresponden con unos desplazamientos de -0.4, -0.2, 0, 0.2 y 0.4 mm respectivamente.

4.4.3.2. Ajuste de tamaño

La Figura 4.32 muestra la distribución de intensidad en el plano focal para la máscara del modo LP_{02} y considerando que el CGH se encuentra centrado transversalmente con respecto al campo incidente pero desajustado en cuanto a tamaño.



Figura 4.32 Representación del cambio en la distribución de intensidad del módulo de \tilde{W}_S correspondiente a la máscara del modo LP_{02} , según su tamaño con respecto al campo incidente, suponiendo un campo incidente proporcional al del modo LP_{01} . Las imágenes se corresponden con unos aumentos de 0.72, 0.86, 1.00, 1.21 y 1.42 respectivamente.

En la imagen central, que se corresponde con el tamaño ajustado, la intensidad en el centro de la distribución es nula. A medida que el tamaño del CGH se desajusta la intensidad en el centro deja de ser nula. En la Figura 4.33 se representa la intensidad normalizada en el centro de la distribución en función de los aumentos del CGH con respecto al campo incidente. De esta forma, el problema del ajuste de tamaño del CGH implementado en el SLM se convierte en un problema de minimizar la intensidad registrada.

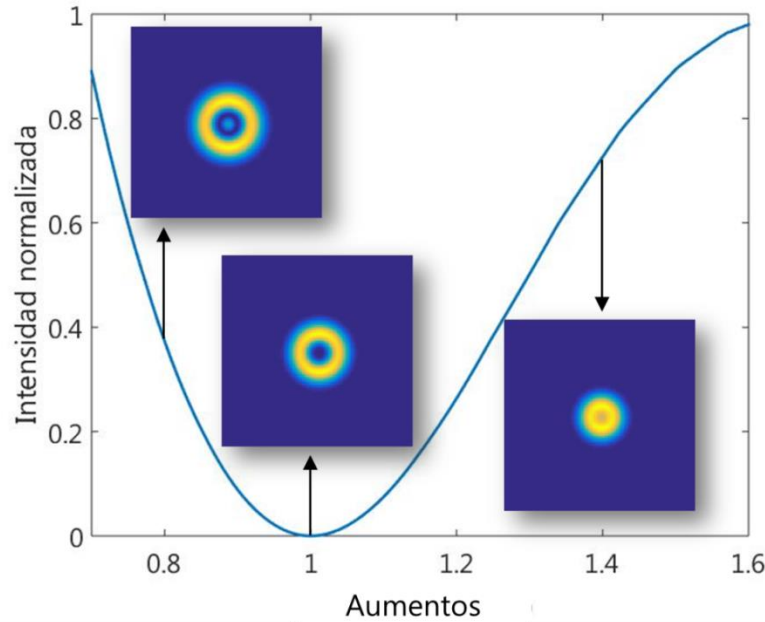


Figura 4.33 Intensidad normalizada en el centro de la distribución en función de los aumentos del CGH implementado en el SLM con respecto al campo incidente, suponiendo un campo incidente proporcional al modo LP_{01} , la máscara del modo LP_{02} y un centrado transversal correcto.

Cuando el CGH implementado en el SLM no se encuentre ni centrado transversalmente ni ajustado en tamaño será necesario un proceso repetitivo de ajuste mediante las distintas funciones de transmitancia hasta conseguir obtener un mínimo de intensidad total en el centro de la distribución y reproducir así las distribuciones mostradas en la Figura 4.28.

Además, este tipo de procedimiento de ajuste, en principio específico para la fibra en cuestión que permite la propagación de los modos LP_{02} , LP_{11}^o y LP_{11}^e ; se puede extender a otras guías de ondas que permitan la propagación de modos con distribuciones similares, como la de anillo o que presenten lóbulos de intensidad.

4.5. Reconstrucción modal

En esta sección se presentan las medidas realizadas. En primer lugar se explica el montaje experimental usado para el análisis modal, así como la calibración del SLM. En segundo lugar se exponen los resultados del análisis, en donde varias distribuciones de partida se reconstruyen en base a los pesos y fases modales medidas.

4.5.1. Montaje experimental

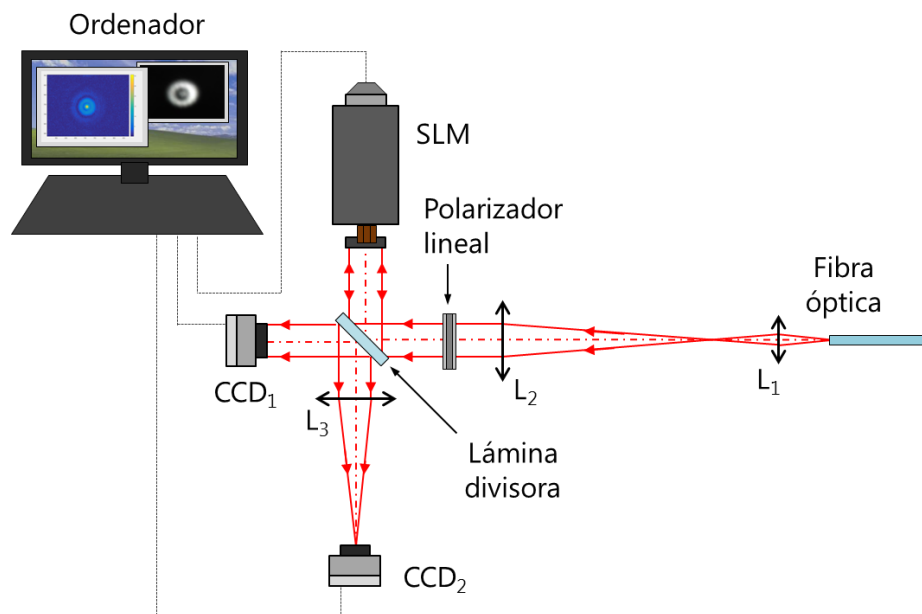


Figura 4.34 Esquema del montaje experimental de análisis de los modos de una fibra óptica. L_1 es un objetivo de microscopio DIN40 de focal 4 mm, L_2 y L_3 son lentes convergentes de focal imagen 50 cm y 15 cm respectivamente. L_1 y L_2 forman un sistema 4f de 125 aumentos. La luz incide en el SLM polarizada linealmente en su componente horizontal gracias al polarizador. El SLM y las dos cámaras CCD_1 y CCD_2 están controlados por un ordenador.

El montaje experimental se muestra en la Figura 4.34. A la salida de la fibra óptica se sitúan dos lentes convergentes, L_1 (objetivo de microscopio DIN $\times 40$, $f_1=4$ mm) y L_2 ($f_2=50$ cm), formando un procesador 4f [22]. Este sistema óptico está formado por dos lentes separadas entre sí una distancia igual a la suma de sus distancias focales, de tal forma que el plano focal imagen de L_1 coincide con el plano focal objeto de L_2 . El procesador 4f permite formar una imagen escalada de la distribución compleja de campo eléctrico presente en el plano focal objeto de L_1 en el plano focal imagen de L_2 . Colocando una lámina divisora para situar el SLM y la cámara CCD_1 en el plano focal imagen de L_2 , el sistema 4f permite formar en dichos dispositivos una imagen de la distribución de campo presente en el plano de salida de la fibra, aumentada un factor $f_2/f_1=125$. Como se ha visto en el apartado 4.2.2, el SLM solo es capaz de modular la fase de la luz polarizada horizontalmente, por lo que es necesario colocar un polarizador antes de dicho dispositivo. En caso de querer realizar el análisis modal de los modos polarizados verticalmente basta con colocar y orientar una lámina $\lambda/2$ detrás del polarizador lineal. El SLM del que se dispone en el laboratorio trabaja por reflexión, es decir, mediante la capa de LC se modula la fase de la luz incidente, se refleja mediante un espejo posterior y se vuelve a modular al propagarse en el sentido opuesto. En la Figura 4.3 se mostraba un esquema de dicho dispositivo. La función de transmitancia engloba los cambios de fase en ambos sentidos. La luz proveniente del SLM se focaliza en la cámara CCD_2 mediante la lente L_3 ($f_3=15$ cm), en donde la cámara se encuentra situada en el plano focal imagen de L_3 de tal forma que registra la intensidad de la transformada de Fourier de la distribución de campo complejo en el plano de salida del SLM. Las imágenes registradas en ambas cámaras, CCD_1 y CCD_2 , se envían al ordenador para su posterior tratamiento.

Para alinear el montaje según el método explicado en 4.4.3 es necesario que en la fibra solo se encuentre presente el modo LP_{01} . No obstante, para ajustar el montaje también es necesario comprobar su funcionamiento con distintas distribuciones multimodo. Para poder seleccionar ambos comportamientos se ha implementado el montaje que se muestra en la Figura 4.35.

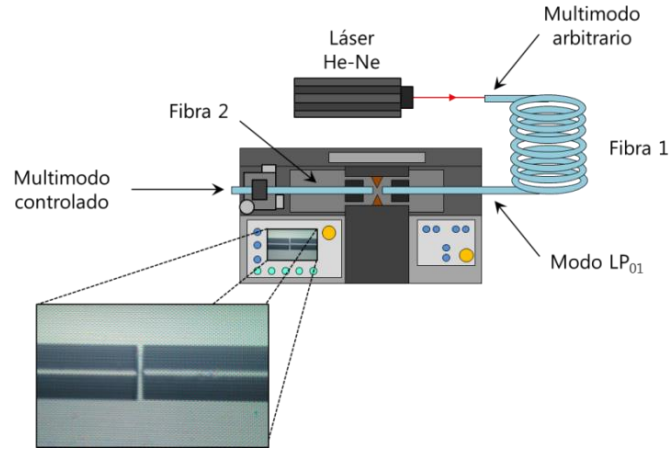


Figura 4.35 Esquema del alineamiento y acoplamiento de las fibras ópticas 1 y 2, controlando su enfrentamiento mediante una soldadora. La fibra 1 se excita mediante un láser de He-Ne operando a 633 nm. En cada tramo de la fibra se indica el comportamiento modal de la luz, siendo multimodo arbitrario en la excitación de la fibra 1, monomodo (LP_{01}) tras provocar pérdidas por curvatura y multimodo controlado en la fibra 2 excitada mediante el modo LP_{01} de la salida de la fibra 1.

La luz proveniente del láser de helio-neón acoplada en la fibra 1 puede excitar los diferentes modos LP de la Figura 4.12 en diferentes proporciones. Esta fibra se bobina con un radio de curvatura suficientemente pequeño (~ 1 cm) para conseguir eliminar los modos diferentes al LP_{01} . La distribución de campo eléctrico en el plano de salida de dicha fibra óptica se proyecta sobre la entrada de una segunda fibra óptica (fibra 2). Cuando las dos fibras ópticas se encuentran alineadas y unidas, en la fibra 2 se proyecta la distribución del modo LP_{01} , por lo que únicamente se propaga dicho modo por su interior. Dependiendo de la posición de la fibra 1 con respecto a la fibra 2 se pueden excitar los distintos modos de propagación en diferentes proporciones. Para controlar este movimiento, se utiliza una soldadora de fibra óptica que permite la visualización del enfrentamiento entre fibras mediante una cámara integrada. La fibra 2 se mantiene fija en todo momento, para no modificar su posición con respecto a la lente L_1 de la Figura 4.34, siendo la fibra 1 la que se mueve para variar las proporciones modales excitadas en la fibra 2. Esto permite obtener diferentes perfiles de intensidad en el plano de salida de la fibra 2.

En el montaje se utiliza fibra óptica estándar SMF28, monomodo para la longitud de onda de tercera ventana. La cámara Basler A312f, con tamaño de píxel de $8.3 \times 8.3 \mu m^2$ y resolución de 782×582 , se utiliza para registrar la intensidad a la salida de la fibra (CCD_1), mientras que para captar la intensidad en el plano focal de la lente a la salida del SLM (CCD_2) se utiliza la cámara DFK 42AUC03, con tamaño de píxel de $3.75 \times 3.75 \mu m^2$ y 1280×960 de resolución. El SLM usado en este trabajo es el “PLUTO Phase Only Spatial Light Modulator” de la marca Holoeye, cuyas especificaciones se pueden consultar en [52]. En concreto se trata del PLUTO VIS, que es capaz de modular la fase de la luz dentro del rango de 420 nm a 700 nm. Se trata de un dispositivo de resolución full HD, con 1920×1080 píxeles cuadrados de $8 \mu m$ de lado. A continuación se explica el proceso de calibración seguido, para el cual se contó con la ayuda del grupo de Óptica de la Universidad Jaime I de Castellón.

4.5.2. Calibración del modulador espacial de luz

El modulador espacial de luz utilizado en este trabajo refleja la luz incidente, modificando su fase de acuerdo al fenómeno de birrefringencia controlada eléctricamente descrito en el apartado 4.2.2. El SLM refleja la luz independientemente de cómo esté polarizada. No obstante, solo modula controladamente la fase de la luz polarizada horizontalmente. La información del cambio de fase que genera cada píxel se expresa mediante su llamado “nivel de gris”, correspondiente a un número entero comprendido entre 0 y 255.

Para determinar la relación entre nivel de gris y desfase producido en el píxel es necesario realizar una calibración previa. Existen diferentes formas de calibrar un modulador [53]–[56]. En este caso, la idea de la calibración utilizada radica en el comportamiento del sistema óptico formado por un modulador entre dos polarizadores lineales cruzados a 45° y -45° [45]. En la Figura 4.36 se muestra el esquema del montaje de calibración.

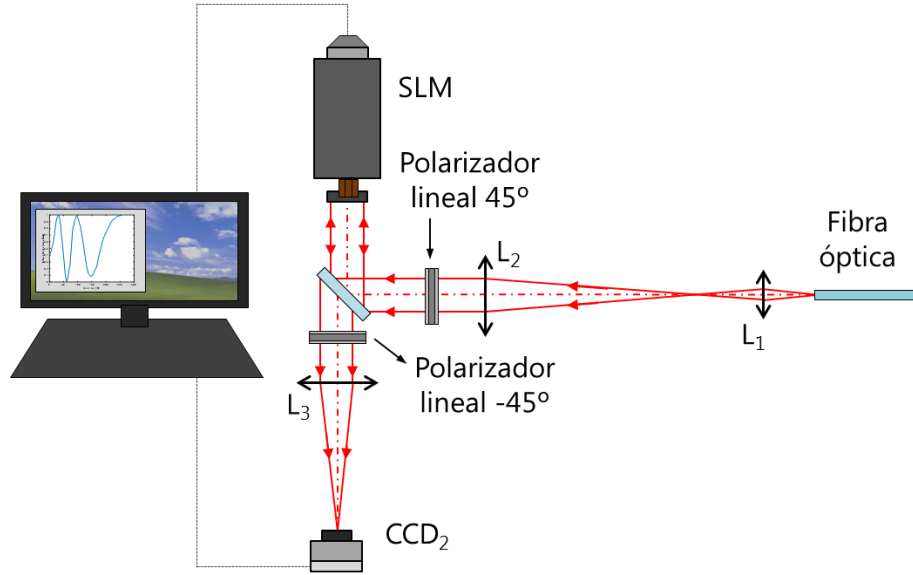


Figura 4.36 Esquema del montaje de calibración del SLM mediante el método de los polarizadores lineales cruzados a 45° y -45° [45]. El resto de dispositivos se encuentran igual que en el esquema de la Figura 4.34.

Para explicar el comportamiento de este sistema usamos el formalismo de Jones, de tal forma que podemos representar la luz polarizada mediante un vector de Jones y los diferentes elementos ópticos lineales mediante matrices. Así, la luz polarizada linealmente en la dirección horizontal, $|H\rangle$, vertical, $|V\rangle$, o a 45° , $|D\rangle$, está representada por los siguientes vectores de Jones,

$$|H\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |V\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad y \quad |D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4.76)$$

Si partimos de que el SLM es un elemento que cambia la fase de la componente horizontal y deja intacta la componente vertical de la polarización, se puede describir mediante la matriz

$$J_{SLM} = \begin{pmatrix} e^{i\phi(\zeta)} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.77)$$

en donde ζ hace referencia al nivel de gris introducido, de tal forma que

$$J_{SLM}|H\rangle = e^{i\phi(\zeta)}|H\rangle \quad y \quad J_{SLM}|V\rangle = |V\rangle \quad (4.78)$$

es decir, la fase de la componente $|H\rangle$ se ve modificada mientras que el modulador no actúa sobre la componente vertical $|V\rangle$. La matriz del sistema óptico completo usado para la calibración, J_{CAL} , consiste en el producto de las matrices de los polarizadores cruzados por la matriz del SLM, $J_{CAL} = J_{PL(-45)} \cdot J_{SLM} \cdot J_{PL(45)}$, de modo que la matriz resultante toma la forma

$$J_{CAL} = \frac{1 - e^{i\phi(\zeta)}}{4} \begin{pmatrix} -1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.79)$$

El vector de Jones a la salida del sistema es $|E_{out}\rangle = J_{CAL}|E_{in}\rangle$, y la intensidad a la salida se puede expresar como $I(\phi) \propto \langle E_{out}|E_{out}\rangle$, siendo esta

$$I(\phi) \propto \sin^2 \left[\frac{\phi(\zeta)}{2} \right]. \quad (4.80)$$

De esta forma se puede medir el cambio de fase que se produce para cada nivel de gris midiendo la intensidad a la salida del segundo polarizador.

La Figura 4.37 muestra la intensidad registrada en función del nivel de gris introducido en el SLM cuando este se encuentra entre los dos polarizadores cruzados. Esta curva de calibración es válida para la longitud de onda del láser usado, y puede variar si se cambia el ángulo de incidencia del haz láser ($\lambda=633$ nm) sobre el modulador. En este estudio se trabaja siempre en incidencia perpendicular a la superficie del SLM.

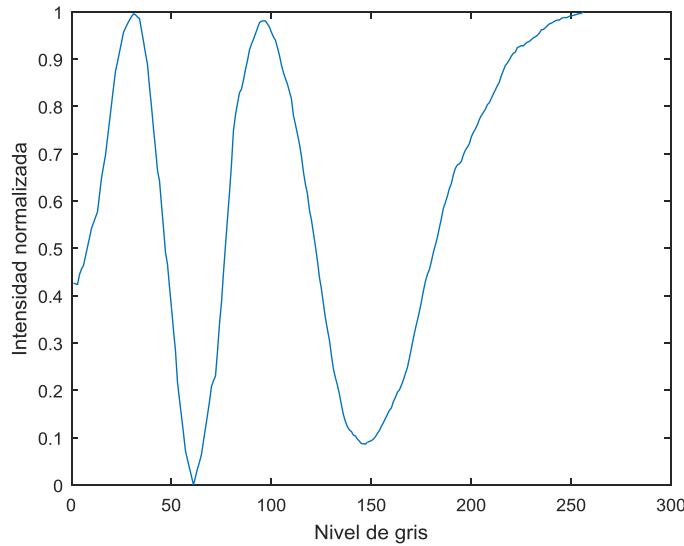


Figura 4.37 Intensidad normalizada en función del nivel de gris introducido en el SLM en el montaje de calibración para $\lambda=633$ nm.

El comportamiento de la intensidad en función de la fase se rige según la ecuación (4.80), por lo que se normaliza la curva experimental con respecto a los máximos y los mínimos medidos. Cada cambio entre mínimo y máximo corresponde a un cambio en la fase de π radianes por lo que, según la figura, el SLM es capaz de producir un desfase de hasta 5π radianes aproximadamente. Si expresamos el cambio de fase de forma continua en función de los niveles de gris obtenemos la curva de la Figura 4.38, así como un ajuste a un polinomio $\zeta(\phi) = p_0 + p_1\phi + p_2\phi^2 + p_3\phi^3 + p_4\phi^4$ con los valores que se muestran en la Tabla 4.2 y en donde ϕ se refiere a la fase a conseguir y $\zeta(\phi)$ al nivel de gris necesario para obtenerla.

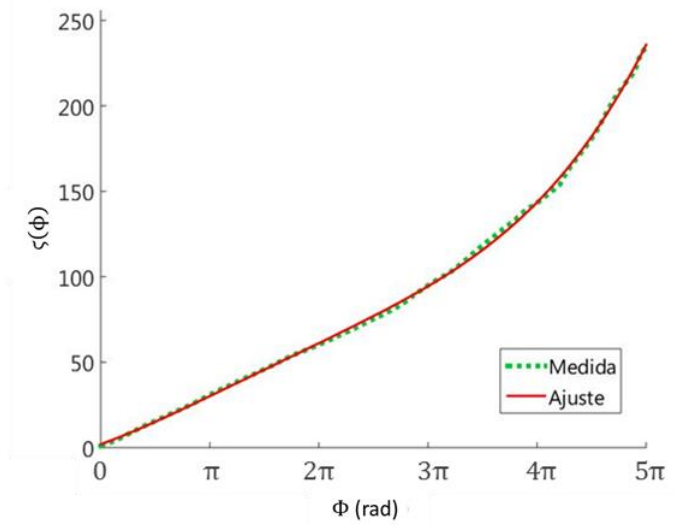


Figura 4.38 Curva de calibración del SLM de los niveles de gris en función del cambio de fase junto con su ajuste polinómico según los valores de la Tabla 4.2.

Tabla 4.2 Parámetros del polinomio de ajuste de la curva de calibración del SLM de los niveles de gris en función del cambio de fase de la Figura 4.38.

Parámetro	Valor
p_0	1.969
p_1	7.390
p_2	0.802
p_3	-0.114
p_4	0.006

En general, los cambios de fase necesarios suelen abarcar un rango de 2π , por lo que basta con elegir una parte de la curva que abarque este rango. Para la aplicación de detección modal es necesario utilizar un rango ligeramente mayor a este, puesto que podemos encontrarnos con valores de fase que salgan de este rango tal y como se intuye en la ecuación (4.39) y se observa en la Figura 4.14. Los valores de fase utilizados en el trabajo se encuentran entre 0 y 3π , con sus niveles de gris correspondientes según el ajuste polinómico.

4.5.3. Centrado y ajuste de la fibra

En el apartado 4.4.3 se ha explicado el método utilizado para centrar el SLM con respecto a la luz incidente. En primer lugar se ilumina el SLM con la distribución de campo del modo LP_{01} . En primera aproximación, su posición transversal se alinea implementando en el SLM una distribución como la mostrada en el esquema de la Figura 4.39 junto al SLM, en donde el color amarillo indica un desfase de

$\pi/2$ con respecto al fondo azul. El grosor de la cruz se selecciona de tal manera que la distribución de intensidad registrada en la CCD_2 sea similar a la imagen que aparece junto a ella en el esquema de la Figura 4.39: cuando el CGH implementado en el SLM se encuentra alineado con el campo incidente, los lóbulos de intensidad alrededor del máximo central de la imagen registrada en la CCD_2 presentan la misma intensidad y tamaño. De esta forma, es posible centrar el SLM moviéndolo transversalmente hasta obtener una distribución de intensidad como la representada junto a la cámara CCD_2 de la Figura 4.39. Este método se utiliza para realizar un centrado transversal del SLM previo, más sencillo que el explicado en el apartado 4.4.3.1 pero con el que se obtiene menor precisión.

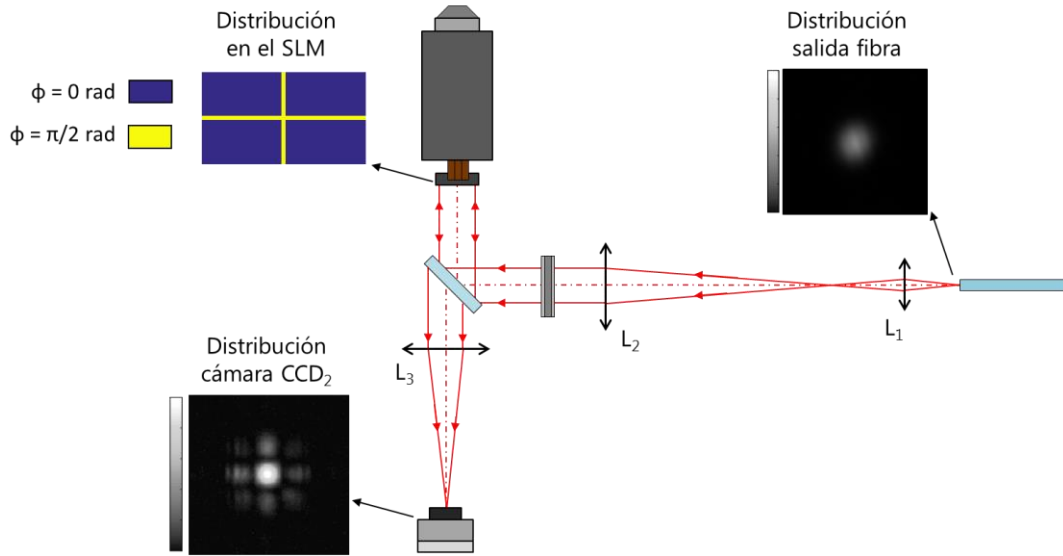


Figura 4.39 Distribución experimental recogida en la cámara CCD_2 tras centrar la gaussiana correspondiente a la distribución del modo LP_{01} en el SLM mediante una cruz de cambio de fase.

Una vez que el SLM se ha centrado transversalmente con respecto a la distribución de campo incidente según el proceso de la Figura 4.39, se procede a un ajuste más preciso implementando en el modulador las máscaras de los modos LP_{11}^e y LP_{11}^o según lo explicado en 4.4.3.1. Mediante este método de centrado transversal es posible medir la intensidad en el centro de la distribución de intensidad registrada en la CCD_2 . Se toma como posición correcta aquella en la que la intensidad en el centro de la distribución es mínima, y se obtenga una distribución de intensidad similar a las de la imagen central de la Figura 4.29 para el centrado vertical y de la Figura 4.31 para el centrado horizontal.

Junto con el proceso de centrado transversal del SLM mediante la implementación de los modos LP_{11}^e y LP_{11}^o en el modulador, es necesario ajustar el tamaño de los modos implementados en el DP-CGH haciendo uso del modo LP_{02} . El aumento teórico de la distribución incidente en el SLM con respecto a la de la salida de la fibra viene dado por la relación entre las distancias focales de las lentes que forman el 4f. En este caso, el valor de dicho aumento es de 125. Como el tamaño de la distribución justo a la salida de la fibra se puede determinar numéricamente, es posible estimar el tamaño mediante los aumentos del 4f. No obstante, existen una serie de factores a tener en cuenta que hacen necesario calcular con mayor precisión los aumentos reales del sistema y, por tanto, el tamaño de los DP-CGH a implementar. Una fuente de error viene dada por el propio sistema 4f. Este sistema está diseñado para que los rayos de la luz incidente sean paralelos. No obstante, la luz a la salida de la fibra es divergente, por lo que sus rayos no inciden paralelos sobre L_1 . Además, debido a la focal tan corta del objetivo de microscopio ($f_1=4 \text{ mm}$), no es sencillo asegurarse de que la salida fibra esté situada en el foco objeto.

Otra fuente de error viene dada por la simulación de los modos de la fibra. Existe información fácil de obtener sobre los parámetros de la fibra SMF28 para la tercera ventana de telecomunicaciones. Sin embargo, la información para la longitud de onda de 633 nm es mucho más escasa. El índice de refracción para dicha longitud de onda se ha calculado en base a la dependencia de la sílice con la longitud de onda según [57], pero la composición exacta de la fibra y, por lo tanto, la dependencia de su índice de refracción con la longitud de onda, podrían diferir de esta estimación. Esto puede causar discrepancias entre la distribución de los modos simulados y los presentes en la fibra óptica. Por todas estas razones, se ha llevado a cabo un ajuste del tamaño de los modos a implementar en la función de transmitancia del SLM según el método expuesto en la sección 4.4.3.2. En la Figura 4.40 se muestra la intensidad en el centro de la distribución registrada en la CCD₂ según se varía el tamaño del DP-CGH del modo LP₀₂ implementado en el SLM, cuando se incide sobre este con la distribución de campo del modo LP₀₁. Superpuestas en la gráfica se muestran distribuciones de intensidad registradas tanto para tamaños inferiores como superiores al ajustado. Se puede comprobar cómo estas distribuciones de intensidad coinciden con las mostradas en la simulación de la Figura 4.33. Según este ajuste, el valor del aumento es de 141, que presenta un error relativo del 13% con respecto al aumento teórico del procesador 4f.

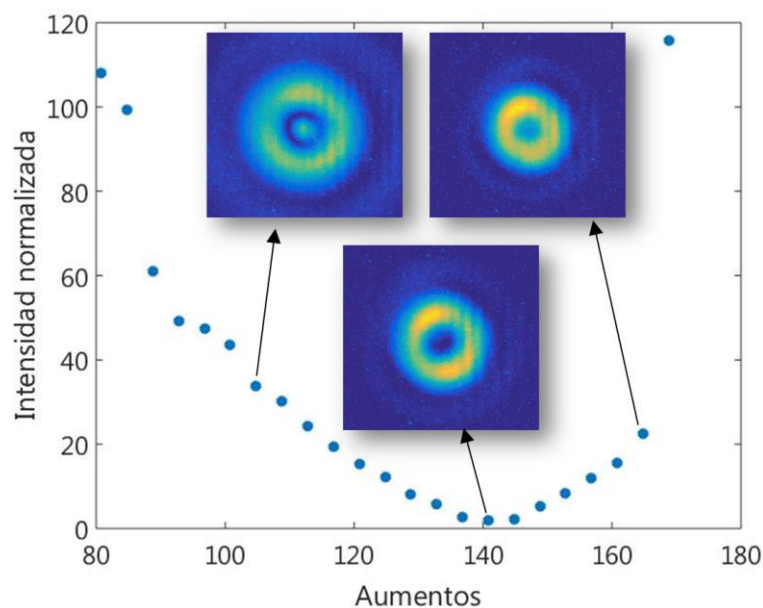


Figura 4.40 Intensidad normalizada en el centro de la distribución registrada en la CCD₂ en función de los aumentos del campo de los modos implementados en el SLM con respecto al de la salida de la fibra, cuando se implementa en el SLM la máscara del modo LP₀₂ e incide en él el modo LP₀₁.

En la Figura 4.41 se muestran las medidas de las distribuciones transversales de intensidad registradas en la CCD₂ según la máscara y una vez llevado a cabo el proceso de ajuste de tamaño y centrado transversal. Como se puede observar, las imágenes obtenidas son similares a las simuladas numéricamente cuando el sistema está correctamente alineado (Figura 4.28).

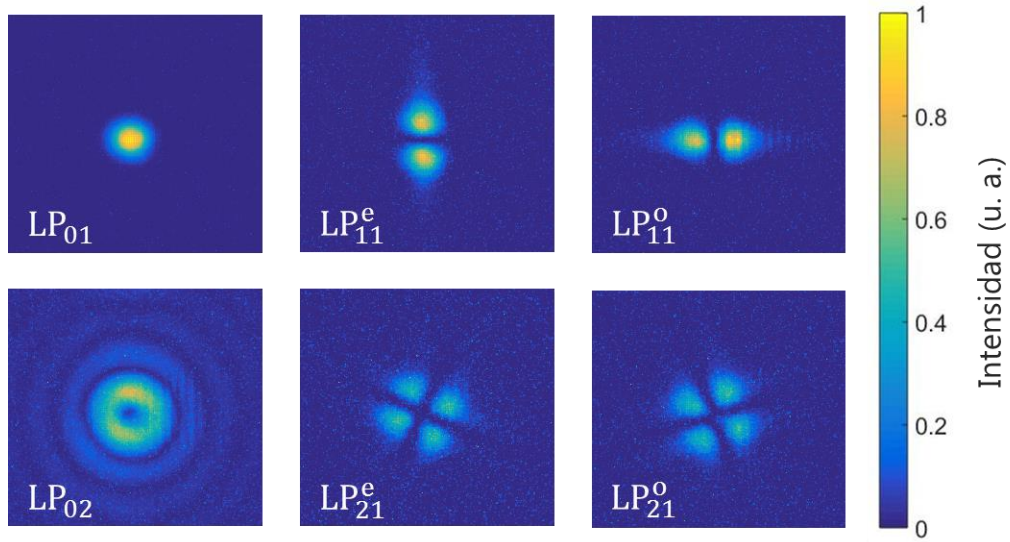


Figura 4.41 Distribuciones transversales de intensidad registradas en la CCD_1 cuando se implementan las máscaras correspondientes a los modos indicados en cada figura, el campo incidente en el SLM es el del modo LP_{01} , y supuesto el DP-CGH centrado y ajustado su tamaño con respecto a dicho campo. El área de las imágenes es, aproximadamente, de $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$.

4.5.4. Reconstrucción numérica de distribuciones modales

Una vez montado el sistema óptico, calibrado el SLM y ajustada la posición y el tamaño de los DP-CGH implementados en el modulador, es posible comprobar el funcionamiento del montaje mediante la reconstrucción de distintas distribuciones modales. Como se puede ver en el esquema de la Figura 4.35, es posible excitar distintos modos en la fibra 2 variando el enfrentamiento entre esta y la fibra 1. La distribución de intensidad a la salida de la fibra dependerá de la proporción de los modos presentes. En la Figura 4.42 se muestran las tres distribuciones de intensidad a la salida de la fibra, registradas en la cámara CCD_1 , que se van a utilizar para comprobar el funcionamiento del montaje. Utilizando el método del análisis modal mediante los DP-CGH se van a determinar los pesos y las fases de cada modo para cada una de estas tres distribuciones. Para comprobar si el método funciona, con estas fases y pesos modales se calculará la distribución transversal de intensidad y se comparará con la registrada en la cámara.

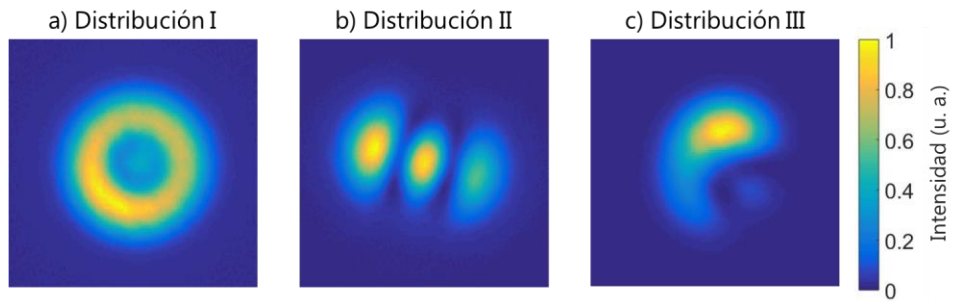


Figura 4.42 Distribuciones transversales de intensidad a la salida de la fibra 2, registradas en la cámara CCD_1 , elegidas para comprobar el método de análisis modal mediante DP-CGH. El área de las imágenes es, aproximadamente, de $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

4.5.4.1. Reconstrucción modal de la Distribución I

En primer lugar se determinan los pesos de los modos presentes en la distribución I, implementando en el SLM las máscaras de los diferentes modos permitidos de la fibra y midiendo la intensidad en el centro de la distribución registrada en la cámara CCD₂. En la Figura 4.43 se muestran los pesos modales obtenidos, indicando el porcentaje de cada uno. Se observa que esta distribución está formada principalmente por los modos LP_{01} y LP_{02} , y que la intensidad registrada para el resto de modos se encuentra cercana a los valores registrados del ruido del sistema, que se encuentran en torno a uno y dos niveles de gris.

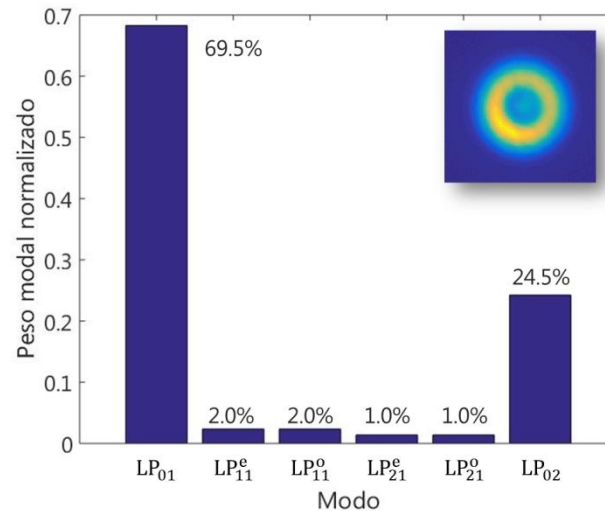


Figura 4.43 Pesos modales normalizados medidos para la distribución I..

Una vez obtenidos los pesos modales, para reconstruir la distribución transversal de intensidad, es necesario determinar las fases relativas de cada modo. En la Figura 4.44 se observa cómo, manteniendo fijos los pesos modales, el reparto de intensidad entre el centro y el anillo de la distribución depende fuertemente del desfase relativo entre los modos LP_{01} y LP_{02} .

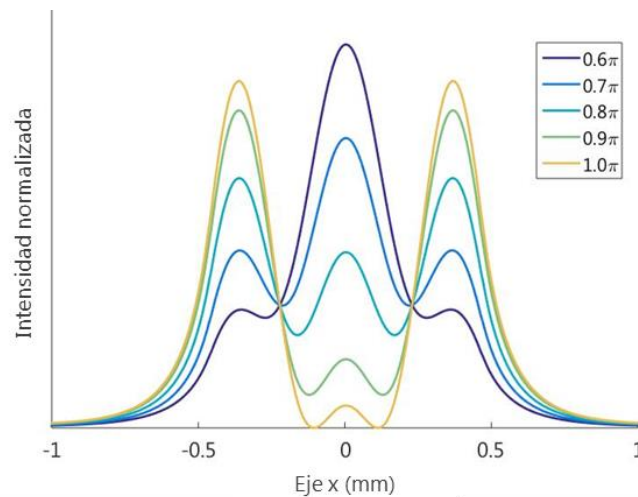


Figura 4.44 Simulación de la variación del perfil transversal de intensidad (normalizada al área) de la superposición de los modos LP_{01} y LP_{02} en proporciones iguales, en función de la fase relativa del modo LP_{02} con respecto a la del modo LP_{01} . Valores de fase escogidos para ver cómo varía la intensidad entre centro y anillo. El eje x es el eje horizontal que pasa por el centro de la distribución.

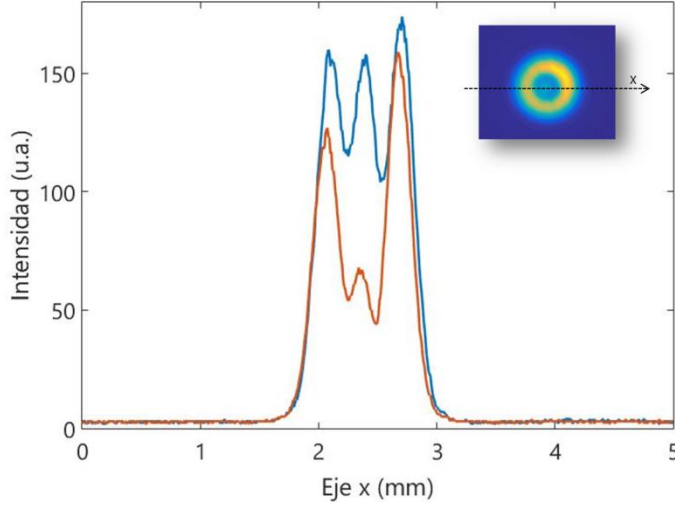


Figura 4.45 Perfil de intensidad experimental de la distribución I registrado en la CCD₂ en diferentes momentos de tiempo sin modificar el sistema entre medidas.

La determinación del desfase relativo entre modos tiene la complicación de que dichos valores se ven afectados por las inestabilidades del sistema. Un ejemplo de esto se observa en la Figura 4.45, en la que se muestran dos medidas del perfil de la distribución I en dos momentos de tiempo diferentes sin modificar el sistema. Como se puede observar, la relación de intensidad entre el centro y el anillo varía considerablemente, a pesar de que no se modifica ningún parámetro del montaje. Esto se puede deber a diferentes tipos de inestabilidades, como el enfrentamiento entre fibras, o las propias inestabilidades del láser de excitación.

Como se observa en la Figura 4.44, el desfase relativo es crítico para poder reconstruir la distribución de intensidad y, como se muestra en la Figura 4.45, dicho desfase se puede ver afectado por las inestabilidades del sistema de manera considerable. Es posible obtener el desfase relativo entre dos modos implementando en la función de transmitancia las ecuaciones (4.27) y (4.28). No obstante, se ha decidido ampliar el método de obtención del desfase para medir más puntos y poder obtener el desfase mediante el mejor ajuste. A continuación se explica esta propuesta.

Para medir el desfase relativo entre modos, se introduce en el SLM la función de transmitancia

$$T(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_0^*(x, y) + \varphi_p^*(x, y) \cdot e^{i\theta}] \cdot e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (4.81)$$

en donde se utiliza el modo 0 como referencia para medir la fase relativa del modo p, siendo θ un parámetro de fase que se introduce en la ecuación y que varía dentro del rango $[0, 2\pi)$. La amplitud compleja en el punto $(\lambda f k_x, \lambda f k_y)$ del plano focal de la lente toma la forma

$$W_f(u = \lambda f k_x, v = \lambda f k_y) = \frac{C_0}{\sqrt{2}} \cdot [A_0 + A_p \cdot e^{i\theta}], \quad (4.82)$$

por lo que la intensidad en dicho punto viene dada por la expresión

$$\begin{aligned}
|W_f(u = \lambda f k_x, v = \lambda f k_y)|^2 &= \frac{|C_0|^2}{2} \cdot |A_0 + A_p \cdot e^{i\theta}|^2 = \\
&= \frac{|C_0|^2}{2} [|A_0|^2 + |A_p|^2 + 2|A_0||A_p| \cos(\theta_0 - \theta_p - \theta)].
\end{aligned} \tag{4.83}$$

Si en esta expresión se seleccionan únicamente los valores $\theta = 0$ y $\theta = \pi/2$ se obtienen las ecuaciones (4.27) y (4.28) usadas para medir la fase relativa [25]. Para reducir la incertidumbre experimental en la medida de esta diferencia de fase, y gracias a que es posible modificar el CGH en tiempo real, se propone realizar un barrido del ángulo θ introducido en la función de transmitancia (4.81), en el rango $[0, 2\pi)$, de tal forma que se pueda realizar un ajuste entre las medidas obtenidas y la expresión de la intensidad en función del ángulo, que tiene la forma

$$|W_f(\theta)|^2 \propto \cos(\theta_0 - \theta_p - \theta) + \text{cte}, \tag{4.84}$$

obteniendo un máximo para $\theta_0 - \theta_p - \theta = 0$ y un mínimo para $\theta_0 - \theta_p - \theta = \pi$. En general, se selecciona el modo fundamental como modo de referencia, suponiendo su fase nula $\theta_0 = 0$, y se obtiene la fase relativa del modo p a partir del ángulo para el que se da el máximo de la función (4.84) según

$$\theta_p = 2\pi - \theta_{\text{Max}}. \tag{4.85}$$

Para medir el desfase relativo entre los modos LP_{01} y LP_{02} de la distribución I, suponemos nula la fase del modo LP_{01} , tomándolo así como referencia para las fases relativas. Determinamos la fase relativa del modo LP_{02} implementando en el SLM un DP-CGH con la función de la ecuación para los modos LP_{01} y LP_{02} . En la Figura 4.46 se representa la intensidad en función de la variable angular, junto con su ajuste por mínimos cuadrados a la función de ajuste (4.84) expresada como

$$I(\theta) = a \cdot \cos(\Delta\theta - \theta) + b, \tag{4.86}$$

obteniendo los parámetros de ajuste de 17.4 y 28.3 para a y b respectivamente, expresados en niveles de gris, y un desfase relativo entre los modos LP_{01} y LP_{02} , $\Delta\theta$, de $3\pi/4$ radianes.

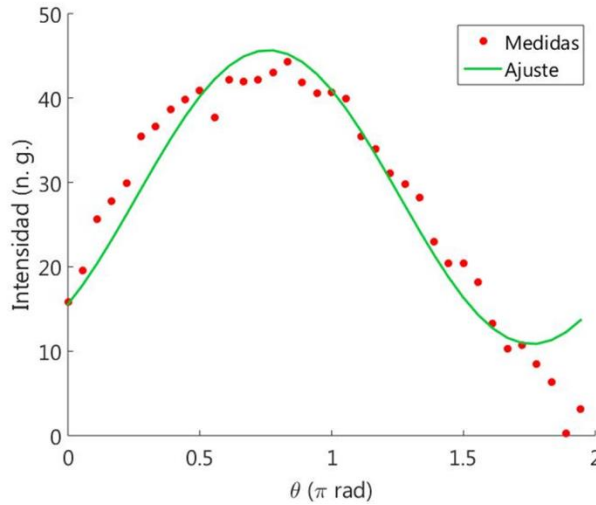


Figura 4.46 Medidas de la intensidad (en niveles de gris) registrada en la CCD_2 , implementando en el modulador la función (4.81) para los modos LP_{01} y LP_{02} junto con el ajuste por mínimos cuadrados a la ecuación (4.84).

Los puntos experimentales de la Figura 4.46 muestran un comportamiento similar al esperado teóricamente. Sin embargo, se aprecia una desviación con la estimación teórica para valores de θ superiores a 1.75π radianes. La determinación experimental del desfase relativo entre modos presenta el problema de tener que tomar todas las medidas contenidas en la Figura 4.46 durante un tiempo en el cual no se puede mantener estable la distribución de salida, como se ha visto con el ejemplo de la Figura 4.45. La reconstrucción de las distribuciones de intensidad servirá también para evaluar este método de obtención de la fase.

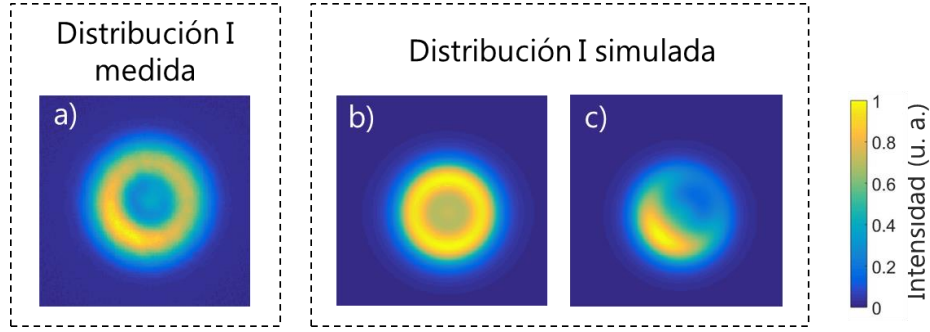


Figura 4.47 a) Distribución I registrada mediante la cámara CCD₂. b) y c) Distribuciones reconstruidas numéricamente mediante los pesos modales y las fases relativas obtenidas mediante el ajuste por mínimos cuadrados según (4.84). La reconstrucción de (b) se ha realizado teniendo en cuenta únicamente los modos LP_{01} y LP_{02} . El área de las imágenes es, aproximadamente, de 2×2 mm².

En la Figura 4.47 se muestra la distribución I registrada en la CCD₂ junto con dos distribuciones simuladas en base a los pesos modales de la Figura 4.43 y de las fases relativas obtenidas mediante el ajuste por mínimos cuadrados según (4.84). La diferencia entre las dos distribuciones consiste en considerar únicamente los modos LP_{01} y LP_{02} , imagen (b), o los seis modos, imagen (c), aunque algunos se encuentren en muy bajas proporciones. La idea de despreciar los modos con los pesos modales bajos es debida a que sus valores de intensidad son del mismo orden de magnitud que el ruido. Al comparar las imágenes (a) y (b) de la Figura 4.46 se puede ver cómo, teniendo en cuenta solo ambos modos, se obtiene una distribución con un perfil de intensidad en forma de anillo similar al de la distribución experimental. No obstante, la distribución simulada (b) presenta dos diferencias con respecto a la distribución experimental (a): en primer lugar, la simulación no reproduce exactamente la relación de intensidad entre el centro y el anillo. Esto puede deberse a la falta de estabilidad del montaje a lo largo del proceso de medida, tal y como se ha visto en la figura, o a la falta de precisión en la determinación de la fase, que resulta crítica tal y como se ha visto en la figura. En segundo lugar, esta simulación presenta simetría de revolución, a diferencia de la distribución experimental. Esta asimetría debe venir causada por la presencia de otros modos aparte de los LP_{01} y LP_{02} . Es por ello que se ha decidido tener en cuenta todos los pesos modales tal y como se muestran en la Figura 4.43 para obtener la distribución simulada (c). En este caso, se observa la presencia de una asimetría en la intensidad del anillo en la misma posición que en la medida experimental. No obstante, al introducir los modos LP_{11}^e , LP_{11}^o , LP_{21}^e y LP_{21}^o el perfil resultante no es anular. Esto puede deberse a estar sobrevalorando la presencia de los modos debido al error de fondo en las medidas de intensidad mediante la cámara CCD₂. Pese a que las simulaciones presentan ligeras diferencias con la medida a reconstruir, estas discrepancias se podrían atribuir a pequeñas inestabilidades del montaje y al error de fondo de la cámara de registro.

4.5.4.2. Reconstrucción modal de las distribuciones II y III

A continuación se exponen los pesos modales y las fases relativas de los modos obtenidos en el análisis modal de las distribuciones II y III de la Figura 4.42, se simulan sus distribuciones transversales de intensidad en base a dichos parámetros y se comparan con los perfiles medidos. En la Tabla 4.3 se muestran los pesos y fases relativos de los modos de la distribución II.

Tabla 4.3 Pesos y fases relativas medidas para cada uno de los modos presentes en la distribución II.

Modo	Peso relativo (%)	Fase relativa (π rad)
LP_{01}	0.21	0.00
LP_{11}^e	0.01	1.39
LP_{11}^o	0.02	0.78
LP_{21}^e	0.26	1.33
LP_{21}^o	0.04	0.56
LP_{02}	0.45	0.17

Las fases relativas se han obtenido mediante el ajuste por mínimos cuadrados de la ecuación (4.84) para cada modo con respecto al modo LP_{01} . En la Figura 4.48 se muestran las medidas para obtener algunas de las fases relativas. Como se puede observar, muestran el comportamiento periódico esperado pero presentan discrepancias con respecto al comportamiento sinusoidal teórico.

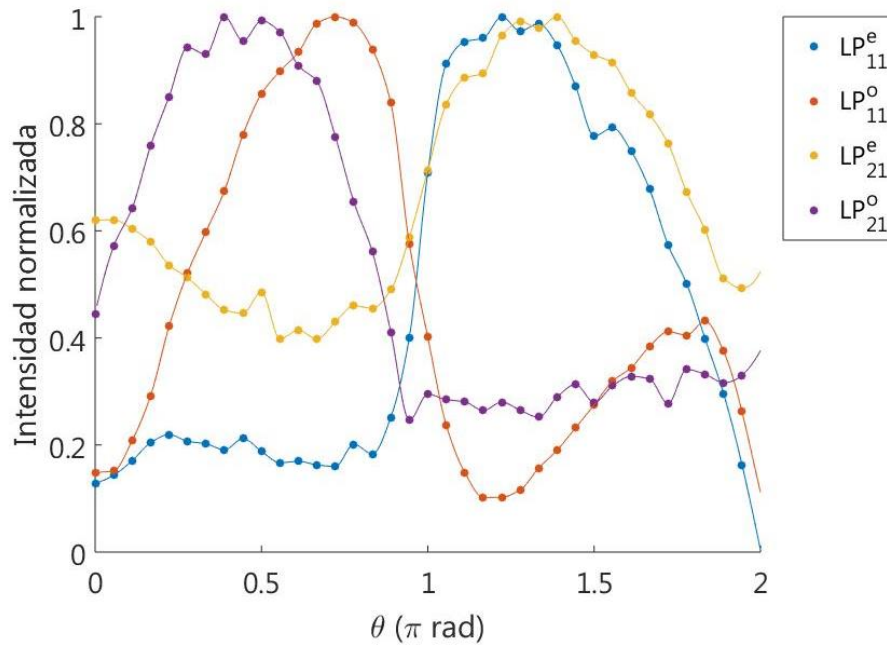


Figura 4.48 Medidas de la intensidad normalizada registrada en la CCD₂, implementando en el SLM la función (4.81) para los modos LP_{11}^e , LP_{11}^o , LP_{21}^e y LP_{21}^o . Medidas realizadas para obtener las fases relativas de los modos presentes en la distribución II. Las líneas se han añadido para ayudar en la visualización de las medidas.

La distribución reconstruida en base a los pesos y fases obtenidos, junto con la registrada experimentalmente, se muestran en la Figura 4.49. Como se puede observar, pese a presentar pequeñas diferencias, como por ejemplo la intensidad del lóbulo izquierdo, ambas imágenes presentan grandes similitudes.

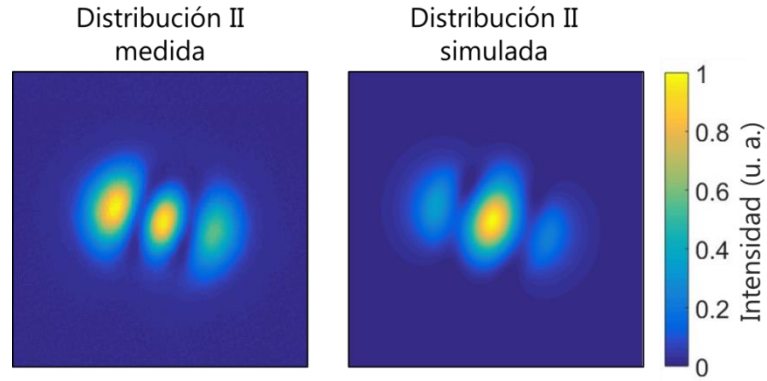


Figura 4.49 Comparación entre la distribución II medida y la simulada en base a los pesos y fases relativas de los modos según se recogen en la Tabla 4.3. El área de las imágenes es, aproximadamente, de $2.4 \times 2.4 \text{ mm}^2$.

Los pesos y las fases modales relativas obtenidas para la distribución III se muestran en la Tabla 4.4. En base a estos valores se reconstruye numéricamente la distribución de intensidad y se compara con la registrada en la cámara CCD₂. Estas imágenes se muestran en la Figura 4.50.

Tabla 4.4 Pesos y fases relativas medidas para cada uno de los modos presentes en la distribución II.

Modo	Peso relativo (%)	Fase relativa (π rad)
LP_{01}	0.33	0.00
LP_{11}^e	0.25	1.00
LP_{11}^o	0.10	-0.11
LP_{21}^e	0.14	0.06
LP_{21}^o	0.03	0.94
LP_{02}	0.16	0.94

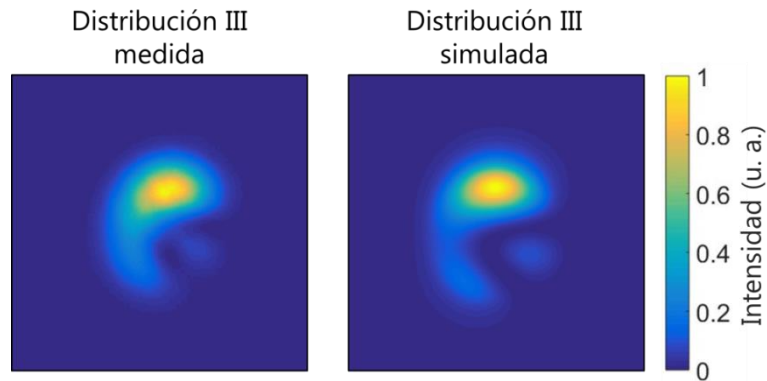


Figura 4.50 Comparación entre la distribución III medida y la simulada en base a los pesos y fases relativas de los modos según se recogen en la Tabla 4.4. El área de las imágenes es, aproximadamente, de $2.4 \times 2.4 \text{ mm}^2$.

4.5.4.3. Conclusiones

Las distribuciones transversales de intensidad obtenidas numéricamente en base a los pesos y fases modales relativos determinados, para las distribuciones de ejemplo II y III, reproducen muy bien las distribuciones de intensidad registradas en la cámara CCD₁, tal y como se puede observar en la Figura 4.49 y en la Figura 4.50, respectivamente. Pese a que existen pequeñas discrepancias, estas se pueden

explicar en base a las inestabilidades experimentales del sistema, a la criticidad en la determinación de la fase y a las diversas fuentes de error comentadas en el apartado 4.4. En la mayoría de aplicaciones solo es necesaria la determinación de los pesos modales, y no así de sus fases relativas, por lo que la inestabilidad en la determinación de la fase no debería de ser de gran importancia y el método resultaría de interés. No obstante, en caso de que sea necesario determinar las fases relativas habría que tener en cuenta las discrepancias observadas con respecto al comportamiento teórico e intentar reducir las inestabilidades mencionadas. Aun así, es posible reconstruir razonablemente bien las distribuciones registradas, lo cual permite comprobar el buen funcionamiento del proceso de análisis modal.

Dependiendo del objetivo, podría ser necesario caracterizar totalmente la distribución de campo eléctrico, para lo cual sería necesario medir la componente correspondiente a la polarización vertical, para lo cual basta con situar y orientar una lámina $\lambda/2$ detrás del polarizador horizontal del esquema de la Figura 4.34, y repetir el proceso. En relación con los objetivos del capítulo, se ha conseguido implementar correctamente el montaje deseado, solucionando los problemas de alineamiento y ajuste de los CGH implementados en el SLM mediante el método propuesto de ajuste, y obtenido los desfases relativos mediante el procedimiento de ajuste sugerido. El análisis modal se ha conseguido realizar para una fibra con seis modos de propagación, por lo que para las guías de dos núcleos del capítulo 3, que presentan únicamente dos modos de propagación, debería de ser más sencillo. No obstante, para implementar este montaje en guías integradas en el infrarrojo sería necesario disponer de un SLM en el rango de longitudes de onda deseado y repetir el proceso de calibrado y ajuste para dichas guías.

4.6. Referencias

- [1] M. Bachmann, P. A. Besse, and H. Melchior, “General self-imaging properties in $N \times N$ multimode interference couplers including phase relations,” *Appl. Opt.*, vol. 33, no. 18, pp. 3905–3911, 1994.
- [2] A. J. Poustie, N. Finlayson, and P. Harper, “Multiwavelength fiber laser using a spatial mode beating filter,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 10, pp. 716–718, 1994.
- [3] E. Constant *et al.*, “Optimizing high harmonic generation in absorbing gases: Model and experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 8, p. 1668, 1999.
- [4] H. Tsuda *et al.*, “Spectral encoding and decoding of 10 Gbit/s femtosecond pulses using high resolution arrayed-waveguide grating,” *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 14, pp. 1186–1188, 1999.
- [5] J. H. V Price *et al.*, “UV generation in a pure-silica holey fiber,” *Appl. Phys. B*, vol. 77, no. 2–3, pp. 291–298, 2003.
- [6] C. M. Smith *et al.*, “Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre,” *Nature*, vol. 424, no. 6949, p. 657, 2003.
- [7] O. A. Schmidt *et al.*, “Real-time determination of laser beam quality by modal decomposition,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 7, pp. 6741–6748, 2011.
- [8] A. P. Napartovich and D. V. Vysotsky, “Theory of spatial mode competition in a fiber amplifier,” *Phys. Rev. A*, vol. 76, no. 6, p. 063801, Dec. 2007.
- [9] C. Jollivet *et al.*, “Mode-resolved gain analysis and lasing in multi-supermode multi-core fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 24, p. 30377, Dec. 2014.
- [10] H. Yoda, P. Polynkin, and M. Mansuripur, “Beam Quality Factor of Higher Order Modes in a Step-Index Fiber,” *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 3, p. 1350, 2006.
- [11] R. Eckhardt and R. Ulrich, “Mode-beating spectroscopy in a few-mode optical guide,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 3, pp. 284–286, Jul. 1993.
- [12] J. A. Vallés and D. Benedicto, “Optimized active multicore fiber bending sensor,” *Opt. Mater. (Amst)*, vol. 87, pp. 53–57, Jan. 2019.
- [13] T. Eidam *et al.*, “Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in

- high power fiber amplifiers,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 14, p. 13218, Jul. 2011.
- [14] F. Stutzki *et al.*, “High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 23, p. 4572, Dec. 2011.
 - [15] D. L. Andrews, *Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces*. Academic press, 2011.
 - [16] A. Forbes, *Laser beam propagation: generation and propagation of customized light*. CRC Press, 2014.
 - [17] A. E. Siegman, “New developments in laser resonators,” 1990, p. 2.
 - [18] A. E. Siegman, “Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 5, pp. 1146–1148, May 1991.
 - [19] V. A. Soifer and M. A. Golub, *Laser beam mode selection by computer generated holograms*. CRC Press, 1994.
 - [20] I. Standard, “Lasers and laser-related equipment-test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios,” *ISO Stand.*, p. 15367, 2005.
 - [21] I. S. O. Standard, “Lasers and laser-related equipment-test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios,” *ISO Stand.*, pp. 11142–11146, 2005.
 - [22] J. W. Goodman, “Introduction to Fourier optics. 2005,” *Roberts Co. Publ.*, 2008.
 - [23] M. R. Duparre, V. S. Pavelyev, B. Luedge, E.-B. Kley, V. A. Soifer, and R. M. Kowarschik, “<title>Generation, superposition, and separation of Gauss-Hermite modes by means of DOEs</title>,” 1998, pp. 104–114.
 - [24] M. R. Duparre, V. S. Pavelyev, V. A. Soifer, and B. Luedge, “Laser beam characterization by means of diffractive optical correlation filters,” 2000, p. 40.
 - [25] T. Kaiser, D. Flamm, S. Schröter, and M. Duparré, “Complete modal decomposition for optical fibers using CGH-based correlation filters,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 11, p. 9347, May 2009.
 - [26] F. Gori, M. Santarsiero, R. Borghi, and G. Guattari, “Intensity-based modal analysis of partially coherent beams with Hermite–Gaussian modes,” *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 13, p. 989, Jul. 1998.
 - [27] O. Shapira, A. F. Abouraddy, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, “Complete modal decomposition for optical waveguides,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, no. 14, p. 143902, 2005.
 - [28] D. B. S. Soh, J. Nilsson, S. Baek, C. Codemard, Y. Jeong, and V. Philippov, “Modal power decomposition of beam intensity profiles into linearly polarized modes of multimode optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, no. 7, p. 1241, Jul. 2004.
 - [29] H. Lü, P. Zhou, X. Wang, and Z. Jiang, “Fast and accurate modal decomposition of multimode fiber based on stochastic parallel gradient descent algorithm,” *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 12, p. 2905, Apr. 2013.
 - [30] N. Andermahr, T. Theeg, and C. Fallnich, “Novel approach for polarization-sensitive measurements of transverse modes in few-mode optical fibers,” *Appl. Phys. B*, vol. 91, no. 2, p. 353, 2008.
 - [31] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalimi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, p. 7233, May 2008.
 - [32] D. Flamm, D. Naidoo, C. Schulze, A. Forbes, and M. Duparré, “Mode analysis with a spatial light modulator as a correlation filter,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 13, p. 2478, Jul. 2012.
 - [33] M. Padgett and R. Bowman, “Tweezers with a twist,” *Nat. Photonics*, vol. 5, p. 343, May 2011.
 - [34] B. Jack, J. Leach, H. Ritsch, S. M. Barnett, M. J. Padgett, and S. Franke-Arnold, “Precise quantum tomography of photon pairs with entangled orbital angular momentum,” *New J. Phys.*, vol. 11, no. 10, p. 103024, Oct. 2009.
 - [35] A. E. Willner *et al.*, “Optical communications using orbital angular momentum beams,” *Adv. Opt. Photonics*, vol. 7, no. 1, pp. 66–106, 2015.
 - [36] G. Nehmetallah and P. P. Banerjee, “Applications of digital and analog holography in three-dimensional imaging,” *Adv. Opt. Photonics*, vol. 4, no. 4, pp. 472–553, 2012.
 - [37] W. Osten *et al.*, “Recent advances in digital holography [Invited],” *Appl. Opt.*, vol. 53, no. 27, pp. G44–G63, 2014.
 - [38] P. Memmolo *et al.*, “Recent advances in holographic 3D particle tracking,” *Adv. Opt. Photonics*, vol.

- 7, no. 4, pp. 713–755, 2015.
- [39] B. R. Boruah, “Dynamic manipulation of a laser beam using a liquid crystal spatial light modulator,” *Am. J. Phys.*, vol. 77, no. 4, pp. 331–336, Apr. 2009.
 - [40] D. Huang, H. Timmers, A. Roberts, N. Shivaram, and A. S. Sandhu, “A low-cost spatial light modulator for use in undergraduate and graduate optics labs,” *Am. J. Phys.*, vol. 80, no. 3, pp. 211–215, Mar. 2012.
 - [41] J. Pavlin, N. Vaupotič, and M. Čepič, “Liquid crystals: a new topic in physics for undergraduates,” *Eur. J. Phys.*, vol. 34, no. 3, pp. 745–761, May 2013.
 - [42] A. Forbes, A. Dudley, and M. McLaren, “Creation and detection of optical modes with spatial light modulators,” *Adv. Opt. Photonics*, vol. 8, no. 2, p. 200, Jun. 2016.
 - [43] A. W. Snyder and J. Love, *Optical waveguide theory*. Springer Science & Business Media, 2012.
 - [44] Z. Zhang, Z. You, and D. Chu, “Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices,” *Light Sci. & Appl.*, vol. 3, p. e213, Oct. 2014.
 - [45] S. Reichelt, “Spatially resolved phase-response calibration of liquid-crystal-based spatial light modulators,” *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 12, p. 2610, Apr. 2013.
 - [46] J. W. Goodby *et al.*, *Handbook of liquid crystals*, vol. 1. John Wiley & Sons, 2014.
 - [47] V. Arrizón and D. Sánchez-de-la-Llave, “Double-phase holograms implemented with phase-only spatial light modulators: performance evaluation and improvement,” *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 17, p. 3436, Jun. 2002.
 - [48] W. H. Lee, “Sampled Fourier Transform Hologram Generated by Computer,” *Appl. Opt.*, vol. 9, no. 3, pp. 639–643, 1970.
 - [49] C. B. Burckhardt, “A simplification of Lee’s method of generating holograms by computer,” *Appl. Opt.*, vol. 9, no. 8, p. 1949, 1970.
 - [50] C. K. Hsueh and A. A. Sawchuk, “Computer-generated double-phase holograms,” *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 24, pp. 3874–3883, 1978.
 - [51] Y. Wu and K. S. Chiang, “Mode-selective coupling between few-mode fibers and buried channel waveguides,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 26, pp. 30108–30123, 2016.
 - [52] “Holoeye, PLUTO Phase Only Spatial Light Modulator (Reflective).” [Online]. Available: <https://holoeye.com/spatial-light-modulators/slm-pluto-phase-only/>.
 - [53] X. Xun and R. W. Cohn, “Phase calibration of spatially nonuniform spatial light modulators,” *Appl. Opt.*, vol. 43, no. 35, pp. 6400–6406, 2004.
 - [54] J. B. Bentley, J. A. Davis, J. Albero, and I. Moreno, “Self-interferometric technique for visualization of phase patterns encoded onto a liquid-crystal display,” *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 30, pp. 7791–7794, 2006.
 - [55] J. Otón, P. Ambs, M. S. Millán, and E. Pérez-Cabré, “Multipoint phase calibration for improved compensation of inherent wavefront distortion in parallel aligned liquid crystal on silicon displays,” *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 23, pp. 5667–5679, 2007.
 - [56] F. P. Ferreira and M. S. Belsley, “Direct calibration of a spatial light modulator by lateral shearing interferometry,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 8, pp. 7899–7904, 2010.
 - [57] M. Polyanskiy, “Refractive Index Database,” 2008. [Online]. Available: <https://refractiveindex.info/>.

Capítulo V

Aplicaciones de las guías multinúcleo codopadas con erbio e iterbio

5.1.	Introducción.....	170
5.2.	Diseño y análisis de un amplificador de guía de onda óptica por reflexión antirresonante en forma de anillo dopada con erbio.....	170
5.2.1.	Introducción.....	170
5.2.2.	Comportamiento pasivo de una guía de onda ARROW.....	171
5.2.2.1.	Guiado por reflexión antirresonante.....	171
5.2.2.2.	Diseño de una fibra ARROW en forma de anillo.....	174
5.2.3.	Optimización de un amplificador de fibra ARROW.....	177
5.3.	Implementación de una etapa activa en un sensor de curvatura por interferencia modal.....	180
5.3.1.	Introducción.....	180
5.3.2.	Diseño del sensor.....	181
5.3.3.	Resultados.....	183
5.4.	Referencias.....	188

5.1. Introducción.

En este capítulo se presentan dos dispositivos fotónicos para cuyos diseños se ha hecho uso del marco teórico explicado en el capítulo 2 y de las ventajas de las guías con múltiples núcleos. Si el capítulo 2 presenta el modelo teórico utilizado a lo largo de la tesis y el capítulo 3 la caracterización experimental de una guía multinúcleo y la comprobación de la validez del modelo a nivel fundamental, este capítulo recoge los estudios llevados a cabo orientados hacia la implementación de las guías multinúcleo dopadas en distintos tipos de aplicaciones. Se trata, por tanto, de dos aplicaciones para las cuales la temática estudiada puede aportar nuevas ventajas y soluciones a problemas existentes.

En el apartado 5.2 se expone el diseño y el análisis de una guía de onda basada en la reflexión antirresonante (ARROW, *Antiresonant Reflecting Optical Waveguide*) dopada con erbio en forma de anillo [1]. Las guías ARROW pueden tener diferentes geometrías transversales, siendo común una geometría en la que varios núcleos de índice de refracción mayor que el sustrato rodean una zona central de índice menor. En el caso tratado se ha simplificado a una forma de anillo, pero es generalizable a otras geometrías transversales más próximas a las fibras multinúcleo. Este dispositivo combina el carácter activo del amplificador de fibra dopada con erbio con el comportamiento espectral de las ARROW, obteniendo de esta forma una estructura fotónica activa con respuesta espectral.

En el apartado 5.3 se presenta la implementación de una etapa activa en un sensor de curvatura de fibra multinúcleo, con el objetivo de incrementar el rango del sensor para altas curvaturas [2]. Se trata de una fibra de seis núcleos distribuidos de forma hexagonal más un núcleo central, cuyo funcionamiento como sensor se basa en la interferencia entre sus supermodos. La etapa activa se utiliza para compensar selectivamente las pérdidas de los supermodos de tal manera que se encuentren los dos en la misma proporción para que su interferencia sea óptima, incrementando así el rango de operación del sensor.

5.2. Diseño y análisis de un amplificador de guía de onda óptica por reflexión antirresonante en forma de anillo dopada con erbio.

Las guías ARROW dopadas con erbio combinan la selectividad de la longitud de onda en el guiado gracias a su respuesta espectral, junto con el comportamiento activo del amplificador óptico debido al dopado con los iones activos. En este apartado se presenta el diseño de un amplificador ARROW en forma de anillo dopado con erbio y se analiza numéricamente la influencia de los parámetros pasivos y activos (espesor y diámetro del anillo, contraste entre índices de refracción, potencias de señal y de bombeo y concentración de iones de erbio) en la respuesta espectral de la estructura y en las pérdidas de propagación de las potencias ópticas, así como en el funcionamiento del amplificador óptico.

5.2.1. Introducción.

Las fibras ópticas microestructuradas (MOF, *microstructured optical fibers*) se utilizan hoy en día en diversas áreas de la ciencia y la tecnología [3], [4]. Su sección eficaz consta de un núcleo rodeado por múltiples inclusiones simétricas. Las MOFs se pueden dividir en dos grupos según el mecanismo de guiado de la luz. Por un lado, las MOFs de guiado de índice (IG-MOFs, *index-guided MOFs*) presentan una zona central con un índice de refracción mayor que el recubrimiento, por lo que la luz se guía debido al efecto de la reflexión total. Por otro lado, las fibras microestructuradas de bandgap fotónico (PBG-

MOFs, *photonic bandgap MOFs*) tienen un núcleo con índice de refracción menor que el recubrimiento, por lo que no se puede dar la reflexión total y la luz se transmite debido a un efecto interferencial que impide a la luz escapar del recubrimiento periódico para unas longitudes de onda concretas.

Se ha demostrado que en el caso de las PBG-MOFs existe un régimen de parámetros para el cual el comportamiento espectral está determinado por las propiedades individuales de las inclusiones de mayor índice de refracción en lugar de por su número y posición [5]. Este mecanismo de guiado se puede describir mediante un modelo de guía de onda ARROW [6]. En el modelo ARROW, si la luz incidiendo en la inclusión se encuentra en resonancia transversal, se propaga y se escapa fuera del núcleo. Por el contrario, si se encuentra en el caso antirresonante la luz es reflejada al interior del núcleo de tal manera que se propaga de forma guiada. De esta forma, las ARROWs presentan un funcionamiento diferente al de otras PBG-MOFs como las guías de Bragg [7]. Las ARROW permiten diseñar PBG-MOFs que exhiban un comportamiento espectral sin la necesidad de una periodicidad estricta en su estructura. Este tipo de guías se suelen emplear para guiar la luz en líquidos o láseres [8]. Además, las MOFs de tipo ARROW muestran un rango de modulación mayor que el de los dispositivos basados en redes de Bragg, siendo esta una de las principales ventajas por las que se utilizan para diseñar dispositivos sintonizables [9] o para aplicaciones en sensores de fibra [10].

En la literatura se pueden encontrar ejemplos de fibras de cristal fotónico (PCFs, *photonic crystal fibers*) dopadas con erbio e iterbio que presentan propiedades interesantes en su uso como dispositivos activos [11], junto con diferentes estudios sobre las posibilidades que tiene esta tecnología para mejorar el funcionamiento de amplificadores de fibra dopada con tierras raras y láseres [12]. Con la idea de aprovechar las propiedades de guiado de estas estructuras en dispositivos de amplificación de luz y láseres, se ha estudiado la posibilidad de diseñar una ARROW dopada con erbio capaz de guiar las longitudes de onda de la señal y del bombeo de tal manera que constituya la base de un amplificador óptico. La optimización de este dispositivo permite extender el mecanismo de guiado ARROW a las múltiples posibilidades de los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs, *Erbium Doped Fiber Amplifier*).

En este trabajo se presenta el procedimiento para diseñar un amplificador de guía de onda óptica por reflexión antirresonante en forma de anillo dopada con erbio. En la sección 5.2.2 se explican los fundamentos de este tipo de guiado, se analiza el comportamiento pasivo de la estructura y se determinan los parámetros para los que la señal y el bombeo se propagan con bajas pérdidas. A continuación, en el apartado 5.2.3, se obtienen los parámetros del medio activo diseñado, calculados mediante la propagación de las potencias ópticas a lo largo de la estructura dopada.

5.2.2. Comportamiento pasivo de una guía de onda ARROW.

5.2.2.1. Guiado por reflexión antirresonante.

Las guías de ondas ARROW confinan la luz con bajas pérdidas gracias al principio de interferencia en una lámina delgada. En este fenómeno, las ondas de luz reflejadas por las dos caras de la lámina delgada interfieren entre sí, por lo que la luz reflejada puede ser mayor o menor según la relación entre las fases de los haces reflejados en ambas caras.

En la Figura 5.1 se muestra un esquema de este mecanismo de guiado. Cuando la luz pasa por la lámina delgada se ve reflejada múltiples veces, produciendo a su vez múltiples rayos de luz transmitida, como en un interferómetro de Fabry Perot. La fase de los rayos de luz transmitidos y reflejados depende

del camino óptico recorrido. Cuando los rayos de luz transmitida están en fase, se produce el fenómeno de resonancia y la luz escapa de la lámina delgada y de la guía de ondas. El caso contrario es conocido como antirresonancia, y se da cuando los rayos de luz reflejada se encuentran en fase. Este caso se corresponde al de guiado por el interior del núcleo de la guía ARROW. Los modos que se propagan en estas guías, se conocen como “leaky modes” y presentan pérdidas de propagación. No obstante, consiguiendo una buena calidad en la lámina delgada es posible reducirlas lo suficiente como para conseguir un buen comportamiento en el guiado.

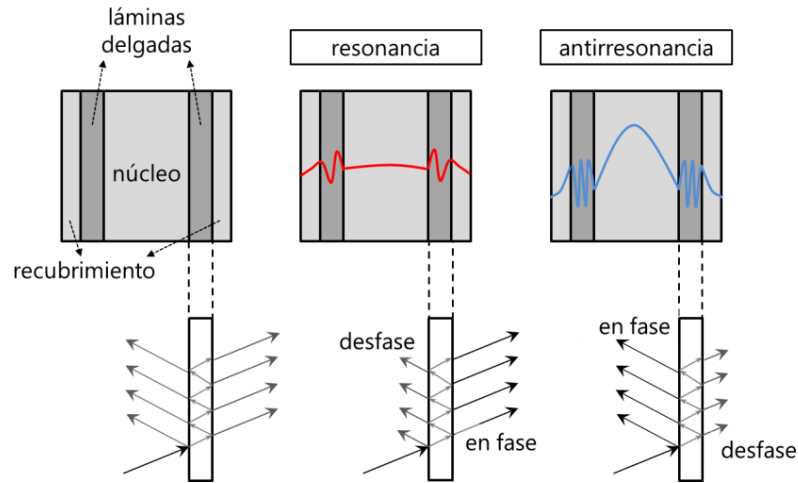


Figura 5.1 Esquema del mecanismo de guiado por reflexión antirresonante según el principio de interferencia en una lámina delgada.

En la Figura 5.2 se muestran los perfiles de algunas de las guías mencionadas. En el primer caso se trata de una MOF en la cual el mecanismo de guiado depende de las propiedades de las inclusiones circulares, pudiendo tratarse de una IG-MOF o de una PBG-MOF, dentro de las cuales se podrían encontrar las guías ARROW. La segunda imagen muestra una ARROW plana, donde los trazos oscuros se corresponden con las láminas delgadas, siendo este uno de los casos más sencillos de guía de onda antirresonante. La última imagen muestra el perfil de una fibra con una lámina delgada en su interior en forma de anillo de tal forma que sea el equivalente en tres dimensiones de la ARROW plana de la imagen anterior.

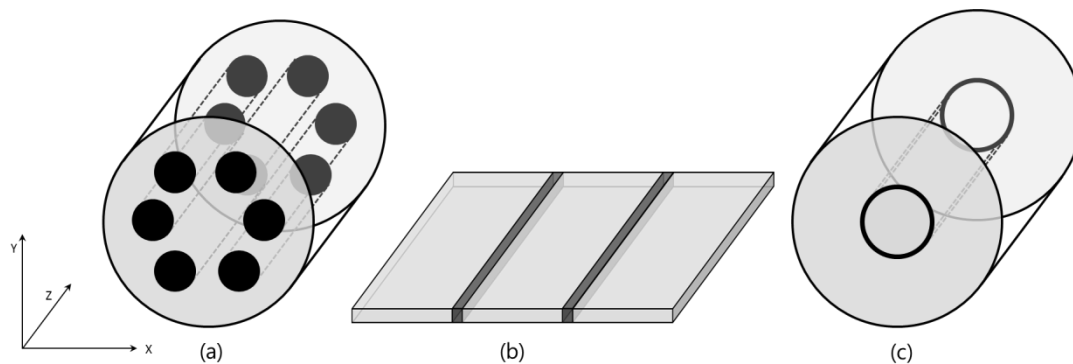


Figura 5.2 Esquemas de distintos tipos de guías de ondas: a) MOF, b) ARROW plana, c) PBG-MOF en forma de anillo de guiado por mecanismo ARROW.

Si una lámina tiene índice de refracción mayor que el medio que la rodea, su condición de antirresonancia viene dada por

$$k_{\perp}d = m\pi, \quad (5.1)$$

en donde d es el espesor de la lámina delgada y k_{\perp} el vector de ondas en el plano transversal,

$$k_{\perp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \quad (5.2)$$

siendo n_1 y n_2 los índices de refracción del sustrato y de las inclusiones o lámina delgada respectivamente, y λ la longitud de onda en el vacío. Asumiendo $\lambda a \ll 1$, en donde a es la distancia entre láminas delgadas, las longitudes de onda que se corresponden con los máximos de reflexión vienen dadas por la expresión

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}. \quad (5.3)$$

Para calcular numéricamente la respuesta espectral de una ARROW plana se ha utilizado el software comercial RSoft CAD, que permite el cálculo de los modos de propagación con pérdidas mediante la herramienta BeamPROP, usando el método de correlación [13] para calcular las distribuciones modales. Esta herramienta proporciona la constante de propagación en función de la longitud de onda, permitiendo de esta forma estimar las pérdidas espectrales. La Figura 5.3 (a) muestra las pérdidas de propagación calculadas a partir de la parte real de la constante de propagación, siendo su espectro de transmisión el que aparece en la Figura 5.3 (b). La guía diseñada tiene una anchura de 20 μm entre ambas láminas delgadas, siendo el espesor de estas de 3.437 μm , con índices de refracción de 1.4 y 1.8 para el sustrato y la capa fina respectivamente.

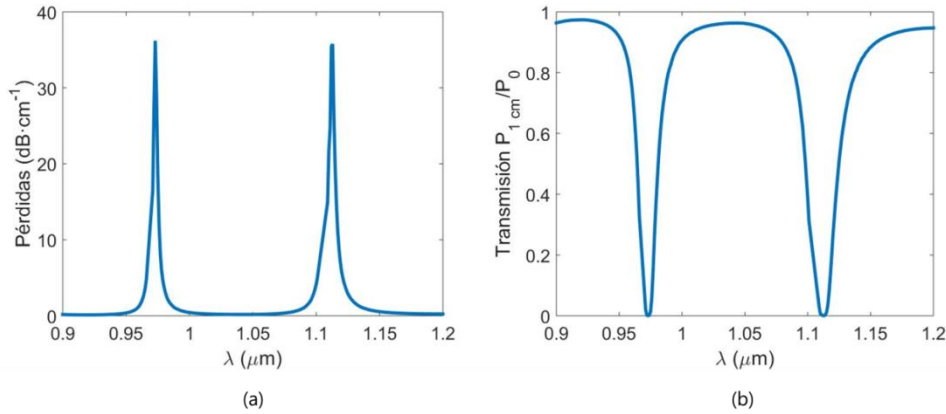


Figura 5.3 (a) Pérdidas de propagación y (b) espectro de transmisión, de la guía de onda ARROW, calculados a partir de la parte imaginaria de la constante de propagación en función de la longitud de onda.

Dependiendo del entero, m , que se elija en la ecuación (5.3), que relaciona la longitud de onda con el espesor de la lámina, se producirá un orden de resonancia diferente en dicha lámina. Por tanto, tal y como se puede observar en la Figura 5.4, el número de modos en el interior de la lámina delgada aumenta con el orden de resonancia. En este caso se han seleccionado cuatro longitudes de onda: $\lambda_1=7.777$, $\lambda_2=3.888$, $\lambda_3=2.592$ y $\lambda_4=1.944$ μm ; para las cuales se dan mínimos de propagación manteniendo constante el espesor de la lámina delgada en $d=3.437$ μm . Además, es posible contar con más de un modo de

propagación, tal y como se observa en la Figura 5.5. Para el mismo espesor de la lámina delgada y para la longitud de onda de $\lambda=2.222 \mu\text{m}$ se da el caso de máximo de transmisión en la guía debido a la reflexión por antirresonancia en las láminas delgadas. En este caso, el número de modos en el interior de la lámina delgada es constante, mientras que la diferencia se da en el número modos de propagación de la guía, es decir el número de nodos en la zona de índice de refracción menor, confinada entre las dos láminas.

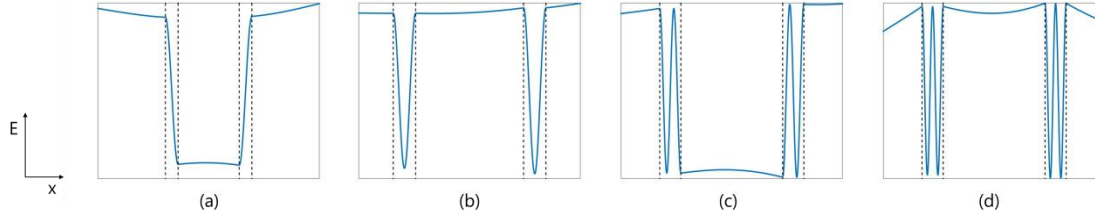


Figura 5.4 Perfil transversal del campo eléctrico, para longitudes de onda en las que se dan mínimos de transmisión: (a) $\lambda= 7.777$, (b) $\lambda= 3.889$, (c) $\lambda= 2.592$ y (d) $\lambda= 1.944 \mu\text{m}$; manteniendo constante el espesor de la lámina delgada ($d=3.437 \mu\text{m}$) y la separación entre láminas ($a=20 \mu\text{m}$). El eje vertical representa la amplitud normalizada y el eje horizontal la coordenada espacial transversal. Las líneas discontinuas indican la posición de las caras de las láminas.

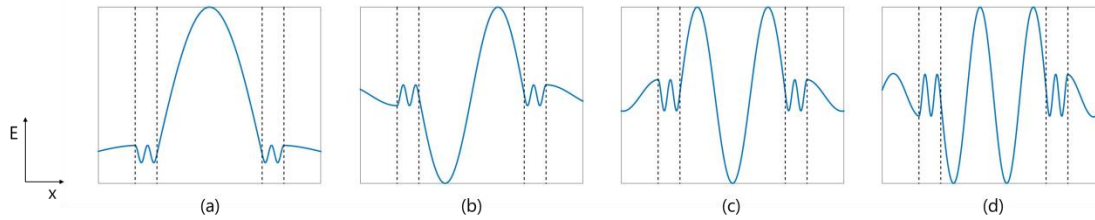


Figura 5.5 Perfil transversal de campo eléctrico de diferentes modos de propagación en situación de máxima transmisión guiada, manteniendo constante la longitud de onda ($\lambda= 2.222 \mu\text{m}$), el espesor de la lámina delgada ($d=3.437 \mu\text{m}$) y la separación entre láminas ($a=20 \mu\text{m}$). El eje vertical representa la amplitud normalizada y el eje horizontal la coordenada espacial transversal. Las líneas discontinuas indican la posición de las caras de las láminas.

5.2.2.2. Diseño de una fibra ARROW en forma de anillo.

Con el objetivo de diseñar un amplificador ARROW en forma de anillo, similar al de la Figura 5.2 (c), se estudia en primer lugar el espectro de transmisión de la guía ARROW sin incluir el medio activo para, una vez definidos los parámetros del guiado, introducir los iones de erbio y optimizar sus parámetros activos para obtener la máxima ganancia. En este tipo de estructuras, el mecanismo que gobierna el comportamiento espectral es análogo al de la guía plana mencionada, existiendo artículos en los que se ha comprobado para el caso de estructuras formada por inclusiones con un diseño típico de estructura MOF [5], [10]. Para el diseño de la estructura se parte de los parámetros de los índices de refracción de la referencia [5], siendo el del recubrimiento de 1.4 y la variación de índice con respecto al del anillo de 0.4. El espesor del anillo se ha elegido de $1.07 \mu\text{m}$ de tal forma que la longitud de onda del máximo de emisión del erbio se corresponda con un máximo de transmisión de la guía ARROW. El diámetro de las caras internas del anillo es de $18 \mu\text{m}$. Siempre y cuando sea suficientemente grande en función de la longitud de onda de transmisión y del espesor, no debería de tener ningún impacto en el comportamiento espectral. Mediante la expresión (5.3) se obtienen las longitudes de onda para las cuales la transmisión es mínima: $\lambda_1=2.42$, $\lambda_2=1.21$, $\lambda_3=0.807$ y $\lambda_4=0.605 \mu\text{m}$. Utilizando la herramienta BeamPROP de RSoft CAD se calcula el espectro de transmisión que se puede ver en la Figura 5.6.

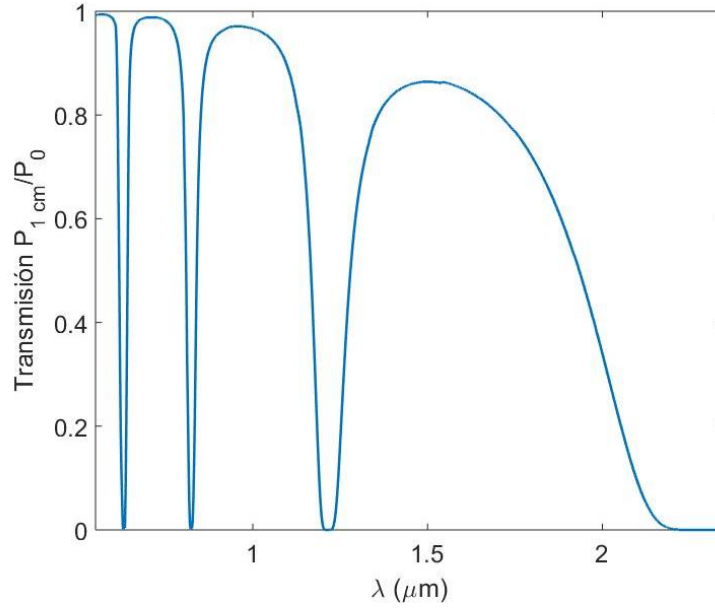


Figura 5.6 Espectro de transmisión simulado mediante la herramienta BeamPROP del software RSoft CAD para una ARROW en forma de anillo de parámetros: $L=1$ cm, $n_1=1.4$, $n_2=1.8$, $d=1.07$ μm y $D=18$ μm , siendo L la longitud de la guía, n_1 y n_2 los índices de refracción del sustrato y del anillo respectivamente, d su espesor y D su diámetro.

Para calcular el índice de refracción complejo efectivo se utiliza el método de correlación, imponiendo la condición PML (*Perfectly Matched Layers*) para las condiciones de frontera. El tamaño de la ventana de los cálculos es de 29×29 μm , siendo el tamaño de la rejilla transversal de 0.02×0.02 μm excepto en los barridos de parámetros que se utiliza un tamaño de 0.1×0.1 μm , para que el tiempo de cálculo sea asumible y el error se mantenga suficientemente bajo. El tamaño de la retícula longitudinal varía entre 0.1 y 0.4 μm , siendo su excitación gaussiana. Las pérdidas pasivas se obtienen a partir de la parte imaginaria del índice efectivo del modo de propagación. Las longitudes de onda de los mínimos de transmisión obtenidas de esta forma son: $\lambda_2=1.22$, $\lambda_3=0.826$ y $\lambda_4=0.632$ μm , por lo que la diferencia entre los datos obtenidos mediante la simulación y mediante la ecuación analítica es de menos del 5%.

El objetivo de este estudio es diseñar un amplificador de fibra dopada con erbio eligiendo los parámetros de guiado ARROW de tal manera que tanto la longitud de onda de la señal como la del bombeo se propaguen con las mínimas pérdidas posibles. Por lo tanto, ambas longitudes de onda han de corresponderse con máximos de transmisión del espectro de la Figura 5.6. Para ello es necesario averiguar el espesor específico del anillo que cumpla ambas condiciones. Además, estudiamos dicho comportamiento para diferentes variaciones de índice de refracción, comprendidas entre 0.1 y 0.4 .

En la Figura 5.7 aparecen las pérdidas para ambas longitudes de onda en función del espesor del anillo para el caso de contraste de índice de 0.3 . Existen espesores, en torno a 1.2 y a 2.8 , para las cuales las pérdidas de propagación de las potencias de bombeo y señal son suficientemente bajas, en concreto de 0.17 y 0.81 dB/cm respectivamente. En estas regiones de parámetros es posible diseñar un amplificador óptico ARROW dopado con erbio. Cualquiera de las dos regiones de parámetros mencionadas es adecuada para el diseño del amplificador óptico.

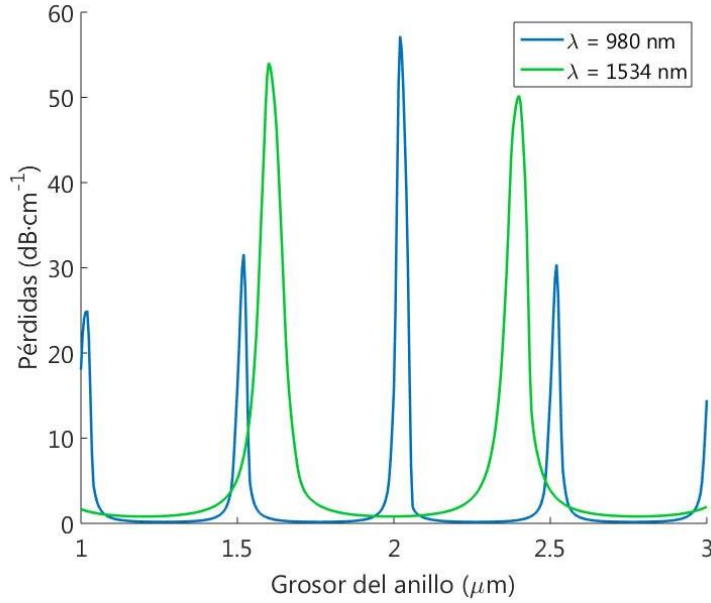


Figura 5.7 Pérdidas de transmisión para el bombeo y la señal en función del espesor del anillo en una ARROW en forma de anillo con índices de refracción $n_1=1.4$, $n_2=1.7$, y un diámetro de anillo de $20\ \mu\text{m}$.

Resulta interesante estudiar el espesor necesario del anillo de alto índice para confinar ambas longitudes de onda en función de la variación de índice de refracción. Seleccionando la región de mínimo espesor de la Figura 5.7, es decir, la que se encuentra en torno a $1.2\ \mu\text{m}$, se varía el contraste de índice y se calcula el espesor del anillo necesario para mantener las señales confinadas. De la misma forma que para una variación de índice de 0.3 , aparecerán varias regiones posibles. En este caso se elige siempre el mínimo espesor capaz de confinar ambas longitudes de onda. La evolución se puede ver en la Figura 5.8, en donde se observa cómo conforme disminuye el contraste de índice es necesario un espesor de anillo mayor para mantener confinadas ambas señales.

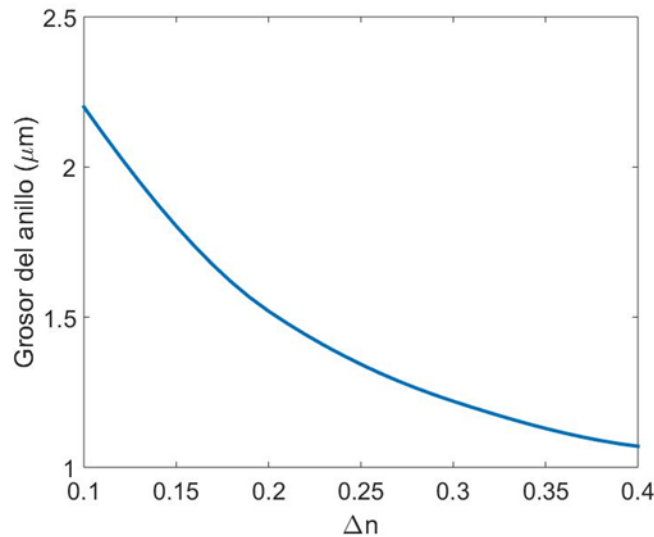


Figura 5.8 Espesor del anillo de alto índice en función del contraste de índice necesario para transmitir con mínimas pérdidas las longitudes de onda de señal y bombeo.

A pesar de que se ha mencionado que el diámetro del anillo no tiene un impacto sobre la respuesta espectral, sí que lo tiene sobre las pérdidas pasivas de la estructura. Un diámetro pequeño implica altas pérdidas, por lo que dificulta la viabilidad del dispositivo. Por lo tanto, es necesario centrarse en tamaños suficientemente grandes como para que las pérdidas sean asumibles para el uso de la estructura. Teniendo en cuenta que el objetivo final del estudio es diseñar un amplificador óptico mediante una ARROW dopada con erbio, es necesario que las pérdidas sean inferiores a la ganancia que se pueda obtener, que depende a su vez de la concentración de iones de Er^{3+} y de la potencia de bombeo. La concentración de iones de erbio ha de estar en el orden de magnitud de la de las fibras altamente dopadas, por lo que las pérdidas pasivas han de ser inferiores a un decibelio por centímetro, aproximadamente. En la Figura 5.9 se han representado las pérdidas pasivas de propagación en función del diámetro del anillo para tres casos diferentes de contraste de índice y para las longitudes de onda de la señal y del bombeo. Los parámetros se han elegido de tal forma que tanto la longitud de onda de la señal como del bombeo correspondan a máximos de transmisión, y que el diámetro del anillo de 16 micras seleccionado para realizar la simulación de la Figura 5.6 es suficientemente grande como para que las pérdidas pasivas sean asumibles. El tamaño del anillo y las pérdidas pasivas está relacionado con el grado de confinamiento de la señal, que está a su vez relacionado con la longitud de onda. Para longitudes de onda menores el confinamiento es mayor por lo que las pérdidas de propagación se ven reducidas. Esto también se puede comprobar en la misma Figura 5.9, al comparar las pérdidas del bombeo con las de la señal.

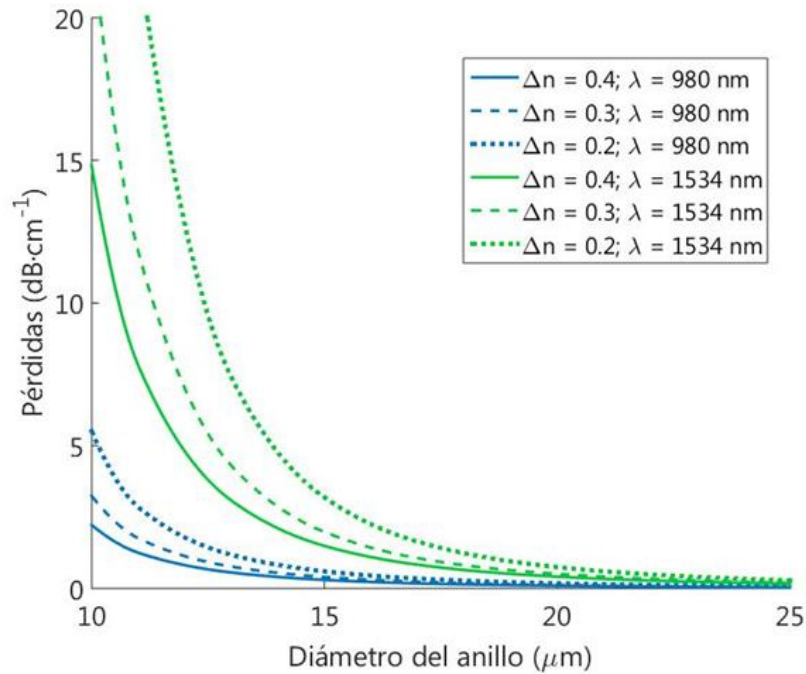


Figura 5.9 Pérdidas pasivas en función del diámetro del anillo para las longitudes de onda del bombeo (980 nm) y de la señal (1534 nm) y para diferentes valores de Δn .

5.2.3. Optimización de un amplificador de fibra ARROW.

Tal y como se ha visto en la sección 5.2.2.2, cuanto mayor es el diámetro de la fibra ARROW menores son las pérdidas de propagación. No obstante, cuanto mayor es el diámetro del anillo mayor es el área modal y, como consecuencia, menor la densidad de energía de bombeo. Debido a estas dos tendencias contrapuestas, es necesario calcular el diámetro óptimo del amplificador de fibra ARROW

para cada caso en función de parámetros activos, como la concentración de iones de erbio, y de parámetros de guiado como la variación del índice de refracción. En la Figura 5.10 se representa la ganancia neta de una fibra ARROW dopada con erbio en forma de anillo en función del diámetro de este para tres valores de variación de índice.

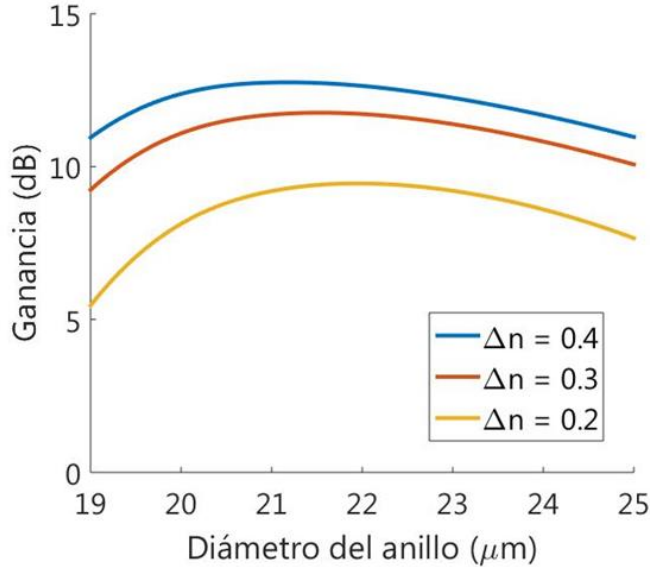


Figura 5.10 Ganancia total del amplificador de fibra ARROW dopada con erbio en función del diámetro del anillo para tres valores de contraste de índice diferentes, con su espesor de anillo previamente ajustado para minimizar las pérdidas. La longitud de la fibra es de 10 cm, la concentración de iones de erbio es de 10^{26} iones/ m^3 y las potencias de bombeo y señal iniciales son 200 mW y 10 μ W respectivamente.

Para realizar estos cálculos se ha supuesto una fibra ARROW de 10 cm de longitud, una potencia de bombeo y de señal iniciales de 200 mW y 10 μ W respectivamente, y una concentración de iones de erbio es de 10^{26} iones/ m^3 . En la gráfica se puede observar la existencia de un diámetro óptimo que maximiza la ganancia, en torno a las 20 μ m, para cada variación de índice, incrementándose ligeramente conforme decrece el contraste de índice. La ganancia neta que se puede lograr con el amplificador ARROW también decrece con la variación de índice. Contrastes de índice menores indican un bajo confinamiento de la señal, incrementando sus pérdidas de propagación y disminuyendo el solapamiento con la zona de inversión de población. Los valores de ganancia que se pueden obtener para contrastes de índice altos son comparables con los de un EDFA de misma longitud, concentración de dopado y potencia de bombeo. Como se ha visto en la Figura 5.6, el espectro de transmisión de la estructura ARROW sin dopar no presenta grandes cambios en la región en torno a las 1.5 micras, por lo que la respuesta espectral de la ganancia vendrá fundamentalmente determinada por la distribución de las secciones eficaces de absorción y de emisión, de la misma forma que en otras estructuras activas dopadas con erbio. La dependencia de la ganancia con la concentración de dopado se puede observar en la Figura 5.11 con la misma longitud, potencias iniciales de bombeo y de señal que el caso de la Figura 5.10 para el caso de contraste de índice de 0.2.

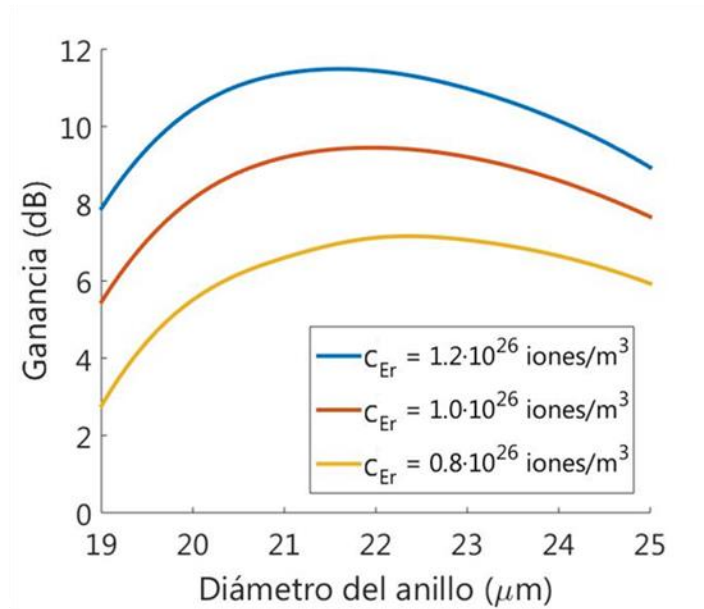


Figura 5.11 Ganancia total del amplificador de fibra ARROW dopada con erbio en función del diámetro del anillo para tres valores de concentraciones de iones de erbio, con su espesor de anillo previamente ajustado para minimizar las pérdidas. La longitud de la fibra es de 10 cm, la variación del índice de refracción es de 0.2 y las potencias de bombeo y señal iniciales son 200 mW y 10 μW respectivamente.

Para concentraciones mayores, el diámetro óptimo decrece ligeramente. La concentración de dopado depende del diámetro del anillo, la variación del índice de refracción y la máxima potencia de bombeo disponible. Para compensar las pérdidas de propagación es imprescindible una alta concentración de dopado. Como se puede concluir según la Figura 5.7, la Figura 5.10 y la Figura 5.11; comparado con el efecto del diámetro del anillo o de la concentración de dopado, el espesor del anillo es el parámetro más crítico en referencia a la tolerancia en la fabricación. Imprecisiones en la fabricación de tan solo un 5% incrementarían drásticamente las pérdidas del bombeo o de la señal impidiendo el uso de la estructura como amplificador óptico.

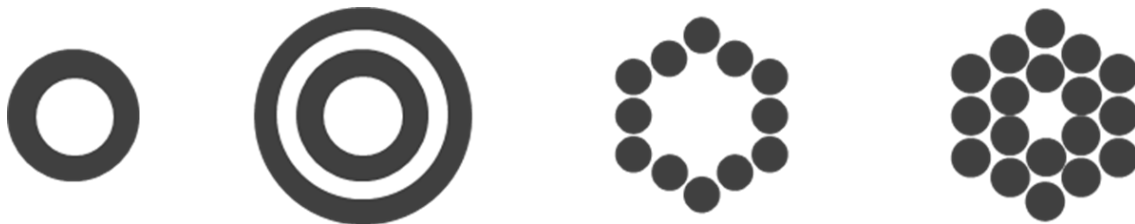


Figura 5.12 Esquemas de diferentes geometrías transversales para fibras de guiado ARROW.

Pese a que el estudio se centra en MOF de guiado ARROW en forma de anillo, existen multitud de diseños transversales que pueden cumplir con las condiciones de diseño necesarias. En la Figura 5.12 se muestran algunos esquemas de otras geometrías transversales con las que diseñar este tipo de dispositivos fotónicos. Añadiendo más anillos es posible reducir las pérdidas pasivas de propagación, pero a cambio de incrementar la complejidad del sistema. También se pueden sustituir los anillos por inclusiones individuales de diámetro equivalente al del espesor del anillo colocadas en diferentes geometrías transversales.

La estructura diseñada en este estudio resulta ser monomodo siempre y cuando el espesor del anillo sea suficientemente pequeño. Un estudio más detallado sobre el comportamiento modal de la estructura podría arrojar algo de luz a su uso como estructuras de área modal extensa (LMA, *large mode area*) para aplicaciones de láseres de alta potencia. En general, es posible ampliar las aplicaciones de las ARROW a los amplificadores ópticos orientados hacia diferentes tipos de dispositivos. Cambiar el índice de refracción de la lámina delgada mediante la variación de parámetros externos como la temperatura, permitiría variar el comportamiento interferencial en la lámina delgada de tal forma que el amplificador óptico modificase su comportamiento. Esta relación podría usarse como sintonizador del amplificador óptico, o como base para desarrollar sensores de fibra de parámetros físicos que influyan en su comportamiento, como la temperatura.

5.3. Implementación de una etapa activa en un sensor de curvatura por interferencia modal

En este apartado se presenta un estudio sobre la viabilidad de mejorar las prestaciones de un sensor de curvatura, basado en la interferencia de los supermodos de una fibra multinúcleo, mediante el diseño de una etapa activa.

5.3.1. Introducción.

La medición del radio de curvatura es esencial en aplicaciones relacionadas con la monitorización de estructuras, como en las áreas de la ingeniería mecánica y aeroespacial, existiendo un gran número de sensores de fibra adecuados para estas. La mayoría de ellos están basados bien en algún tipo de red de difracción en la fibra, como las redes de Bragg o las redes de periodo largo, o bien en un interferómetro de tipo Mach-Zehnder, donde las estructuras como las fibras multinúcleo han demostrado una buena respuesta [14, 15]. Los sistemas de sensado basados en MCF ofrecen nuevas posibilidades a la hora de medir temperatura, índice de refracción, compresión y curvatura, gracias al acoplamiento entre núcleos adyacentes que permite la interferencia de los supermodos a lo largo de la propagación. Esta interferencia modal, sensible a perturbaciones externas, puede usarse como sensor.

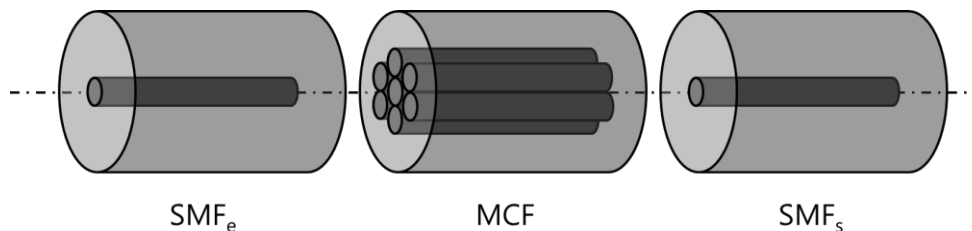


Figura 5.13 Esquema del interferómetro modal formado mediante una fibra de siete núcleos, distribuidos en forma hexagonal, situada entre medio de dos fibras monomodo estándar.

Un sensor de fibra óptica basado en un interferómetro modal implementado mediante una MCF de siete núcleos en forma hexagonal [16] funciona debido a la interferencia que se produce entre los supermodos que se propagan en la MCF al excitarla con una fibra monomodo en el núcleo central. En la Figura 5.13 se muestra un esquema del dispositivo. Las distribuciones transversales de campo eléctrico de sus supermodos, el fundamental o simétrico (s) y el antisimétrico (a), se muestran en la Figura 5.14. Para obtener el radio de curvatura se miden las franjas de visibilidad en el espectro de transmisión. Para

conseguir el máximo contraste, ambos supermodos han de encontrarse presentes en las mismas proporciones. No obstante, cuando este tipo de sensor se usa para pequeños radios de curvatura, los supermodos pueden sufrir pérdidas considerablemente diferentes entre ellos, contribuyendo a que su interferencia se desequilibre progresivamente hasta que uno de los dos supermodos desaparezca y, por tanto, suceda lo propio con la interferencia modal. Para superar este problema, una posibilidad consiste en convertir la MCF en un dispositivo activo con un perfil de dopado diseñado de tal manera que las pérdidas se puedan compensar selectivamente y, como consecuencia, se consiga mejorar la visibilidad incrementando así el rango de validez del sensor.

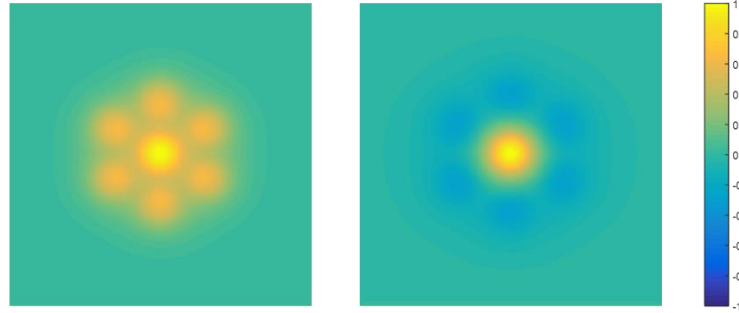


Figura 5.14 Distribución transversal de campo eléctrico del supermodo fundamental (izquierda) y antisimétrico (derecha) de una fibra multinúcleo hexagonal con un núcleo central.

En este apartado se explora la posibilidad de diseñar dicho dispositivo. En la sección 5.3.2 se analiza el cambio en la proporción entre supermodos causado por las pérdidas de curvatura, junto con el diseño del perfil de dopado adecuado para compensar dichas pérdidas. En el apartado 5.3.3 se calcula el funcionamiento del sensor de curvatura activo de MCF, en función de parámetros de diseño pasivos, como la longitud de la fibra, y activos, como la concentración de dopado.

5.3.2. Diseño del sensor.

La estructura a diseñar consta de un núcleo central rodeado de otros seis núcleos idénticos formando una estructura hexagonal. El tamaño de los núcleos, junto con su índice de refracción y el diámetro del hexágono se han elegido específicamente para que una fibra estándar SMF excite los dos supermodos de la Figura 5.14 en las mismas proporciones. La amplitud de cada uno de los dos supermodos, $a_{s,a}$, que excita el perfil modal de la fibra monomodo, $E(x, y)$, viene dado por la expresión

$$a_{s,a} = \frac{\left| \int E_{s,a}(x, y) \cdot E(x, y) dA \right|^2}{\int |E_{s,a}(x, y)|^2 dA \int |E(x, y)|^2 dA}, \quad (5.4)$$

siendo $E_{s,a}(x, y)$ el perfil transversal de campo eléctrico normalizado de los supermodos. Dado que esta amplitud modal depende del perfil de los supermodos, que a su vez dependen de la longitud de onda, se han seleccionado los parámetros de la MCF de tal forma que las amplitudes sean iguales para la longitud de onda a la cual trabajará la etapa activa. Los índices de refracción y el diámetro de los núcleos se han seleccionado para que coincidan con los de la SMF, mientras que el diámetro del hexágono sobre el cual se encuentran distribuidos los núcleos de la MCF se ha elegido de tal forma que las amplitudes modales de ambos supermodos se exciten en la misma proporción mediante una SMF. En la Tabla 5.1 se pueden consultar los valores de dichos parámetros.

Tabla 5.1 Valores de los parámetros pasivos del sensor de la fibra multinúcleo de estructura hexagonal.

Parámetro	Valor
Δn	0.003
$n_{\text{recubrimiento}}$	1.444
$d_{\text{núcleo}}$	8.2 μm
$D_{\text{hexágono}}$	22 μm

El confinamiento de los supermodos es un factor a tener en cuenta a la hora de estudiar las pérdidas por curvatura. El supermodo fundamental presenta un mayor confinamiento que el antisimétrico, dado que su índice de refracción efectivo es mayor, por lo que es de esperar que el supermodo antisimétrico se vea más afectado por los factores externos que repercutan en un aumento de sus pérdidas. Haciendo uso de la herramienta BeamPROP del software de RSoft CAD [17], es posible calcular las pérdidas de la MCF en función del radio de curvatura. En la literatura, el mínimo radio de curvatura (pérdidas máximas) al que se someten los diferentes sensores de curvatura de fibra multinúcleo se encuentra en torno a los valores de 54 cm [18], 23 cm [19] y 19 cm [15]. La Figura 5.15 muestra las pérdidas por curvatura del modo antisimétrico. Para radios de curvatura inferiores a 13 cm, las pérdidas alcanzan valores superiores a algunos $\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$, un rango de valores de pérdidas difícil de compensar por medio de una etapa amplificadora en una fibra dopada con erbio.

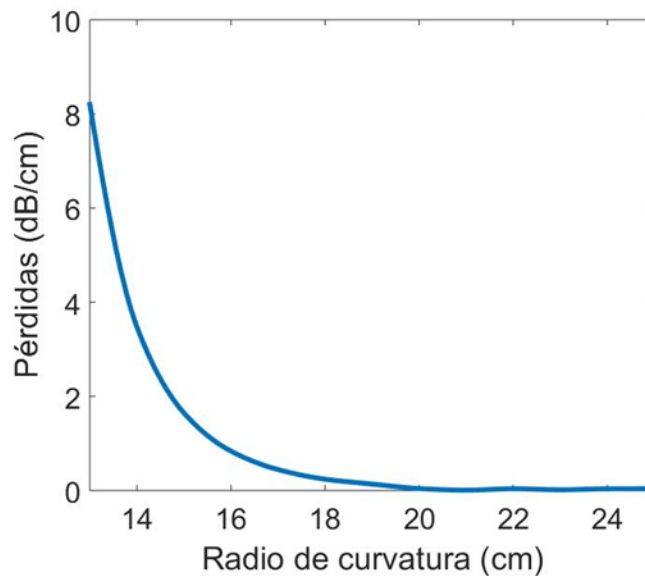


Figura 5.15 Pérdidas por curvatura del modo antisimétrico en función del radio de curvatura.

Como se puede ver en las distribuciones de la Figura 5.14, pese a ser el menos confinado de los dos, el supermodo antisimétrico presenta una proporción mayor de intensidad confinada en el núcleo central que en los núcleos exteriores. Como la amplificación de la señal depende del solapamiento de su distribución transversal de intensidad con la del bombeo y con el perfil de dopado, una posibilidad para lograr mayor ganancia con el modo antisimétrico que con el simétrico y, de esta forma, compensar selectivamente las pérdidas, consiste en dopar únicamente el núcleo central.

Para conseguir que las amplitudes modales de ambos supermodos sean iguales es necesario compensar las pérdidas por curvatura mediante la amplificación proporcionada por el medio activo. Para ello, se calcula en primer lugar la ganancia de cada uno de los supermodos. Dado que las pérdidas de curvatura alcanzan valores en el rango de los $\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$, es necesario utilizar fibras con altas concentraciones de iones de erbio, en torno a 10^{25} iones $\cdot\text{m}^{-3}$ o superiores. Se han considerado concentraciones de dopado de hasta 10^{26} iones $\cdot\text{m}^{-3}$, que se pueden encontrar en fibras comerciales. En la Figura 5.16 se representa la diferencia de ganancia entre supermodos en función de la concentración de iones de erbio en el núcleo central, calculada según

$$\delta P \text{ (dB)} = 10 \cdot \log_{10}[\Delta P(n_{Er})/\Delta P(0)], \quad (5.5)$$

en donde $\Delta P(n_{Er}) = P_a(n_{Er}) - P_s(n_{Er})$, siendo $P_{a,s}(n_{Er})$ la potencia de señal del supermodo correspondiente, en función de la concentración de erbio del núcleo central, a la salida de la fibra (10 cm) y para una potencia de bombeo de entrada de 350 mW.

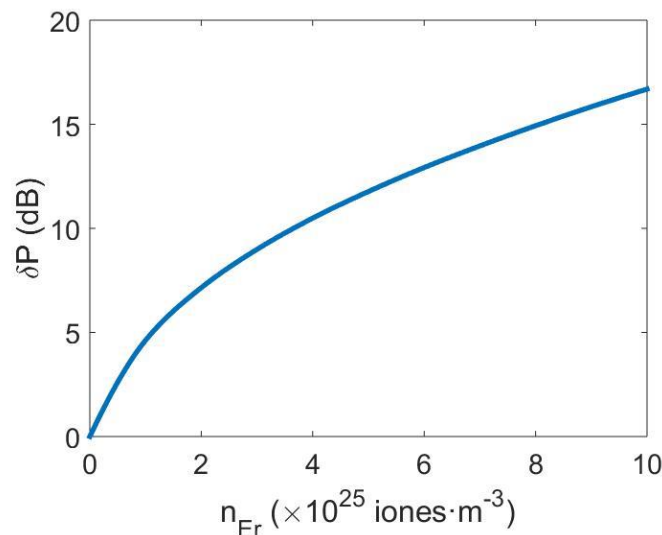


Figura 5.16 Diferencia de ganancia entre el supermodo asimétrico y el fundamental en función de la concentración de iones de erbio, definida según la expresión (5.5), suponiendo una fibra sin curvatura.

Para calcular la ganancia de cada supermodo se supone una fibra sin curvatura. Además, se parte de la base de que la curvatura no afecta a la distribución transversal de intensidad de cada modo, de tal forma que la ganancia calculada en el caso de la fibra recta sirve para los casos restantes de curvatura no nula, que se tiene en cuenta incorporando las pérdidas correspondientes de la Figura 5.15. Se ha comprobado mediante la herramienta FemSIM del software RSoft CAD que se trata de una buena aproximación.

5.3.3. Resultados.

La longitud de los sensores de fibra multinúcleo suele tomar valores desde uno hasta diez centímetros. En el análisis de la etapa activa implementada en el sensor de curvatura se han seleccionado tres longitudes de fibra en torno a 1, 5 y 10 cm, de tal manera que la intensidad acoplada a la SMF situada a la salida de esta sea máxima para la longitud de onda de 1534 nm. En la Figura 5.17 se puede ver la potencia acoplada en la SMF según la longitud de la MCF.

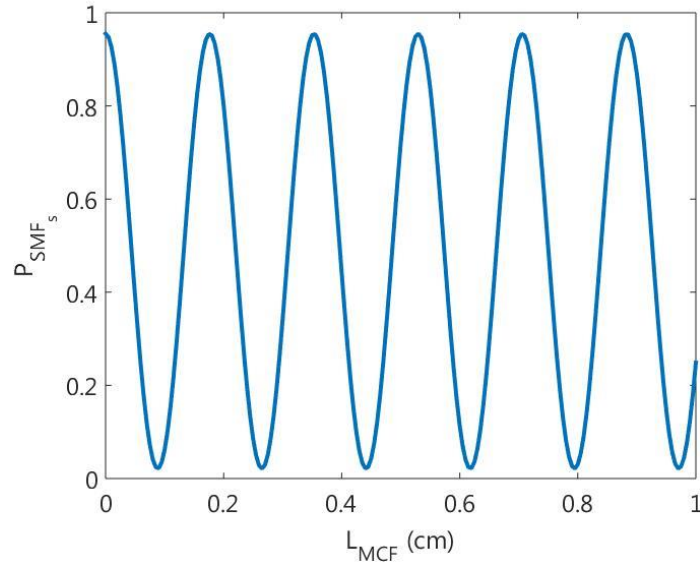


Figura 5.17 Potencia normalizada acoplada a la SMF de salida en función de la longitud de la MCF.

Las longitudes de la MCF, en torno a 1, 5 y 10 cm; para las cuales el acoplamiento con la SMF_s es máximo se muestran en la Tabla 5.2. Dado que para medir la curvatura se utilizan las franjas de visibilidad en el espectro de transmisión, es necesario determinar las longitudes de onda más próximas para las cuales el acoplamiento de potencia entre la MCF y la SMF_s es mínimo, para cada una de las tres longitudes de la fibra. Las longitudes de onda de estos mínimos se muestran en la Tabla 5.2 para cada una de las longitudes de la MCF.

Tabla 5.2 Longitudes elegidas de la MCF en las que se produce acoplamiento máximo con la SMFs, junto con las longitudes de onda de los mínimos de acoplamiento más cercanos en cada caso.

Longitud (cm)	Mínimos de transmisión (μm)	
1.06	1.448	1.630
4.95	1.515	1.554
10.06	1.524	1.544

La Figura 5.18 muestra la potencia acoplada a la SMF_s a la salida de la MCF en función de la longitud de onda, para dos longitudes de la fibra distintas, de 5 y 10 cm. En esta figura se pueden ver los primeros mínimos de acoplamiento a cada uno de los lados de la máxima transmisión.

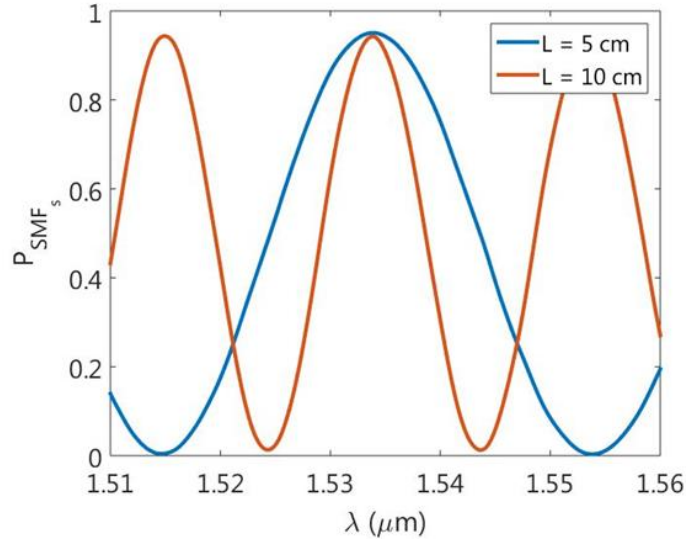


Figura 5.18 Potencia acoplada a la SMF a la salida de la MCF, en función de la longitud de onda, para dos longitudes de la MCF de 5 y 10 cm.

El comportamiento activo del interferómetro basado en una MCF operando en 1534 nm, para las tres longitudes de la Tabla 5.2 y para tres concentraciones de iones de erbio, se muestra en la Figura 5.19. En la Figura 5.19 (a) está representada la diferencia de ganancia entre los supermodos presentes en función de la potencia de bombeo para las tres longitudes de la fibra y con una concentración de erbio de 10^{26} iones·m⁻³, mientras que en la Figura 5.19 (b) se fija la longitud de la fibra en 10 cm y se muestra esta evolución de la diferencia de ganancia entre supermodos en función de la potencia de bombeo para tres concentraciones de iones de erbio diferentes. A partir de estas gráficas es posible determinar la dependencia entre el mínimo radio de curvatura y la longitud y la concentración de iones Er³⁺ necesaria para compensar las pérdidas. Los parámetros del modelo teórico (secciones eficaces, tiempos característicos de los niveles de energía, etc.) utilizados para calcular la ganancia se han obtenido de [20].

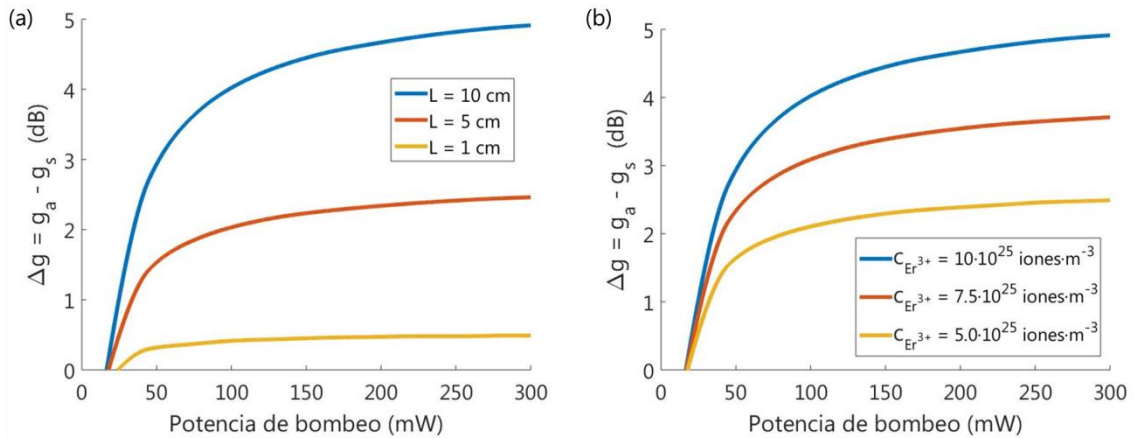


Figura 5.19 Diferencia de ganancia entre el supermodo antisimétrico y el simétrico en función de la potencia de bombeo cuando el núcleo central se encuentra dopado. En la figura (a) se muestra la diferencia de ganancia para tres longitudes diferentes manteniendo fija la concentración de 10^{26} iones·m⁻³. En la figura (b) se fija la longitud en 10 cm y se exponen tres casos de diferentes concentraciones de iones de erbio. La potencia de señal de entrada es de 5 nW. Se supone una fibra sin curvatura.

Para aumentar el factor de visibilidad en aquellas curvaturas en las que se ve reducido debido a las pérdidas del supermodo antisimétrico, es necesario calcular cómo varía la potencia en función de las pérdidas y de la amplificación producida en el medio activo, tanto para la longitud de onda de la máxima transmisión como para las dos longitudes de onda de los mínimos de transmisión más cercanos. El factor de visibilidad se calcula como el cociente entre la potencia de la señal en 1534 nm y la potencia en cada uno de los dos mínimos más próximos, tomando la forma

$$V = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right). \quad (5.6)$$

La potencia en los mínimos de intensidad dependerá de si la longitud de onda para la cual se produce el mínimo se encuentra dentro del rango de absorción y emisión de los iones de erbio. Los mínimos en las longitudes de onda que se encuentren fuera de la banda de absorción y emisión del erbio no se van a ver amplificados, sino que solo actuará sobre ellos las pérdidas por curvatura, reduciendo así el efecto de mejora del dispositivo sobre el factor de visibilidad. No obstante, para aquellos mínimos cuya longitud de onda se encuentre dentro del rango de absorción del erbio, es necesario calcular la ganancia de cada supermodo en dichas longitudes de onda para evaluar correctamente el factor de visibilidad. De las longitudes de onda que aparecen en la Tabla 5.2, se considera que exceptuando las longitudes de onda de los mínimos de la fibra de 1 cm (1448 y 1630 nm), todas las demás se encuentran dentro del rango de amplificación del dispositivo. La Figura 5.20 muestra el factor de visibilidad en función del radio de curvatura para las tres longitudes seleccionadas, para una potencia de bombeo incidente de 350 mW.

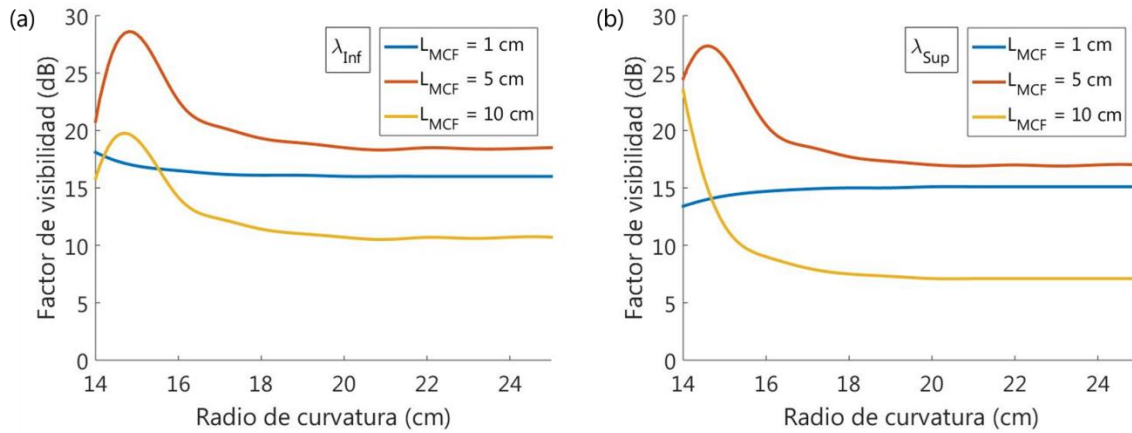


Figura 5.20 Factor de visibilidad en función del radio de curvatura para tres MCF de diferentes longitudes con respecto a los mínimos de transmisión de longitudes de onda inferiores (a) y superiores (b) a la de 1534 nm.

El factor de visibilidad depende del mínimo de transmisión seleccionado, puesto que el espectro de ganancia no es simétrico con respecto al pico máximo, lo cual explica las diferencias observadas en las distintas curvas. La visibilidad depende también de la potencia de bombeo incidente. En la Figura 5.21 se representa el factor de visibilidad para diferentes potencias de bombeo incidentes en el caso de la MCF de 10 cm.

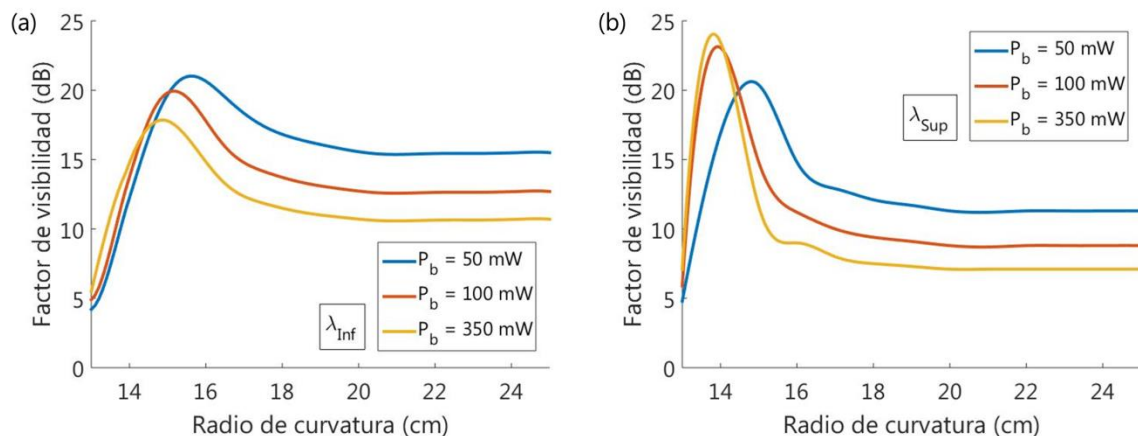


Figura 5.21 Factor de visibilidad en función del radio de curvatura utilizado para calibrar la etapa activa del sensor de curvatura de MCF para los mínimos en el espectro de transmisión en 1524 nm (izquierda) y 1544 nm (derecha). La concentración de iones de erbio es de 10^{26} iones·m⁻³, la longitud de la fibra es de 10 cm y las curvas se corresponden a diferentes potencias de bombeo.

Tanto en la Figura 5.20 como en la Figura 5.21 se observa cómo el factor de visibilidad mejora para pequeños radios de curvatura, debido a que se trata de los valores de pérdidas que mejor se compensan con la amplificación en el medio activo, hasta un valor máximo a partir del cual comienza a decrecer. Debido a que el máximo de ganancia se obtiene en 1534 nm, el factor de visibilidad se ve reducido cuando la ganancia conseguida en las longitudes de onda de los mínimos de transmisión no es suficiente como para conseguir compensar sus pérdidas. La posición y el valor de dicho máximo depende de la longitud de onda de los mínimos, la longitud de la fibra, la potencia de bombeo incidente y la concentración de iones de erbio. Esto hace que sea necesario fijar los parámetros del dispositivo en función de la curvatura a compensar y de las características propias del sensor.

En la Figura 5.22 se observa un ejemplo de cómo se mejora el factor de visibilidad del sensor en los casos de las curvaturas en torno a 13 y 14 cm, cuyas pérdidas afectan considerablemente a dicho factor y para las cuales se ha diseñado la etapa amplificadora. La figura muestra la potencia acoplada a la SMF_s desde la MCF que actúa de sensor. Las líneas continuas muestran el espectro de transmisión en ausencia de medio activo para tres curvaturas diferentes. Cuando la curvatura es nula, el espectro de la potencia normalizada alcanza valores cercanos a uno para el máximo y a cero para los mínimos, de tal forma que el factor de visibilidad sea máximo. No obstante, cuando la curvatura aumenta se reduce la potencia máxima y aumenta la potencia mínima, perjudicando al factor de visibilidad. Los cuadrados indican los nuevos valores de potencia en los mínimos y en el máximo, según el color para ambas curvaturas, conseguidos gracias a la etapa amplificadora con un bombeo de 350 mW y una concentración de 10^{26} iones/m³. En ambos casos se consigue una mejora en el factor de visibilidad definido en (5.6) del doble para el de la longitud de onda inferior y del triple para el de la longitud de onda superior.

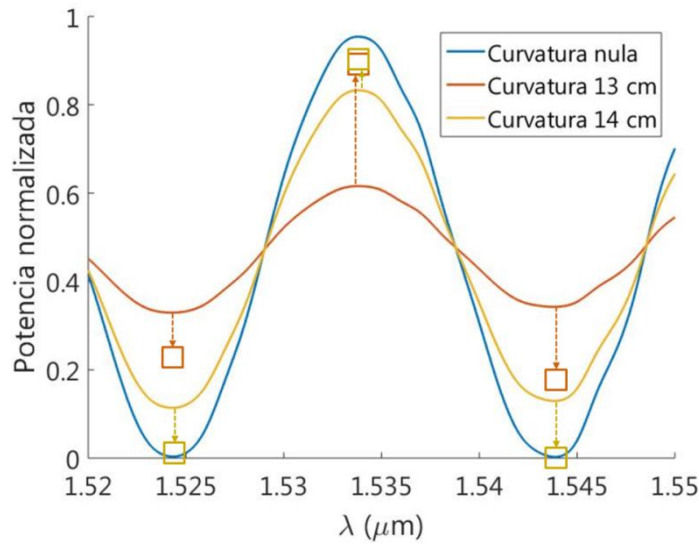


Figura 5.22 Espectro de transmisión de potencia acoplada desde la MCF de 10 cm a la SMF de salida, centrado en torno al máximo y a los dos mínimos cercanos. Las líneas continuas muestran dicha transmisión en función de la curvatura en ausencia de etapa activa. Los cuadros representan la mejora que se obtendría en los máximos y mínimos de transmisión para dichas curvaturas. Se supone un medio activo dopado con erbio de concentración 10^{26} iones/ m^3 , con una potencia inicial de bombeo de 350 mW, una potencia de señal de 5 nW, y los parámetros propios del medio obtenidos de [20].

Se puede observar cómo la etapa activa permitiría compensar selectivamente las pérdidas provocadas por fuertes curvaturas. No obstante, debido a la variación en la composición de la fibra provocada por la incorporación de los iones activos, sería necesario comprobar experimentalmente que la implementación de la etapa activa no afecta a las propiedades de sensado del dispositivo. El mecanismo propuesto se podría utilizar en otros sensores similares en los que el supermodo antisimétrico se vea perjudicado en mayor medida por las pérdidas correspondientes. El valor de las pérdidas a compensar es fundamental en el diseño de la etapa amplificadora.

5.4. Referencias.

- [1] D. Benedicto and J. A. Vallés, “Ring-Type Erbium-Doped Antiresonant Reflecting Optical Waveguide Amplifier Analysis and Design,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 30, no. 23, pp. 2060–2063, 2018.
- [2] J. A. Vallés and D. Benedicto, “Optimized active multicore fiber bending sensor,” *Opt. Mater. (Amst)*, vol. 87, pp. 53–57, Jan. 2019.
- [3] Z. Liu, H.-Y. Tam, L. Htein, M.-L. V. Tse, and C. Lu, “Microstructured optical fiber sensors,” *J. Light. Technol.*, vol. 35, no. 16, pp. 3425–3439, 2016.
- [4] S. M. G. Rodrigues, M. Facão, and M. F. S. Ferreira, “Supercontinuum generation in chalcogenide layered spiral microstructured optical fiber,” *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, vol. 26, no. 04, p. 1750049, 2017.
- [5] T. Lewi, J. Ofek, and A. Katzir, “Antiresonant reflecting microstructured optical fibers for the mid-infrared,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 10, p. 101104, 2013.
- [6] M. A. Duguay, Y. Kokubun, T. L. Koch, and L. Pfeiffer, “Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO_2 -Si multilayer structures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, no. 1, pp. 13–15, 1986.
- [7] N. M. Litchinitser, A. K. Abeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton, “Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 18, pp. 1592–1594, 2002.

- [8] H. Schmidt, D. Yin, D. W. Deamer, J. P. Barber, and A. R. Hawkins, "Integrated ARROW waveguides for gas/liquid sensing," in *Nanoengineering: Fabrication, properties, optics, and devices*, 2004, vol. 5515, pp. 67–81.
- [9] N. M. Litchinitser *et al.*, "Application of an ARROW model for designing tunable photonic devices," *Opt. Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1540–1550, 2004.
- [10] N. M. Litchinitser and E. Poliakov, "Antiresonant guiding microstructured optical fibers for sensing applications," *Appl. Phys. B*, vol. 81, no. 2–3, pp. 347–351, 2005.
- [11] K. Mondal and P. R. Chaudhuri, "Designing high performance Er³⁺-doped fiber amplifier in triangular-lattice photonic crystal fiber host towards higher gain, low splice loss," *Opt. Laser Technol.*, vol. 43, no. 8, pp. 1436–1441, 2011.
- [12] J. A. Sánchez-Martín, J. M. Á. Abenia, M. Á. Rebolledo, M. V. Andrés, and A. Diez, "Amplifiers and lasers based on erbium-doped photonic crystal fiber: Simulation and experiments," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, no. 3, pp. 338–344, 2011.
- [13] RSoft Design Group, *BeamPROP User Guide*. 2017.
- [14] J. Villatoro, E. Antonio-Lopez, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, "Miniature multicore optical fiber vibration sensor," *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 10, pp. 2022–2025, 2017.
- [15] A. Van Newkirk, E. Antonio-Lopez, G. Salceda-Delgado, R. Amezcua-Correa, and A. Schülzgen, "Optimization of multicore fiber for high-temperature sensing," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 16, pp. 4812–4815, 2014.
- [16] G. Salceda-Delgado, A. Van Newkirk, J. E. Antonio-Lopez, A. Martinez-Rios, A. Schülzgen, and R. A. Correa, "Compact fiber-optic curvature sensor based on super-mode interference in a seven-core fiber," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 7, pp. 1468–1471, 2015.
- [17] "RSoft CAD Environment." .
- [18] J. Villatoro, A. Van Newkirk, E. Antonio-Lopez, J. Zubia, A. Schülzgen, and R. Amezcua-Correa, "Ultrasensitive vector bending sensor based on multicore optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 4, pp. 832–835, 2016.
- [19] A. Van Newkirk, J. E. Antonio-Lopez, A. Velazquez-Benitez, J. Albert, R. Amezcua-Correa, and A. Schülzgen, "Bending sensor combining multicore fiber with a mode-selective photonic lantern," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 22, pp. 5188–5191, 2015.
- [20] V. Berdejo Arceiz, "Estudio y desarrollo de amplificadores y láseres basados en fibra de cristal fotónico y guías integradas escritas con láser con aplicación como sensores," Universidad de Zaragoza, 2013.

Conclusiones

1. Para determinar los parámetros necesarios para ajustar el modelo de propagación de potencias ópticas en guías multinúcleo, hemos caracterizado una guía de ondas de un núcleo monomodo aislado escrita sobre el mismo sustrato que las guías multinúcleo. Hemos obtenido una serie de parámetros entre los que se encuentran las secciones eficaces de absorción y emisión de los iones $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, los coeficientes de los mecanismos de transferencia cooperativa de energía, el diámetro del núcleo y la variación del índice de refracción. Con los parámetros obtenidos, el modelo reproduce con un buen acuerdo las medidas de potencia a la salida de la guía, su ganancia relativa y su comportamiento espectral en la tercera ventana de telecomunicaciones.
2. Hemos adaptado un montaje previo para poder medir la distribución de intensidad a la salida de guías multinúcleo y la hemos medido en el caso de guías de dos núcleos acoplados en función de la separación entre ambos. Se ha observado que, para reproducir numéricamente la transferencia de potencia entre núcleos, es necesario determinar su diámetro y la variación de índice de refracción con mayor precisión que la obtenida en la caracterización de la guía individual. Estos parámetros se han vuelto a calcular en base a las medidas efectuadas, obteniendo una discrepancia del 12% y del 10% con respecto a las estimaciones previas, respectivamente. No obstante, se ha comprobado que este cambio no influye en el resto de parámetros obtenidos en la caracterización previa.
3. Hemos medido la potencia de señal a la salida de las guías de dos núcleos en función de la potencia de bombeo de entrada y de la separación entre núcleos. En el caso de la excitación simétrica, estas medidas se reproducen con un buen acuerdo empleando el modelo de propagación de potencias ópticas, ajustado mediante la caracterización previa, y en el que se han implementado particularidades de las guías estudiadas como la propagación multimodal o la dependencia del perfil transversal de dopado con el del índice de refracción.
4. Hemos visto que, en el caso de la excitación centrada en un núcleo, los resultados de la potencia de señal y de la ganancia a la salida de las guías dobles en función de la potencia de bombeo no se pueden reproducir correctamente mediante el modelo empleado. Para las guías dobles cuyas separaciones entre núcleos se encuentran entre 11 y 17 μm , se observa una dependencia de la distribución transversal de intensidad normalizada a la salida de la guía con la potencia de bombeo de entrada que el modelo teórico, suponiendo núcleos idénticos, no es capaz de explicar. Con el objetivo de acotar este efecto, hemos realizado una serie de medidas utilizando otras longitudes de onda. Teniendo en cuenta que en ninguna de estas medidas se obtiene una dependencia comparable a la de la longitud de onda de máxima emisión, y que en el rango de separaciones entre núcleos en las que se observa dicho efecto es razonable suponer que la potencia de bombeo se encuentra confinada en el núcleo excitado inicialmente, se formula la hipótesis de que el efecto observado esté relacionado con la diferencia entre los coeficientes de ganancia de los modos de los núcleos aislados de una misma guía doble.

5. Hemos extendido el formalismo de la teoría de modos acoplados para considerar también aquellas situaciones en las que los modos de los núcleos de las guías dobles pueden presentar diferentes coeficientes de ganancia. Se ha observado cómo, en dicha situación, la expresión analítica de los coeficientes de fase de los supermodos de una guía de dos núcleos dependen de la diferencia entre los coeficientes de ganancia de los modos de sus núcleos individuales. Mediante este formalismo se ha simulado la fracción de potencia a la salida de la guía en el núcleo excitado inicialmente, denominada como parámetro q , en función de la potencia de bombeo de entrada. Este formalismo permite reproducir correctamente la evolución del parámetro q en función de la potencia de bombeo de entrada para el caso de la guía de $17\text{ }\mu\text{m}$ de separación entre núcleos. Aunque para las guías de 11 , 13 , 14 y $15\text{ }\mu\text{m}$ se observa una tendencia similar, la variación de q obtenida numéricamente no reproduce satisfactoriamente los resultados experimentales.
6. Hemos incluido en las simulaciones la posibilidad de que los núcleos de cada guía doble no sean idénticos. Para ello, consideramos el diámetro de uno de los dos núcleos como parámetro libre, dentro de un rango de error acorde con la precisión en la fabricación. Utilizando el formalismo de la propagación de potencias ópticas el efecto se manifiesta pero los resultados experimentales no se consiguen reproducir satisfactoriamente. En cambio, con la modificación del modelo que proponemos, hemos ajustado con un buen acuerdo el parámetro q en cuatro de las cinco guías medidas: para las separaciones de 11 , 13 y $14\text{ }\mu\text{m}$, además de la de $17\text{ }\mu\text{m}$ en la que no es necesario suponer diferencias entre núcleos. Concluimos que tanto la modificación propuesta en el modelo como la asimetría de los núcleos son esenciales para explicar con detalle las series experimentales.
7. Hemos puesto a punto el montaje necesario para realizar el análisis modal de guías multinúcleo mediante un modulador espacial de luz. Hemos propuesto un procedimiento sencillo de alineamiento transversal y de determinación del tamaño de los hologramas generados por ordenador con respecto al campo incidente, así como un proceso de determinación de la fase relativa entre modos que permite disminuir el efecto de las inestabilidades del sistema sobre los valores obtenidos. La reconstrucción de tres distribuciones transversales de intensidad distintas en base a la determinación de sus pesos modales y fases relativas nos permite comprobar el buen funcionamiento del procedimiento para el análisis modal. Además, hemos realizado un estudio numérico del impacto de diferentes fuentes de error en dicho análisis, concluyendo que es necesario realizar las medidas de los pesos modales de manera secuencial y sin promediar los valores de intensidad registrados en la cámara.
8. Hemos demostrado la posibilidad de diseñar una fibra dopada con erbio con geometría de anillo y guiado por mecanismo ARROW, de forma que tanto la señal a amplificar como el bombeo necesario se transmitan con bajas pérdidas, lo que permitiría la fabricación de un amplificador de guía de ondas basado en esta fibra. A partir de las condiciones para la reflexión antirresonante se puede determinar el espesor del anillo que permite el guiado de la señal y el bombeo con las mínimas pérdidas de propagación. Hemos comprobado que el efecto inverso del tamaño del

anillo sobre el confinamiento de la señal y sobre la densidad de energía de bombeo tiene como consecuencia la existencia de un diámetro que maximiza la ganancia neta del amplificador óptico. Para un índice de refracción del recubrimiento de 1.4 y variaciones de índice moderadas (entre 0.2 y 0.4) se ha obtenido un diámetro de anillo óptimo de 20 μm aproximadamente. Para compensar las pérdidas en el confinamiento de la señal (de unos pocos dB/cm) se necesitan altas concentraciones de erbio ($\sim 1 \times 10^{26}$ ion/ m^3).

9. Hemos realizado un estudio teórico en el que se ha explorado la viabilidad de implementar una etapa activa en un sensor de curvatura basado en la interferencia entre los supermodos de una fibra multinúcleo, de tal manera que incremente el factor de visibilidad para altas curvaturas, extendiendo de esta forma su rango de operación como sensor. Se ha concluido que es posible incrementar el rango del sensor para altas curvaturas, siendo la concentración de iones de erbio, la potencia de bombeo de entrada y la longitud de la fibra los parámetros fundamentales del diseño que fijan el mínimo radio de curvatura que se puede llegar a medir.

Conclusions

1. Departing from a model based on optical power propagation, the parameters contained in it have been determined making use of an isolated single-core waveguide written in the same substrate as the multicore ones. Among the series of parameters obtained, we emphasize the absorption and emission cross sections of $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, the cooperative energy transfer coefficients, the core diameter and the refractive index variation. The simulations performed with the model show a good agreement regarding the output end signal power, the signal enhancement and the spectral behavior in the third optical window.
2. A previous setup has been adapted in order to measure the intensity distribution at the output end of multicore integrated waveguides. It has been obtained for a series of coupled two-core waveguides as a function of the core-to-core separation. In order to numerically reproduce the power transfer between cores, it has been observed that a correct simulation of power transfer between nuclei requires determination of their diameter and refractive index variation with higher precision than the one obtained through the single core waveguide characterization. The diameter and refractive index change have been recalculated based on these measurements, obtaining a discrepancy of 12% and 10% with respect to the previously estimated ones, respectively. It has been verified that this change has no significant impact on the other parameters obtained through the single core waveguide characterization.
3. Signal power at the two-core waveguides output end as a function of both input pump power and core-to-core separation has been measured. In the case of symmetric excitation, a good agreement has been shown between measurements and the simulations performed with the optical power propagation model previously adjusted. Multimodal propagation and the dependence of the cross-sectional doping profile with the refractive index have been taken into account in the model.
4. In the case of core-centered excitation, the enhancement of the two-core waveguides as a function of the pump power cannot be correctly reproduced by the model employed. For double waveguides whose core-to-core distance is between 11 and 17 μm , an output intensity transversal distribution dependence on input pump power has been observed. The mentioned theoretical model cannot account for it, assuming identical cores. In order to narrow down this effect, a series of measurements with different wavelengths have been carried out. None of these measurements have shown a change compared to the observed at the maximum emission wavelength. In the range of core-to-core distances in which the effect is observed, it is reasonable to assume that the pump power is confined in the initially excited core. Taking into account these observations it has been hypothesized that the observed effect is related to the difference between isolated core modes gain coefficients.

5. The coupled mode theory formalism has been extended in order to include the possibility of different gain coefficients for each isolated core mode in a dual waveguide. In this case, it has been observed that the analytical expression of the phase coefficients of the two-core waveguide supermodes depends on the difference between the gain coefficients of the isolated core modes. Based on this formalism, the fraction of optical power at the output end of the dual waveguide initially excited core, referred to as q parameter, has been computed as a function of the input pump power. The simulation has shown a good agreement for the 17 μm core-to-core separation two-core waveguide. Although a similar behavior has been observed for the 11, 13, 14 and 15 μm waveguides, the numerically obtained q does not reproduce satisfactorily the experimental results.
6. The possibility of non-identical cores in a two-core waveguide has also been included in the simulations. For that purpose, one of the cores diameter has been considered as a free parameter within a range according to manufacturing uncertainty. It has been seen that when using the power propagation formalism a similar effect is observed but the experimental results are not successfully reproduced. However, by using our proposed formalism the q parameter has been adjusted with good agreement in four out of five measured waveguides: the 11, 13 and 14 μm core-to-core distance waveguides, in addition to the 17 μm one in which it is not necessary to assume differences between cores. It has been concluded that both the proposed modification in the model and the gain asymmetry of the cores are essential to satisfactorily explain the experimental measurements.
7. A setup for modal analysis of multicore waveguides by using a spatial light modulator has been implemented. A simple procedure for both transversal alignment and size adjustment of the computer generated holograms with respect to the incident electric field has been proposed. Also, a method in order to obtain the relative phase between modes which reduces the impact of the system instabilities on the determined values has been suggested. The reconstruction of three different output intensity patterns based on the determination of its modal weights and relative phases has been accomplished satisfactorily, allowing us to verify the good performance of the modal analysis procedure. In addition, a numerical study on the impact of its potential sources of error has been carried out. It has been shown the need of performing the modal weight measurements sequentially rather than simultaneously and not to perform an average of the intensity values registered in the camera.
8. The design of a ring-type erbium doped ARROW amplifier, where both the signal to be amplified and the necessary pump are transmitted with low losses, has been demonstrated. This could allow the fabrication of an ARROW-based amplifier. The optimal ring thickness that allows the guiding of both signal and pump powers with minimum propagation losses can be determined from the antiresonant reflecting condition. It has been shown that the opposite influence of the ring diameter on the optical power confinement and on the pump power density causes the existence of a diameter value that maximizes the amplifier net gain. For a cladding refractive index of 1.4 and moderate index variations (between 0.2 and 0.4), it has been found the optimum ring diameter to be in the range of 20 μm . To compensate signal confinement losses (a few dB/cm), high erbium concentrations ($\sim 1 \times 10^{26}$ ion/ m^3) are required.

9. A theoretical study of the feasibility of implementing an active stage in a multicore fiber supermode-interference based bending sensor has been explored. It has been shown that it is possible to increase the sensor range for high curvatures by improving the fringe visibility. The Er^{3+} ion concentration, available input pump power and multicore fiber length have shown to be the essential design parameters that set the minimum bending radius that could be measured.