



Universidad Nacional Mayor de San Marcos

Universidad del Perú. Decana de América

Facultad de Ciencias Físicas

Escuela Profesional de Física

**Propagación de pulsos y efectos no lineales en
fibras ópticas**

MONOGRAFÍA TÉCNICA

Para optar el Título Profesional de Licenciado en Física

AUTOR

Víctor Rósulo QUIÑONES AVENDAÑO

ASESOR

Dr. Whualkuer Enrique LOZANO BARTRA

Lima, Perú

2015

**A mi esposa Noris
y mis hijos
Gianina, Fabiola y Jorge**

AGRADECIMIENTOS

A Dios primero que nada.

A mi esposa e hijos por su apoyo y comprensión.

Al Dr. Whualkuer Lozano Bartra por su valioso apoyo académico en la elaboración de la Monografía Técnica.

A la plana docente de la Facultad de Física que siempre me han brindado su aliento y su amistad.

A la Facultad de Física de la UNMSM.

A la Universidad Nacional Mayor de San Marcos Decana de América, en cuyas aulas adquirí mi primera formación académica universitaria.

RESUMEN

La ciencia de la óptica, rama de la física que trata con las propiedades y fenómenos de la luz visible e invisible, ha generado una riqueza de conocimientos que hace que su uso este presente en otras áreas de la física, biología, medicina, forense, agricultura, arte, industria, y militar. Esto ha dado lugar a una tecnología llamada fotónica, un nombre basado en el cuanto de energía en el campo electromagnético, el fotón. El dominio de la fotónica se extiende de la generación de energía a la detección, a las comunicaciones y al procesamiento de información, e incluye todos los medios de generar y aprovechar la luz para propuestas útiles. Sin embargo, los aspectos de la óptica en ciencia y tecnología han sido y siguen siendo ampliamente influenciados por el campo de la óptica no lineal. Este campo ha mejorado nuestra comprensión fundamental de la interacción de la luz con la materia, así como también, nos ha proporcionado los medios para llevar a cabo una variedad de tareas de ingeniería.

Para entender mejor, podemos decir que la óptica es una importante parte de nuestra vida diaria. La luz parece fluir o propagarse a través del espacio vacío, bien como a través de objetos materiales, y nos proporciona información visual de cómo es nuestro mundo. Los efectos más familiares que son la reflexión, refracción, difracción, absorción, y esparcimiento, explican una amplia variedad de experiencias visuales comunes a nosotros, desde la focalización de la luz por una simple lupa a los colores observados en un arco iris. Sorprendentemente, todo esto puede ser explicado mediante la asignación de un pequeño conjunto de parámetros ópticos a los materiales. Bajo la experiencia ordinaria de nuestra vida diaria, estos parámetros son constantes, independientes de la intensidad de la luz que permite la observación de los fenómenos ópticos. Este es el reino que se conoce como óptica lineal. Seguidamente, con la invención del láser, se dio surgimiento al estudio de la óptica a altas intensidades que condujeron a nuevos fenómenos no observados con luz ordinaria, tales como la generación de nuevos colores de luz monocromática en un cristal transparente, o la auto focalización de una haz de luz en un liquido homogéneo. A las intensidades usadas para generar estos tipos de efectos, los parámetros ópticos usuales de los materiales no pueden ser más considerados constantes pero se convierten en funciones de la intensidad de la luz. La ciencia de la óptica en este régimen es llamada de óptica no lineal.

En este trabajo monográfico se ha realizado un compendio sobre la propagación de pulsos ópticos a través de una fibra óptica y como intensos pulsos pueden generar efectos no lineales cuando se propagan en la fibra.

Mi tarea en esta monografía, fue entender los conceptos físicos lineales y no lineales de la propagación de pulsos ópticos en un medio lineal tal como es la fibra óptica patrón de telecomunicaciones.

INDICE

| | |
|---|----|
| CAPITULO 1: Introducción | 01 |
| CAPITULO 2: Láseres y Pulsos Cortos | 05 |
| 2.1 Láser (Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de la Radiación) | 05 |
| 2.2 Condiciones de Oscilación | 09 |
| 2.3 Auto consistencia de la Fase – Modos Longitudinales | 09 |
| 2.4 Pulsos cortos - Bloqueo de Modos (<i>Mode-Locking</i>) | 11 |
| 2.4.1 Características | 12 |
| 2.4.2 Técnicas de Generación de Pulsos | 13 |
| APITULO 3: Fibras Ópticas | 17 |
| 3.1 Características Físicas de las Fibras | 17 |
| 3.2 Atenuación de la Fibra | 18 |
| 3.3 Dispersión Cromática | 20 |
| 3.4 No Linealidades en Fibra | 24 |
| 3.4.1 Índice de Refracción no Lineal | 25 |
| CAPITULO 4: Análisis y Resultados | 28 |
| 4.1 Diferentes Regímenes de Propagación | 28 |
| 4.2 Ensanchamiento del Pulso inducido por Dispersión | 30 |
| 4.3 Pulsos Gaussianos | 31 |
| 4.4 Pulsos Gaussianos con <i>chirp</i> | 33 |
| 4.5 Pulsos Secantes Hiperbólicos | 35 |
| 4.6 Automodulación de Fase | 37 |
| 4.6.1 Dislocamiento de Fase No Lineal | 37 |
| 4.6.2 Cambios en el Espectro del Pulso | 40 |
| CAPITULO5: Conclusiones | 43 |
| REFERENCIAS | 44 |

CAPITULO 1

1. INTRODUCCION

La región óptica del espectro electromagnético, correspondiendo a longitudes de onda en el visible, infrarrojo cercano o ultravioleta, sigue siendo muy atractivo para las comunicaciones ópticas debido a que la frecuencia de la luz permite una alta tasa de modulación de la señal y, por consiguiente una alta velocidad de transmisión.

Hace un poco más de 100 años (1909), los científicos G. Marconi y K. F. Braun, fueron premiados con el Premio Nobel “en reconocimiento a sus contribuciones al desarrollo de la telegrafía inalámbrica”. La invención del láser en los inicios de la década de los 60 (Premio Nobel en 1964 a los profesores C. H. Townes, N. G. Basov y A. M. Prokhorov) dio un nuevo impulso a la investigación en comunicaciones ópticas. Pocos años después, la introducción de hetero-estructuras (Premio Nobel en el 2000 a los investigadores Z. I. Alferov y H. Kroemer) permitió la operación de un diodo láser a temperatura ambiente, haciendo de ellos, fuentes ideales de luz para la comunicación óptica.

Una intensa investigación para medios apropiados de transmisión en el dominio óptico comenzaron a inicios de la década de los 60. La fibra óptica fue, sin embargo, dejada de lado por su alta atenuación. La atenuación puede ser expresada por un coeficiente α (en dB/m) como

$$\alpha = \frac{10}{L} \log_{10} \frac{P(0)}{P(L)},$$

donde $P(0)$ y $P(L)$ son la potencia de entrada y salida respectivamente, y L es la longitud de la fibra. La atenuación de las primeras fibras ópticas era típicamente de 1000 dB/km, implicando que solo el 1% de luz se transmitía en veinte metros de fibra. El profesor Charles K. Kao (Premio Nobel 2009 en Física) junto con su colega G. A. Hockham [1], quien realizó su tesis doctoral sobre el efecto de las imperfecciones en guías de ondas, investigaron en detalle las propiedades fundamentales de las fibras ópticas en las comunicaciones ópticas. Ellos no solo consideraron la física de las guías de ondas como lo hicieron muchos de sus colegas investigadores, sino también las

propiedades del material. Sus resultados más importantes fueron que las pérdidas en medios dieléctricos eran causados principalmente por absorción y esparcimiento. La atenuación prevista de unos pocos dB/km resultó ser mucho menor que la medida en el tiempo. Consecuentemente, lo último era predominantemente causado por impurezas de iones de hierro. De esta forma, las fibras de vidrio de alta pureza aparecían como una buena candidata para las comunicaciones ópticas. Las pérdidas causadas por curvatura e imperfecciones de la guía de onda, así como la propagación y las pérdidas por radiación fueron analizadas y encontradas a ser pequeñas. En seguida, las fibras monomodo eran presentadas como los mejores medios de transmisión para comunicaciones ópticas. Las fibras monomodo podrían ser fabricadas escogiendo materiales con índices de refracción muy cercanas. El profesor Kao concluyó en una afirmación futurística: "[...] una fibra construida de material vidrioso con una estructura revestida [...] representa una posible y práctica guía de onda óptica, con un potencial importante para una nueva forma de medios de comunicación [...] Comparado con el cable coaxial existente y los sistemas de radio, esta forma de guía de onda tiene una mayor capacidad de información y posibles ventajas en el costo de las materias básicas".

El profesor Kao, junto con sus nuevos colegas, T. W. Davies, M. W. Jones, and C. R. Wright, demostraron tiempo después que la silica fundida (SiO_2) tenía la pureza requerida para las comunicaciones ópticas. De esta forma, se comenzó una intensa investigación en todo el mundo con el objetivo de producir fibras de vidrio con mínimas pérdidas. Cuatro años después, el profesor Kao junto con un equipo de investigadores de la *Corning Glass Works* en los Estados Unidos, trabajaron inteligentemente en un método químico llamado *CVD (Chemical Vapor Deposition)* para fabricar fibras de vidrio de silica fundida con las mínimas pérdidas posibles. Para fabricar un núcleo y un revestimiento con índices de refracción muy cercanos, ellos doparon titanio en el núcleo de la silica fundida y usaron silica fundida pura en el revestimiento. Hoy en día, la atenuación de la luz en la longitud de onda de $1,55 \mu m$ en fibras está debajo de $0.2 dB/km$. De esta forma, la fibra óptica moderna es un medio extraordinariamente transparente, con más de 95% de transmisión después de 1,0 km de propagación.

Las comunicaciones ópticas hoy en día han alcanzado su presente escenario gracias a una serie de avances que han sido esenciales, como son, la fabricación de los diodos emisores de luz (LEDs) y los láseres de diodo basados en *GaAs* ($800 - 900 nm$) y posteriormente por los láseres de *InGaAsP* ($1,0 - 1,7 \mu m$). Debido a esto, las ventanas

de comunicación óptica evolucionaron de 870 nm a 1,3 μm y, finalmente, a 1,55 μm donde las pérdidas de la fibra son mínimas.

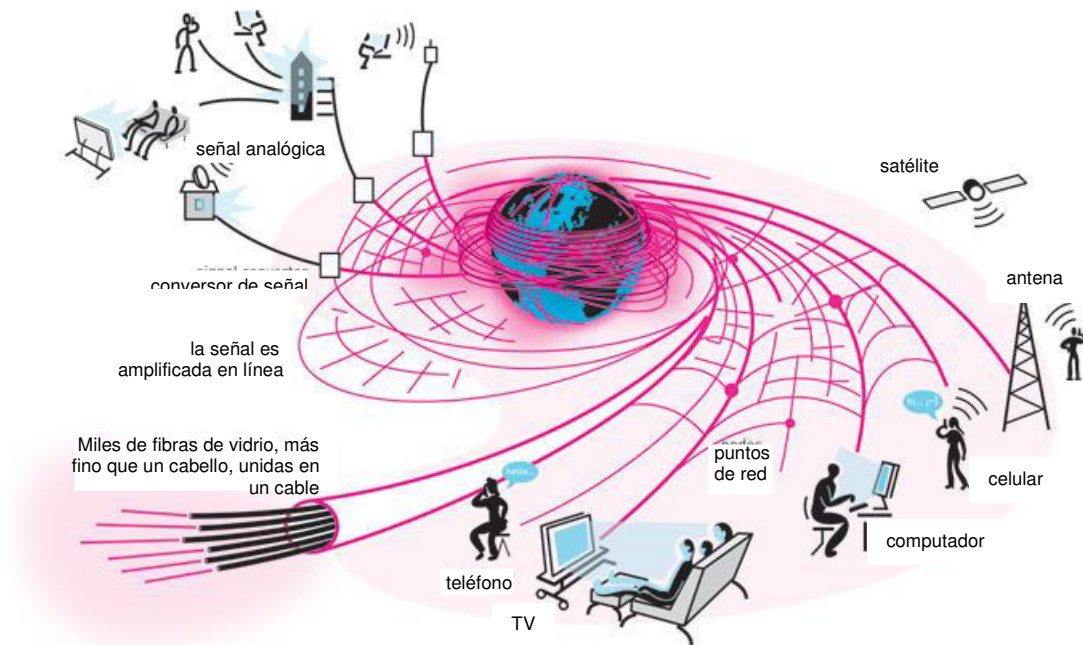


Fig.1. Vista artística de la comunicación mundial.

La comunicación global, y en particular la Internet y la telefonía de larga distancia, se basan ahora principalmente en la tecnología de fibras ópticas. Como se ha señalado anteriormente, la principal ventaja de ondas ópticas comparadas con las ondas de radio es la alta frecuencia que permiten altas tasas de transmisión de datos. Hoy en día, varios terabits por segundo pueden ser transmitidos en una única fibra lo cual representa un aumento por un factor de un millón al que podría haber alcanzado hace cincuenta años con la transmisión de las señales de radio. La fibra óptica también ha sido importante para un gran número de otras aplicaciones, tales como, en la medicina, en la tecnología láser y sensores. Un ejemplo interesante del uso de la fibra óptica para comunicaciones en la ciencia es la avanzada red de fibra desarrollada en el *Large Hadron Collider* en el *CERN* en Ginebra que transferirá grandes cantidades de información obtenida por el detector de partículas a los centros de cómputo de todo el mundo. Además, con la disponibilidad de láseres adecuados y el pequeño diámetro del núcleo de la fibra óptica, se hizo posible la observación de varios efectos no lineales en las fibras ópticas [2].

Entre los efectos más conocidos tenemos por ejemplo, la auto-modulación de fase, la modulación de fase cruzada, la mezcla de cuatro ondas, el esparcimiento Brillouin y el Raman estimulado. A inicios de los setenta, se sugirió que las fibras ópticas podían soportar pulsos con características no lineales, debido a un balance entre el efecto dispersivo y un efecto no lineal. Estos pulsos ópticos no lineales fueron llamados de “solitones”.

Esta monografía técnica, consta de cinco capítulos. En el segundo capítulo presentaremos una breve introducción de láseres y pulsos cortos. En el tercer capítulo daremos una revisión sobre fibras ópticas y los efectos no lineales que aparecen en las fibras ópticas cuando un intenso pulso de luz se propaga a través de ella. En el cuarto capítulo, presentaremos la discusión y análisis de los resultados obtenidos a partir de los cálculos analíticos realizados con el programa comercial “*MathCad*”. Por último, en el quinto capítulo presentamos las conclusiones de nuestro trabajo.

CAPITULO 2

Láseres y Pulsos cortos

La llegada del láser en la década de los 60, permitió a los investigadores entender muchos procesos ópticos no lineales que no se podían observar con lámparas de luz incoherentes. Debido a que estamos interesados en entender algunos procesos no lineales que ocurren en una fibra óptica cuando un pulso de luz de gran intensidad se propaga en ella, creímos necesario comentar de una forma básica los mecanismos básicos de funcionamiento de un láser de onda continua y la generación de pulsos cortos usando la técnica del bloqueo de modos. El compendio que sigue está basado literalmente en los libros de G. Agrawal [2], M. L. Calvo [6], A. E. Siegman [7], y otros [3-7].

2.1 Láser (Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de la Radiación)

Cuando un átomo es estimulado, este emitirá radiación electromagnética solo en ciertas frecuencias que correspondan a la separación de energía entre los varios estados permitidos. Considere un átomo con muchos estados de energía permitidos, caracterizados por los niveles de energía E_1, E_2, E_3, \dots , como en la figura 2.1a. Cuando se incide luz sobre el átomo, este solo puede absorber aquellos fotones con energía hf que coincide con la separación de energía ΔE entre dos niveles. A temperaturas normales, la mayoría de los átomos en una muestra están en el estado fundamental. Si un recipiente que contiene muchos átomos de un gas se ilumina con un haz de luz que contenga todas las posibles frecuencias (esto es, un espectro continuo), solo aquellos fotones con energías $E_2 - E_1, E_3 - E_1, E_4 - E_1$, etc., pueden absorberse. Como resultado de esta absorción, algunos átomos se elevan a varios niveles permitidos de mayor energía, llamados estados excitados.

Una vez que un átomo está en un estado excitado, hay una probabilidad constante de que saltará de vuelta a un nivel inferior mediante la emisión de un fotón, como se muestra en la figura 2.1b. Este proceso se conoce como emisión espontánea.

Por lo general, un átomo permanecerá en un estado excitado solo durante aproximadamente 10 ns. Un tercer proceso que es importante en láseres (enunciado por Einstein en 1917), es que un átomo que está en el estado excitado E_2 , como en la figura 2.1c, y un fotón con energía $hf = E_2 - E_1$ incidiendo sobre él, aumenta la probabilidad de que el átomo excitado regrese al estado base y por ende emita un segundo fotón con la misma energía hf . Observe que dos fotones idénticos resultan de la emisión estimulada: el fotón incidente y el fotón emitido. El fotón emitido está exactamente en fase con el fotón incidente. Estos fotones pueden estimular otros átomos para emitir fotones en una cadena de procesos similares.

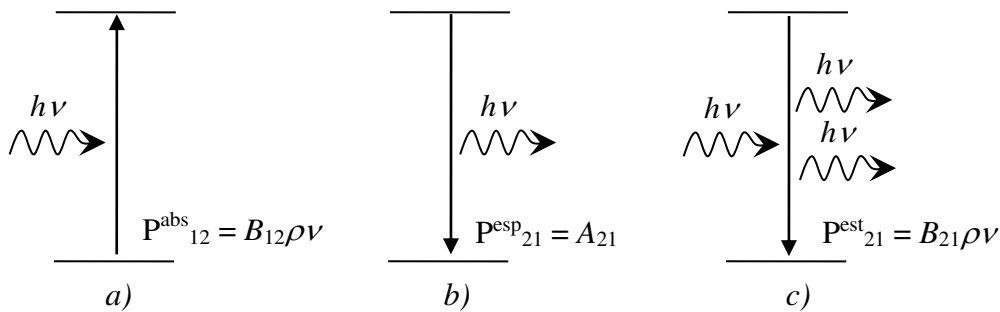


Fig. 2.1. Posibles transiciones radiactivas a un solo fotón entre dos niveles. a) absorción, b) emisión espontánea, c) emisión estimulada

Los láseres son dispositivos que generan o amplifican radiación coherente de luz en las regiones visible, infrarroja y ultravioleta del espectro electromagnético, y su nombre

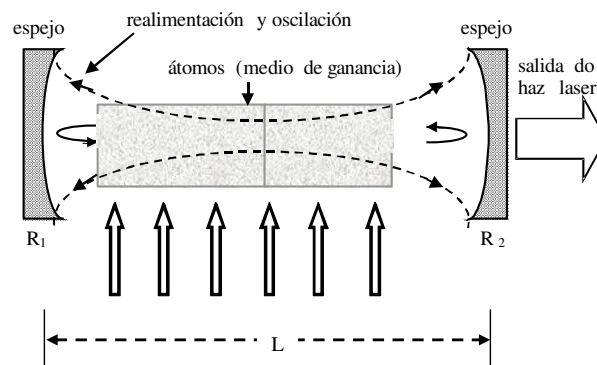


Fig.2.2. Diseño de una cavidad láser Fabry-Perot.

proviene de la abreviación en inglés de “*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*”. La intensa luz coherente (fase constante) en un láser es el resultado de la emisión estimulada. Para obtener luz láser se pueden usar altos voltajes o altas

intensidad de luz para poner más electrones en estados excitados que en el estado base, por lo que a este proceso se le llama inversión de población. El estado excitado del sistema debe ser un estado metaestable, lo cual significa que su tiempo de vida debe ser relativamente largo. Cuando este es el caso, ocurrirá emisión estimulada antes que emisión espontánea. Átomos “preparados” están en estados excitados (o sea, niveles cuánticos altos), y tienden a relajarse para estados de menor energía. Por eso no basta excitar algunos átomos, es necesario excitar todos los átomos posibles hasta crear la condición de “inversión de población” (en la cual hay más átomos excitados en un nivel superior del que en un nivel de menor energía). Cuando se prepara un átomo en el estado excitado, él retorna espontáneamente al estado de más baja energía dentro de un cierto periodo (tiempo de relajación). Pero es posible que esta transición se de estimulada por presencia de un campo electromagnético que interactúe con el átomo excitado. Para que el átomo “perciba” el campo es necesario que la longitud de onda de radiación λ sea muy próxima de la longitud de onda característica de la transición entre los estados excitados. En general, es fácil reconocer cuando la luz es emitida a través de emisión espontánea o de emisión estimulada. Cuando la emisión es espontánea, luz es emitida sin dirección preferencial (si el medio fuera homogéneo), y con una región de frecuencias en general mucho más ancha (consecuentemente sin relación de fase). Cuando la emisión es estimulada, la señal luminosa de entrada es amplificada coherentemente, esto es, la emisión de luz está en fase con la señal de entrada, tiene la misma dirección de propagación, y mismo color. Así, la señal de salida es una réplica del de entrada, con mayor amplitud. Básicamente los láseres contienen, un medio de ganancia (amplificador), un mecanismo de bombeo (*pump*), y un sistema de realimentación. El funcionamiento del láser, mostrado en la Fig.2.2, puede ser entonces descrito de la siguiente manera. Con el bombeo del medio láser, luz es emitida espontáneamente. Una pequeña fracción de esta luz ilumina uno de los espejos y es dirigida nuevamente para el medio de ganancia óptica, siendo amplificada. Al iluminar el otro espejo, ella es reflectada de nuevo para el medio de ganancia óptica y amplificada de nuevo. Desde que la ganancia total sea mayor que la perdida, la señal se torna cada vez mayor. La inversión de población entonces comienza a disminuir (lo que se llama de saturación de ganancia). Finalmente la ganancia se torna igual a las perdidas, y el láser entra en un régimen estacionario de oscilación. Note que el haz láser es la salida del oscilador, en general obtenida con la transmisión parcial de luz a través de uno de los espejos. Típicamente la reflexión de uno de los espejos es $\sim 100\%$ y el

otro refleja ~ 99 %, dejando pasar ~ 1,0 % de la intensidad incidente. Por el hecho de la luz ser reflejada entre espejos paralelos, la salida del láser se da en general bajo la forma de un haz paralelo de luz, altamente colimado (paralelo), monocromático y coherente (una sola fase define la onda electromagnética emergente). La Fig.2.3a, muestra el espectro de fluorescencia (línea roja) de un diodo láser semiconductor emitiendo en 980 nm, según se va incrementado la corriente al diodo, ver Fig.2.3b, las ganancias comienzan hacerse mayores que las pérdidas hasta que a una corriente umbral de aproximadamente 34 mA, la emisión láser se produce (línea azul).

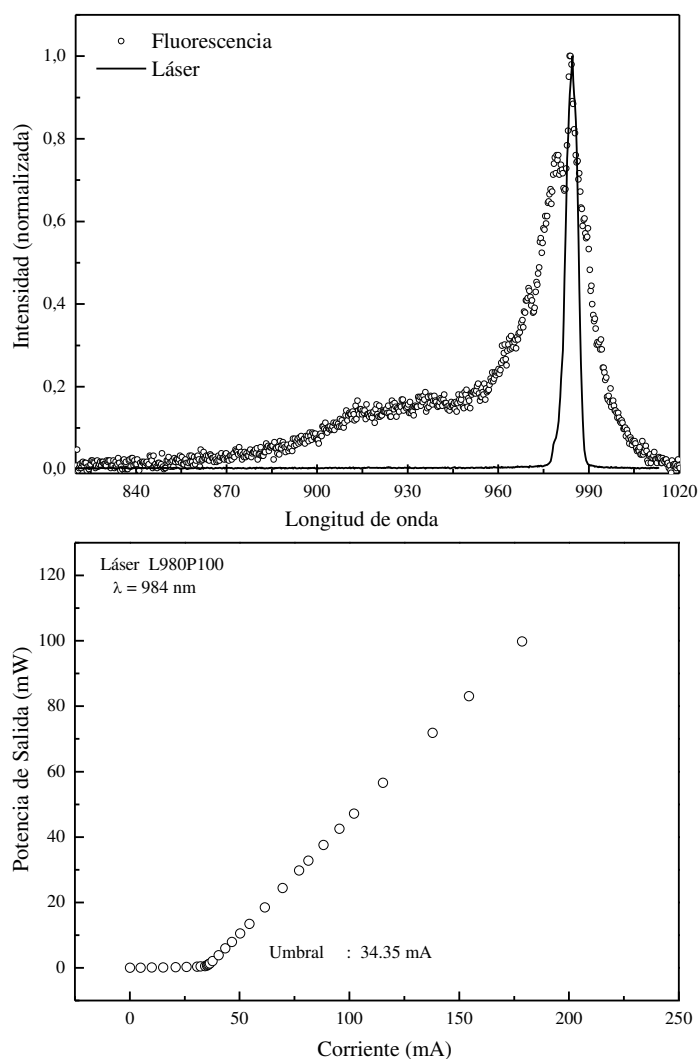


Fig.2.3. (a) Espectro de Fluorescencia y emisión láser de un diodo láser en 980 nm, (b) dependencia de la salida láser con la corriente.

2.2 Condiciones de Oscilación

Como fue mencionado antes, el láser funciona como un oscilador. Como tal, en el régimen estacionario después de una vuelta entera en la cavidad la señal debe volver a ser idéntica. Para ella entrar en funcionamiento, la ganancia debe exceder las pérdidas y así una pequeña señal es fuertemente amplificada. En este régimen la señal crece exponencialmente con la longitud del amplificador. La señal finalmente crece tanto que pasa a saturar la ganancia, no encontrando inversión de población suficiente para mantener la amplificación. La ganancia cae (satura) y la señal solo crece hasta la ganancia nuevamente ser igual a las pérdidas. En el régimen estacionario la condición de auto consistencia de la señal después de un “ida y vuelta (*roundtrip*)” debe ser satisfecha tanto en amplitud como en fase.

2.3 Auto consistencia de la Fase – Modos Longitudinales

La condición de auto consistencia de fase de la señal óptica después de una vuelta completa en la cavidad implica que la señal se debe repetir con una variación de un múltiplo entero de 2π . Por tanto,

$$e^{-i2\omega L/c} = e^{-im2\pi} \quad (2.1)$$

donde m es un entero. En una cavidad Fabry-Perot tal como es mostrada en la Fig.2.2 solo frecuencias que sean un múltiplo de las frecuencias naturales de la cavidad sobreviven. Esta condición hace posible la formación de una onda estacionaria y puede ser expresada como:

$$\omega = \omega_m = \frac{2\pi m c}{2L} \quad (2.2)$$

donde ω_m es la frecuencia angular del m -ésimo modo, L es longitud de la cavidad láser y c es la velocidad da luz. De esta forma, la salida del láser consiste de longitudes de onda discretos. Estas longitudes son llamadas de modos longitudinales de la cavidad ya que ellos representan frecuencias resonantes en la cual hay exactamente m medio

longitudes de onda, como puede ser visto en la Fig.2.4. De esta forma habrá diversos modos longitudinales dentro de la curva de ganancia del medio, como es mostrado en la Fig.2.5. El láser entonces puede oscilar en el modo central de estos modos longitudinales o en muchos modos longitudinales simultáneamente.

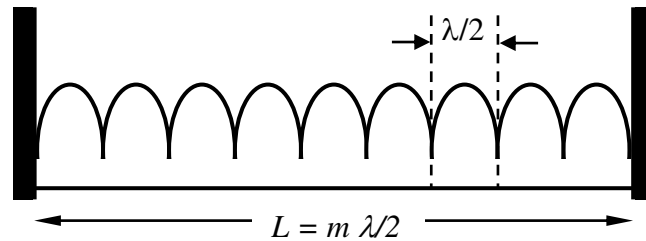


Fig..2.4. Condición de resonancia de los modos longitudinales en una cavidad láser.

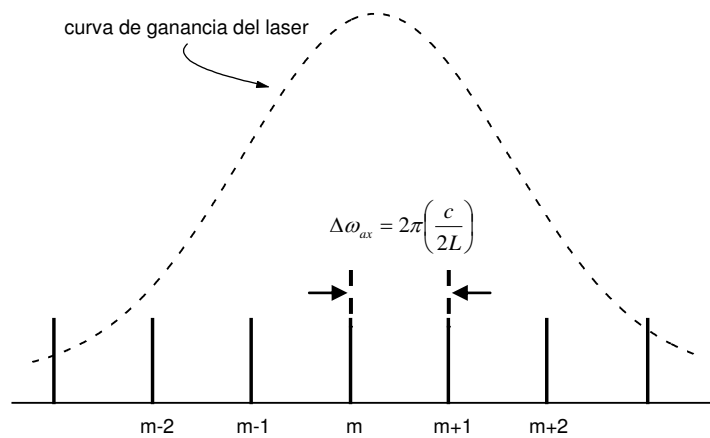


Fig.2.5. Perfil de ganancia en un sistema láser típico con los modos longitudinales permitidos en la cavidad.

Como se puede observar, la condición de “casamiento de fase (*phase-shift*)” crea una condición de frecuencias de oscilación. El láser no puede funcionar con cualquier frecuencia dentro del ancho de banda de fluorescencia del medio. Hay un conjunto discreto de frecuencias que pueden oscilar.

El entero m es el número de medias longitudes de onda existentes en la cavidad. Un valor típico puede ser estimado:

$$m = \frac{2L\omega}{2\pi c} = \frac{2L}{\lambda} \tag{2.3}$$

2.4 Pulsos cortos - Bloqueo de Modos (*Mode-Locking*)

Una de las propiedades más importantes de los láseres es su capacidad de generar pulsos de luz de corta duración. Históricamente, los primeros láseres fueron pulsados por ser los más fáciles de operar comparados a la operación de onda continua (*cw*). A partir de los finales de la década de los 60, con la generación accidental de pulsos gigantes en láseres de rubí, se comenzó a investigar diversas maneras de generar intencionalmente pulsos de luz de corta duración y alta potencia. Esta duración del pulso está en la escala de picosegundos (10^{-12} segundos) y femtosegundos (10^{-15} segundos), los cuales entenderemos por pulsos cortos. Para apreciar, por ejemplo, cuán corto realmente puede ser este pulso, piense que en un segundo la luz recorre una distancia equivalente a siete veces la circunferencia de la tierra, en cuanto que en un femto segundo la luz recorre solo una fracción de la espesura de un hilo de cabello humano. Actualmente es posible la generación de pulsos de duración inferior a 1,0 fs, e intensidades ópticas aproximándose a 10^{20} W/cm². Existen varios sistemas capaces de generar pulsos cortos utilizando diferentes técnicas. De esta forma, el principal desafío en el desenvolvimiento de estos láseres se debe a la motivación del rápido crecimiento de las aplicaciones que emplean pulsos cortos en los más variados campos de la ciencia básica y aplicada, incluyendo química, biología, física e ingeniería de telecomunicaciones. Algunos de estos procesos se dan en una escala de tiempo de pico segundo. De la misma forma, muchas reacciones químicas de interés tienen el proceso de formación de moléculas compuestas ocurriendo en esta escala de tiempo. Componentes electrónicos como transistores y circuitos integrados tienen una rapidez de respuesta que se aproxima a la marca de 1,0 ps, permitiendo el procesamiento de datos de alta velocidad. De la misma forma componentes de telecomunicaciones en la búsqueda de sistemas de transmisión comienzan a llegar al régimen de femto segundos. El uso de la óptica ultra rápida vino también a permitir la generación de pulsos eléctricos de centenas de femto segundos y a estudiar el comportamiento de materiales en esta escala de tiempo. Por otro lado, en la investigación y utilización de la óptica no lineal se hace uso de la corta duración de los pulsos de luz para garantizar altas potencias de pico y por tanto una buena eficiencia en el proceso estudiado. Con los límites ya alcanzados de pulsos ultracortos es posible estudiar átomos en una red cristalina antes que ellos tengan tiempo de dislocarse por vibraciones, y también pulverizar átomos con campos eléctricos gigantes obtenidos con luz. Íntimamente

asociada a la generación de pulsos de luz ultracortos, esta la detección de estos pulsos con resolución temporal apropiada. El desenvolvimiento de las técnicas de medición ultra rápida vino a permitir el desarrollo de técnicas de generación de pulsos más cortos, y a través del proceso inverso, la existencia de pulsos ultra cortos motivo y permitió la expansión de técnicas de medidas ultra rápidas. De esta forma, el estudio de los procesos envueltos en la generación de pulsos de pico y femto segundos está íntimamente ligado a las técnicas de medición capaces de detectarlos.

2.4.1 Características

El estudio de pulsos ultracortos exige una nueva manera de pensarse en la luz. A primera vista se tiende a mezclar las diversas escalas de tiempo envueltas, aunque ellas sean distintas por órdenes de magnitud. La manera más intuitiva de pensar en pulsos de luz ultracortos es de encarar los pulsos como envoltorios de muchos fotones concentrados a lo largo de algunos milímetros (o menos), y viajando todos juntos con la rapidez de la luz. Tal envoltorio se comporta como una entidad microscópica, y pueden aun ser fotografiados al atravesar un material semitransparente. Es correcto pensar en que posición el pulso de luz esta en cada instante, y el atraso de algunos picosegundos puede ser fácilmente conseguido aumentándose el camino óptico en algunos milímetros. Conociéndose la rapidez de la luz es fácil determinar que un pulso de luz de 100 ps de duración mide 30 mm. Dos pulsos ultra cortos separados por 10 ns son dos envoltorios de fotones separados en el espacio por 3 m, y viajando en el espacio uno atrás del otro. Como veremos adelante, una situación común es tener un tren de pulsos, que consiste de una secuencia de grupos de fotones, separados típicamente por unos nanos segundos, esto es, decenas de centímetros.

La tasa de repetición con que los pulsos pasan puede ser rápida, típicamente centenas de millones de pulsos por segundo, y la duración de cada pulso individual puede ser muy inferior a la separación entre pulsos consecutivos. Entre tanto, ninguna de estas escalas de tiempo tiene relación directa con la frecuencia ω de la onda. Un pulso de luz rojo tiene un campo eléctrico oscilando $\sim 5 \times 10^{14}$ veces por segundo, y la oscilación del campo existe apenas en la región ocupada por los envoltorios de los fotones. Típicamente el periodo de oscilación del campo es $10^2 - 10^5$ veces inferior a la duración de un pulso ultra corto. En algunos casos raros, es posible generarse pulsos de luz tan cortos que su duración se hace comparable con el periodo de oscilaciones

ópticas. Físicamente no hay ningún problema con esto, excepto que se hace difícil precisar en este caso cual es la frecuencia de oscilación de la onda, esto es, cual es el color del pulso. Como será discutido abajo, asociado a un pulso muy corto está un espectro muy ancho.

2.4.2 Técnicas de Generación de Pulsos

Por el hecho de tener una cavidad resonante definida por espejos, el láser tiene modos longitudinales de oscilación. Aunque la estructura transversal del haz del láser sea bien definida por modos transversales, la generación de pulsos cortos envuelve la manipulación de los modos longitudinales. De esta forma, en toda la discusión que se sigue, cuando no especificado, nos estaremos refiriendo a los modos longitudinales de la cavidad. La existencia del modo está asociada a la autoconsistencia del campo dentro de la cavidad en el régimen estacionario.

Un pulso corto es una superposición coherente de muchas frecuencias senoidales, cuyas amplitudes se suman constructivamente en un punto en el tiempo. En un láser, las frecuencias de oscilación permitidos son conocidos como modos longitudinales del láser, determinados por dos factores: (1) La frecuencia modal permitida por la geometría del láser y (2) la ganancia del ancho de banda del material láser. La frecuencia de los modos permitidos es determinada por el requisito que en una cavidad láser el campo eléctrico se debe repetir después de una ida y vuelta de la luz. El ancho de banda de la ganancia es determinado por la configuración atómica del material láser.

En general, las fases relativas entre los modos longitudinales del láser fluctúan de forma aleatoria. Si las fases relativas no fuesen fijadas, la salida del láser varía en el tiempo, aunque la potencia media se mantenga constante. Por otro lado, si los modos fuesen forzados a mantener entre si una relación de fase y amplitud constante, la salida del láser sería una función del tiempo periódica bien definida, y el láser sería considerado como modos bloqueados (“*mode-locked*”). El bloqueo de modos (*mode-locking*) puede producir una salida que consiste en un tren de pulsos regularmente espaciados. El pulso tiene una duración temporal que es aproximadamente igual al inverso del ancho de banda total, y una periodicidad temporal igual al tiempo de una vuelta completa en la cavidad. La relación entre la duración del pulso y su periodo es aproximadamente igual al número de modos bloqueados. Las formas de obtenerse bloqueo de modos recaen en dos clases principales, denominadas de activo y pasivo. En

el caso pasivo el bloqueo de modos es obtenido a través de la inserción de un absorbedor saturable en la cavidad, y es una forma simple y eficaz de generar pulsos cortos. En el bloqueo de modos activo se inserta en la cavidad un modulador accionado por una señal externa, produciendo una pérdida que varía en el tiempo con una frecuencia $\Delta\omega'$. Si $\Delta\omega' \neq \Delta\omega$, esta pérdida simplemente modulara la amplitud de energía de cada modo en la cavidad. Si $\Delta\omega' = \Delta\omega$, cada modo tendrá modulación en la amplitud de las bandas laterales las cuales cambiarán energía con las frecuencias que coinciden con los modos adyacentes. Como resultado, las fases de todos los modos tienden a bloquearse.

Como fue mencionado arriba, el número de modos que pueden oscilar en la cavidad depende del medio de ganancia y de los parámetros de la cavidad. Entonces, en un punto arbitrario de la cavidad, el campo eléctrico óptico con oscilación en varios modos (en notación compleja) es dado por

$$E(t) = \sum_m E_m e^{i[(\omega_0 - m\Delta\omega)t + \phi_m]} \quad (2.4)$$

donde la sumatoria se extiende sobre todos los modos oscilantes, ω_0 es escogida arbitrariamente, como una frecuencia de referencia, y ϕ_m es la fase del m -ésimo modo. El campo eléctrico $E(t)$, es periódico en $T \equiv 2\pi/\Delta\omega = 2L/c$, si todas las fases ϕ_m fuesen fijas. Pero en la mayoría de los láseres, estas fases varían de forma aleatoria con el tiempo, llevando a fluctuaciones en la intensidad del láser, siendo difícil su utilización en experimentos en donde la coherencia temporal es importante. Entonces una manera de generar pulsos cortos es haciendo con que las fases y las amplitudes de los modos mantengan una relación fija entre sí (modos acoplados), donde la intensidad de oscilación del láser es un tren periódico de pulsos con un periodo T .

Suponiendo por ejemplo que ϕ_m es igual a cero y que la amplitud para los M modos oscilantes es la misma (ejemplo, $E_m = 1$), se tiene que

$$E(t) = \sum_{-(M-1)/2}^{(M-1)/2} e^{i(\omega_0 + m\Delta\omega)t} = e^{i\omega_0 t} \frac{\text{sen}(M\Delta\omega t/2)}{\text{sen}(\Delta\omega t/2)} \quad (2.5)$$

La potencia media de salida del láser es proporcional a $E(t)E^*(t)$ y es dada por

$$P(t) \propto \frac{\text{sen}^2(M\Delta\omega t/2)}{\text{sen}^2(\Delta\omega t/2)} \quad (2.6)$$

Algunas de las propiedades de $P(t)$ son

1. La potencia es emitida en la forma de un tren de pulsos con un período T dado por $T = 2\pi/\Delta\omega = 2L/c$.
2. La potencia de pico es igual a M veces la potencia media y M^2 veces la potencia de cada modo, siendo M el número de modos sincronizados.
3. Substituyendo $T = 2\pi/\Delta\omega$ en τ , se obtiene

O sea, la duración temporal τ del pulso generado es aproximadamente igual al inverso del ancho de línea de la ganancia, como es mostrado en la Fig.2.6 para el caso de siete modos oscilantes con igual amplitud y fase.

$$\tau \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.7)$$

La duración temporal del pulso, tiempo entre los puntos de media intensidad (FWHM), es aproximadamente $\tau = T/M$. La Fig.2.7 muestra que cuanto mayor el número de modos menor la duración del pulso. Además de las técnicas de *mode-locked* activo y pasivo, existe otro llamado de *mode-locked* síncrono. En este tipo de *mode-locked* la generación de pulsos cortos se basa en la posibilidad de modular la ganancia del láser de forma periódica, con periodo igual al transito de ida y vuelta del pulso en la cavidad. El *mode-locked* síncrono es utilizado en láseres cuyo tiempo de vida del estado en cuestión es menor que el tiempo característico de la cavidad. Pueden ser utilizados por ejemplo, láseres de colorante y de centros de color. La mayor ventaja de utilizarse el *mode-locked* síncrono es que con la eliminación del elemento modulador en la cavidad (como el absorbedor saturable), las perdidas caen significativamente, y por tanto potencias más elevadas pueden ser obtenidas. La desventaja de este tipo de láser es que se precisa de otro láser generando pulsos cortos.

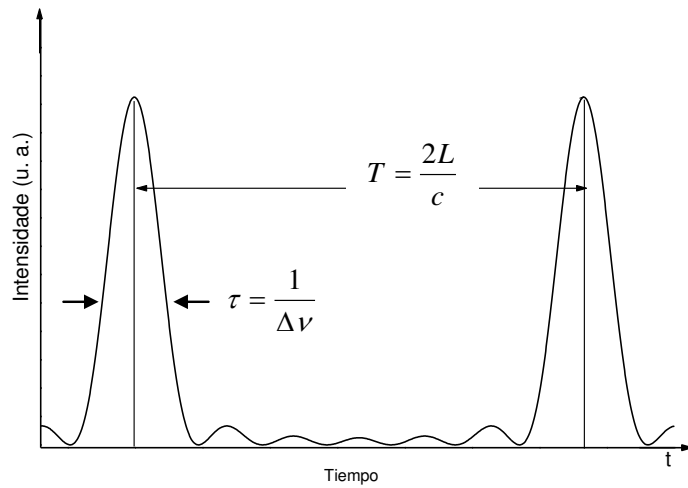


Fig.2.6. Conducta temporal de la intensidad del campo para el caso de siete modos oscilantes con igual amplitud y fase.

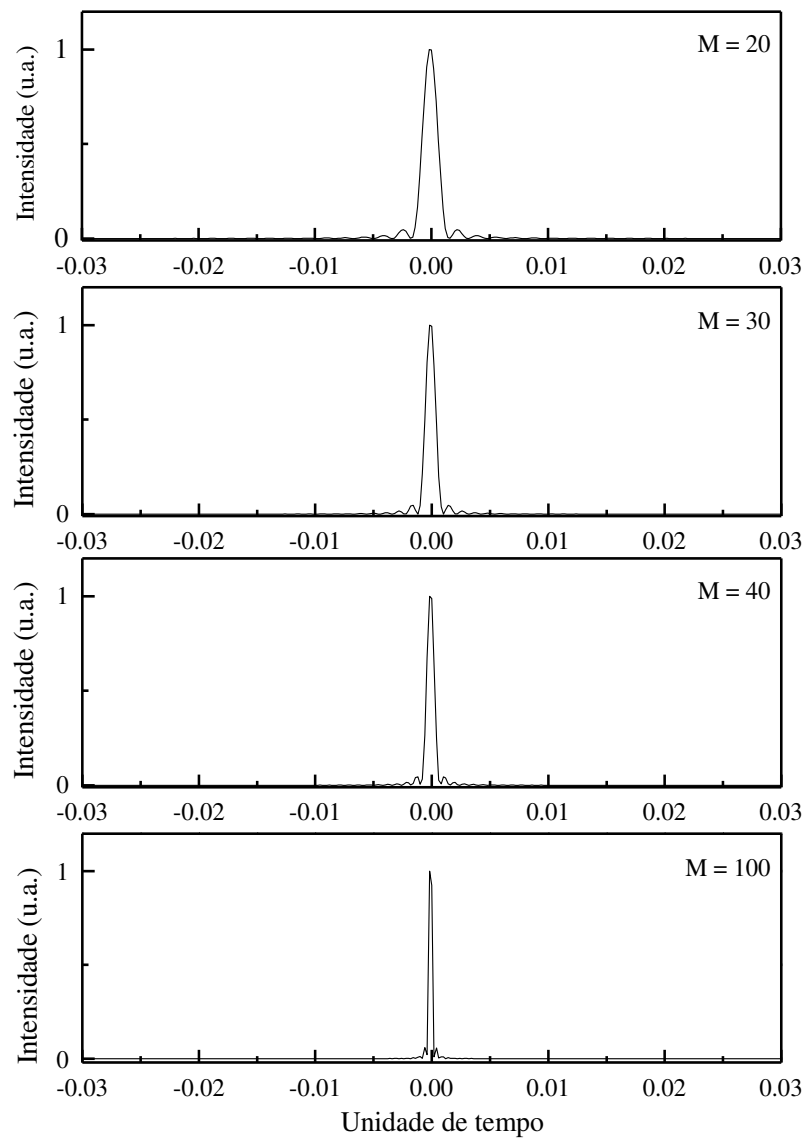


Fig.2.7. El ancho temporal del pulso, tiempo entre los puntos de media intensidad (FWHM), es aproximadamente $\tau = T / M$. O sea cuanto mayor el número de modos menor el ancho temporal del pulso.

CAPITULO 3

Fibras Ópticas

En este capítulo describiremos los aspectos más importantes de una fibra óptica, así como los parámetros más importantes que influyen en la propagación de un pulso óptico a través de una fibra como son la atenuación, dispersión de la velocidad de grupo (GVD), y algunos efectos no lineales que surgen cuando un pulso óptico intenso se propaga dentro de una fibra óptica. Contenidos que han sido resumidos del libro del Prof. G. Agrawal [2].

3.1 Características Físicas de las Fibras

En su forma más simple, una fibra óptica de óxido de silicio (SiO₂) consiste de un núcleo central (*core*) envuelta por una capa de revestimiento (*cladding*) cuyo índice de refracción (n_2) es ligeramente inferior al del núcleo (n_1). Tales fibras, son generalmente referidas como fibras de índice de paso (*step-index*), para distinguirlas de aquellas de índice gradual (*graded-index*) en la cual el índice de refracción del núcleo disminuye gradualmente del centro al contorno del núcleo. La Fig.3.1 muestra esquemáticamente la sección transversal y el perfil del índice de refracción de las fibras de índice gradual y de índice de paso.

La teoría electromagnética elemental muestra que la luz se puede propagar en la fibra en un número finito y discreto de distribuciones de campos transversales llamados "modos". Cada modo de propagación en la fibra presenta una distribución espacial de los campos eléctricos y magnéticos diferente. Estos modos están relacionados con dos parámetros que caracterizan las fibras ópticas: la diferencia relativa de los índices

núcleo - revestimiento definida por $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$ y la frecuencia normalizada

$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, donde a es el radio en el núcleo, λ es la longitud de onda y n_1 y n_2

son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento, respectivamente. De esta forma, el número exacto de modos que una fibra puede soportar es determinada por la longitud de onda λ y los índices de refracción n_1 y n_2 . El número de modos guiados en

una fibra de paso depende del parámetro V , donde apenas el modo fundamental existirá se $V < 2.405$ [6]. Consecuentemente una longitud de onda de corte (*cut-off*) λ_c , puede ser determinado a partir de los siguientes parámetros de la fibra

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2.405} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.1)$$

Si una longitud de onda mayor que λ_c es lanzada en la fibra, solo el modo fundamental será guiado. En fibras monomodo el tamaño del núcleo es reducido (5-10 micrones) de tal forma que solo un modo, el modo fundamental puede ser guiado. Si la longitud de onda es menor que λ_c habrá una propagación en varios modos.

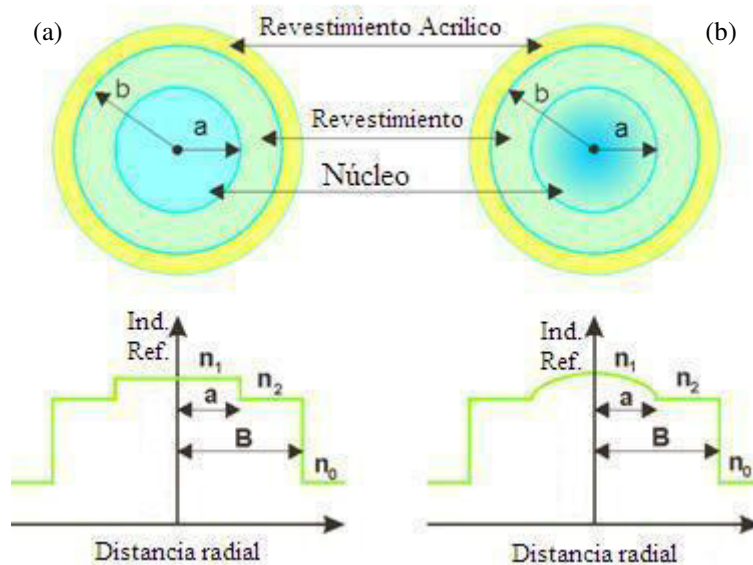


Fig. 3.1. Sección transversal y perfil del índice de refracción para fibras de (a) índice de paso y (b) índice gradual.

3.2 Atenuación de la Fibra

Un parámetro relevante en la fibra es la medida de la pérdida de potencia de la señal óptica durante la propagación en la fibra. Si P_0 es la potencia en la entrada de una fibra de longitud L , la potencia transmitida P_T es dada por

$$P_T = P_0 e^{-\alpha L} \quad (3.2)$$

donde α es la constante de atenuación, comúnmente referida como pérdida de la fibra. Es costumbre expresar la pérdida de la fibra en una unidad de dB/km a través de la relación:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343\alpha \quad (3.3)$$

donde la Eq.3.2 fue usada para relacionar α_{dB} y α .

Existen muchos factores que pueden contribuir a las pérdidas ópticas, siendo los más importantes la absorción y el esparcimiento en el material. El esparcimiento de la luz es causado por la no uniformidad del vidrio. Aun cuando la pureza y homogeneidad de la fibra sean cuidadosamente controladas durante el proceso de fabricación, el vidrio es desordenado por naturaleza. La luz se esparcirá de cualquier punto donde el índice de refracción cambie, como es representado en el lado izquierdo inferior de la Fig.2.2. La

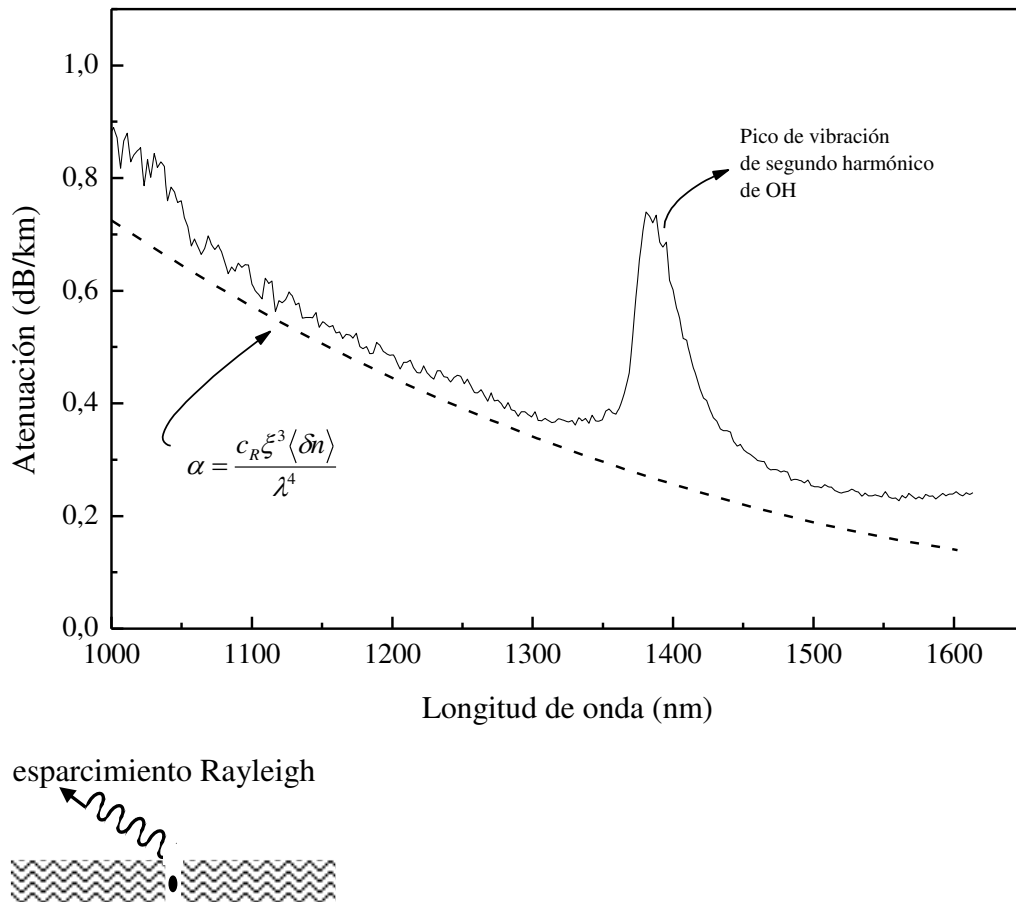


Fig.3.2. Medida de la pérdida α en función de la longitud de onda λ para una fibra patrón de telecomunicaciones. c_R es una constante igual a $2/3\pi$.

pérdida de transmisión en una fibra óptica tiene tres componentes claves: pérdida por absorción OH; Esparcimiento Rayleigh; y una cola de Urbach de vibraciones de Si-O no mostrada en la Fig.2.2. Hace casi un siglo atrás, Lord Rayleigh observó que el esparcimiento de luz de sitios que son menores que la longitud de onda era proporcional a la variación media del índice de refracción en el sitio ($\langle \delta n \rangle$) veces el tamaño del sitio (ξ^3) dividido por la cuarta potencia de la longitud de onda de la luz (λ^4).

Las fibras patrón para telecomunicaciones (SFT) exhiben una pérdida mínima del orden de 0.2 dB/km próximo de $1.55 \mu\text{m}$. La pérdida es considerablemente mayor en longitudes de ondas menores, atingiendo un nivel de $1-10 \text{ dB/km}$ en la región del visible. Nótese, sin embargo, que mismo una pérdida de 10 dB/km corresponde a una constante de atenuación de apenas $\alpha = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, un valor increíblemente pequeño comparando con otros materiales.

Una longitud efectiva en la cual la potencia transmitida cae a $1/e$ de su valor de entrada puede ser definido como, $L_{\text{efetivo}} = \frac{1}{\alpha}$.

3.3 Dispersión Cromática

La respuesta de un medio dieléctrico al pasaje de un campo electromagnético de baja intensidad se manifiesta a través de la dependencia del índice de refracción con la frecuencia ω . El origen de la dispersión cromática está relacionado con las frecuencias características de resonancia, en las cuales el medio absorbe la radiación electromagnética a través de las oscilaciones de los electrones ligados. Lejos de las resonancias del medio, el índice de refracción es bien aproximado por la ecuación de *Sellmeier*

$$n(\omega)^2 = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (3.4)$$

donde ω_j es la frecuencia de resonancia y B_j es la fuerza (*strength*) de los osciladores que participan de la j -ésima resonancia. La suma de la Eq. 3.4 se extiende sobre todas las resonancias del material que contribuyen para el intervalo de la frecuencia de interés.

En el caso de las fibras ópticas, los parámetros B_j y ω_j son obtenidos, experimentalmente, por el ajuste de la curva de dispersión medida con la Eq. 3.4, con $m = 3$ y depende de los constituyentes del núcleo. Para un bulk de silica fundida, estos parámetros son encontrados a ser $B_1 = 0.6961663$, $B_2 = 0.4079426$, $B_3 = 0.8974794$, $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$, y $\lambda_3 = 9.896161$, donde $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$ donde c es la rapidez de la luz en el vacío.

En el régimen lineal, la dispersión en la fibra desempeña un papel crítico en la propagación de pulsos cortos ya que diferentes componentes espectrales viajan a diferentes velocidades dadas por $c/n(\omega)$. Aun cuando los efectos no lineales no son importantes, el ensanchamiento del pulso inducido por la dispersión es perjudicial para sistemas de comunicación óptica de grandes distancias. Hay tres mecanismos básicos que son responsables por la dispersión en la fibra. Estos son la dispersión del material, la dispersión modal y la dispersión de la guía de onda. La dispersión del material surge debido a las interacciones entre la onda electromagnética y los electrones ligados del medio dieléctrico los cuales dependen de la frecuencia óptica ω . Cuanto a la dispersión modal, se tiene que diferentes distribuciones del campo electromagnético se dan para diferentes modos. Cada modo experimenta un índice de refracción diferente y consecuentemente se propaga en la fibra con velocidad diferente. La dispersión de la guía de onda se origina del hecho de que el diámetro del campo del modo varía con la frecuencia óptica. La contribución de esta orden de dispersión para la dispersión total es usualmente pequeña y puede ser despreciada en algunas fibras comerciales. Matemáticamente, los efectos de la dispersión en la fibra son calculados por la expansión de la constante de modo de propagación $\beta(\omega)$ en serie de Taylor alrededor de la frecuencia central ω_0 :

$$\beta(\omega) \equiv \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{4!} \beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (3.5)$$

donde $\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0}$, con $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

El envoltorio del pulso se mueve a la velocidad de grupo $v_g = 1/\beta_1$, en cuanto que el parámetro β_2 es responsable por el alargamiento del pulso. Los parámetros, β_1 , β_2 están relacionados con el índice de refracción $n(\omega)$ y sus derivadas a través de las relaciones:

$$\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\omega}{c} n \right) = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (3.6)$$

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \cong \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (3.7)$$

donde n_g es el índice de refracción de grupo.

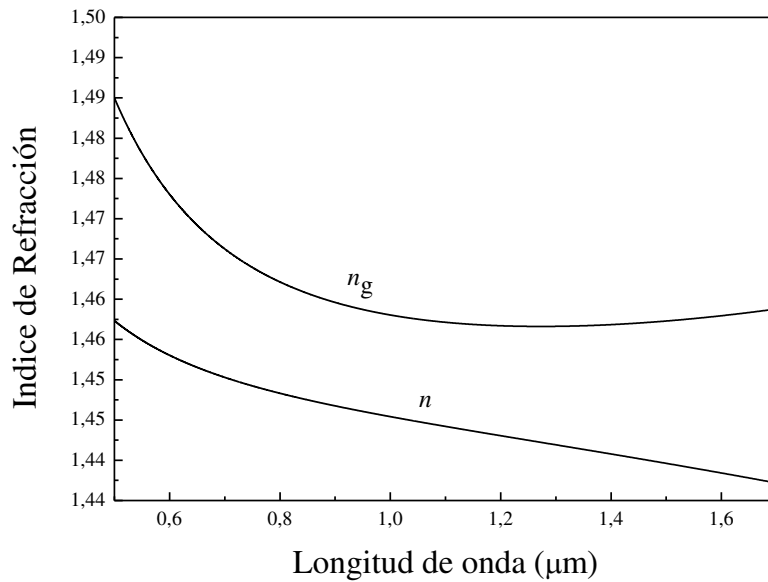


Fig.3.3. Variación del índice de refracción n e índice de grupo n_g con longitudes de onda para sílica fundida.

Las figuras 3.3 y 3.4 muestran las variaciones de n y n_g y β_2 con la longitud de onda λ para sílica fundida obtenidas a través de las Eqs.(3.4), (3.6) e (3.7). La característica más notable es que β_2 se anula en una longitud de onda alrededor de $1.27 \mu\text{m}$, y se hace negativo para longitudes de ondas mayores. La longitud de onda para el cual $\beta_2 = 0$ es frecuentemente referido como longitud de onda de dispersión nula λ_D . Propagación de pulsos cerca de $\lambda = \lambda_D$ requiere la inclusión del término cúbico en la Ec.(3.5). Tales efectos dispersivos de mayor orden pueden distorsionar los pulsos cortos en los

regímenes lineal y no lineal. Su inclusión es sin embargo necesario solo cuando la longitud de onda λ del pulso se aproxima a λ_D cerca de unos pocos nanómetros. La figura 3.5 muestra la dispersión total de una fibra mono modo, la cantidad trazada es el parámetro de dispersión D que es comúnmente usada en la literatura de fibras ópticas en lugar de β_2 . Este parámetro D está relacionado a β_2 por la relación

$$D = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (3.8)$$

Una interesante característica de la dispersión de la guía de onda es que su contribución a D (o β_2) depende de los parámetros de diseño de la fibra tales como el radio del núcleo a y la diferencia de índice núcleo-revestimiento Δ . Esta característica puede ser usada para dislocar la longitud de onda de dispersión cero λ_D en la vecindad de 1,55 μm donde la pérdida de la fibra es mínima. Tales fibras llamadas de dispersión dislocada (*dispersion-shifted*) son muy usadas para aplicaciones en sistemas de comunicación óptica.

Los efectos no lineales en fibras ópticas pueden manifestar una conducta cualitativamente diferente dependiendo del signo del parámetro de dispersión β_2 o D . Ya que

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (3.9)$$

β_2 es generalmente conocido como la Dispersión de la Velocidad de Grupo (*Group Velocity Dispersion*) o simplemente GVD por sus siglas en ingles. La dispersión de la velocidad de grupo es la tasa por la cual la velocidad de grupo cambia en función de la longitud de onda, o sea, ella gobierna la tasa por la cual las componentes de frecuencia de un pulso, cambian su tiempo relativo. La GVD puede cambiar la forma temporal del pulso por alargamiento o estrechamiento, dependiendo del corrimiento de frecuencia (*chirp*) inicial del pulso. Un pulso se dice que tiene *chirp* (chirrido) debido al corrimiento en frecuencias que ha experimentado y se ha ensanchado temporalmente. En el caso de la GVD positiva o también llamada de región de dispersión normal, $\lambda < \lambda_D$ ($\beta_2 > 0$), las frecuencias menores (rojo) viajan más rápido que las de alta

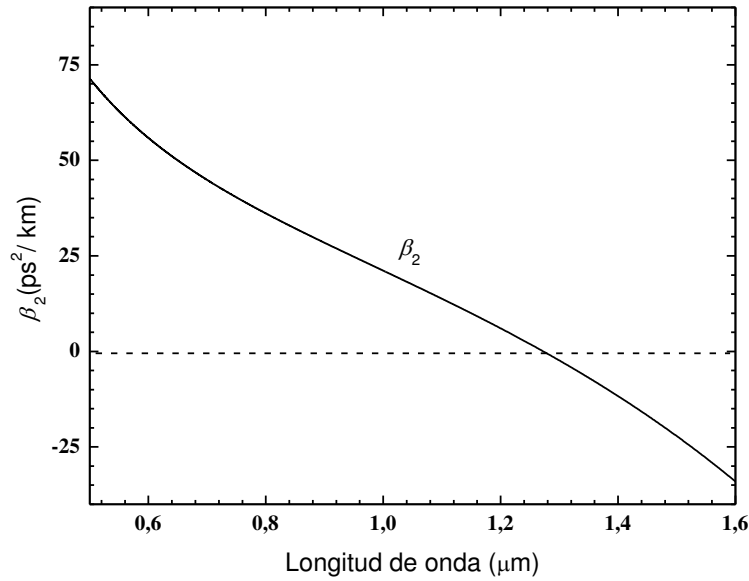


Fig.3.4. Variación de β_2 con longitudes de onda para sílica fundida.

frecuencia (azul), habiendo un ensanchamiento temporal del pulso, si no hubiera barradura inicial. En el caso contrario, donde $\lambda > \lambda_D$ ($\beta_2 < 0$), la región es llamada de dispersión anormal o GVD negativo. Aquí el pulso también se ensancha, solo que el azul viaja más rápido que el rojo. Como se puede ver en la Fig. (3.4), las fibras de sílica exhiben dispersión anómala cuando la longitud de onda de la luz excede la longitud de onda de dispersión cero ($\lambda > \lambda_D$). El régimen de dispersión anómala es de gran interés para el estudio de efectos no lineales debido a que en este régimen las fibras ópticas pueden soportar solitones a través de un balance entre los efectos dispersivos y no lineales.

3.4 No Linealidades en Fibra

La respuesta de cualquier dieléctrico a la luz se hace no lineal para campos electromagnéticos intensos, y las fibras ópticas no son la excepción. A nivel fundamental, el origen de la respuesta no lineal está relacionado al movimiento inarmónico de los electrones ligados bajo la influencia de un campo aplicado. Como resultado, la polarización inducida \vec{P} de los dipolos eléctricos es no lineal en el campo eléctrico \vec{E} , pero satisface la relación más general

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\vec{\chi}^{(1)} \cdot \vec{E} + \vec{\chi}^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \vec{\chi}^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right), \quad (3.10)$$

donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío y $\chi^{(j)}$ ($j=1, 2, \dots$) es la susceptibilidad de orden j -ésimo. Para los efectos de la polarización de la luz, $\chi^{(j)}$ es un tensor de orden $(j + 1)$. La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ representa la contribución dominante para \vec{P} . Sus efectos son incluidos a través del índice de refracción n y el coeficiente de atenuación α . La susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es responsable por los efectos no lineales como la generación de segundo armónico y la generación de suma de frecuencia. Sin embargo, $\chi^{(2)}$ solo es diferente de cero para medios que carecen de una simetría de inversión a nivel molecular.

Como el SiO_2 es una molécula simétrica, la susceptibilidad de segunda orden desaparece para vidrios de silica. Como un resultado, fibras ópticas normalmente no exhiben efectos no lineales de segundo orden. No obstante, los momentos dipolo magnético y cuádruplo eléctrico pueden generar débiles efectos no lineales de segundo orden. Defectos o centros de color dentro del núcleo de la fibra pueden también contribuir a la generación de segundo orden bajo ciertas condiciones.

3.4.1 Índice de Refracción no Lineal

Los efectos no lineales de menor orden en fibras ópticas se originan de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, la cual es responsable para fenómenos tal como la generación de tercer armónico, mezcla de cuatro ondas, e índice de refracción no lineal. Al menos que esfuerzos especiales sean realizados para alcanzar casamiento de fase, los procesos no lineales que envuelven generación de nuevas frecuencias (es decir, generación de tercer armónico y mezcla de cuatro ondas) no son eficientes en fibras ópticas. La mayoría de los efectos no lineales en fibra ópticas se originan por tanto del índice de refracción no lineal, un fenómeno que se refiere a la dependencia de la intensidad del índice de refracción. En su forma más simple, el índice de refracción puede ser escrito como

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (3.11)$$

donde $n(\omega)$ es la parte lineal dado por la Ec.(3.2), E^2 es la intensidad óptica dentro de la fibra, y n_2 es el coeficiente de índice no lineal relacionado a $\chi^{(3)}$ por la relación

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}), \quad (3.12)$$

donde Re significa la parte real y el campo óptico es asumido a ser linealmente polarizado así que solo una componente de $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de cuarto orden contribuye al índice refractivo.

La dependencia de la intensidad del índice de refracción conduce a un grande número de efectos no lineales interesantes, las dos más ampliamente estudiadas son auto modulación de fase (SPM) y modulación de fase cruzada (XPM). La auto-modulación de fase se refiere al desplazamiento de fase auto-inducido experimentado por un campo óptico durante la propagación en fibras ópticas. Su magnitud puede ser obtenido notando que la fase de un campo óptico cambia por

$$\phi = \tilde{n}k_0L = \left(n + n_2|E|^2\right)k_0L, \quad (3.13)$$

donde $k_0=2\pi/\lambda$ y L es la longitud de la fibra. El cambio de fase no lineal dependiente de la intensidad $\phi_{NL} = n_2k_0LE^2$ es debido a SPM. Entre otras cosas, SPM es responsable por el ensanchamiento espectral de pulsos ultracortos y formación de solitones ópticos en el régimen de dispersión anómalo en fibras.

Modulación de fase cruzada se refiere al cambio de fase no lineal de un campo óptico inducido por otro campo teniendo una longitud de onda diferente, dirección, o estado de polarización. Su origen puede ser entendido notando que el campo eléctrico total E es dado por

$$E = \frac{1}{2} \tilde{x} [E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t) + c.c.], \quad (3.14)$$

Cuando dos campos ópticos a frecuencias ω_1 y ω_2 , polarizados a lo largo del eje x , se propaga simultáneamente dentro de la fibra. El cambio de fase no lineal para el campo en ω_1 es entonces dado por

$$\phi_{NL} = n_2k_0L \left(|E_1|^2 + 2|E_2|^2\right), \quad (3.15)$$

Donde hemos despreciado todos los términos que generan polarización a otras frecuencias que ω_1 y ω_2 debido a su carácter de no casamiento de fase. Los dos términos del lado derecho de la Ec.(2.15) son debido a SPM y a XPM, respectivamente. Una importante característica de XPM es que, para campos ópticos igualmente intensos de diferentes longitudes de onda, la contribución de XPM al cambio de fase no lineal es dos veces más que de SPM. Entre otras cosas, XPM es responsable por el ensanchamiento asimétrico de pulsos ópticos co-propagantes.

CAPITULO 4

Análisis y Resultados

En este capítulo presentaremos los resultados obtenidos usando el cálculo analítico descritos por G. Agrawal en su libro “Nonlinear Fiber Optics”, donde se presentan los efectos combinados de la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) y la auto modulación de fase (SPM) dentro de una fibra bajo la solución de la ecuación de propagación de pulsos.

4.1 Diferentes Regímenes de propagación

La ecuación no lineal de Schrodinger (NLS) que gobierna la ecuación de pulsos ópticos mayor de 5,0 ps dentro de una fibra óptica, puede ser escrita como:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (4.1)$$

Donde A es la amplitud del envoltorio del pulso variando suavemente y T es medido en un marco de referencia moviéndose con el pulso a la velocidad de grupo v_g ($T = t - z/v_g$). Los tres términos del lado derecho de la Ec. (4.1), gobierna, respectivamente, los efectos de las pérdidas de la fibra, dispersión y no linealidad de los pulsos propagándose dentro de la fibra óptica. Dependiendo del ancho inicial T_0 y la potencia pico P_0 del pulso incidente, efectos dispersivos o no lineales pueden dominar a lo largo de la fibra. Es muy útil introducir dos escalas de longitud, conocidos como la **longitud de dispersión** (L_D) y la **longitud no lineal** (L_{NL}). Dependiendo de las magnitudes de L_D , L_{NL} , y la longitud de la fibra L , los pulsos pueden evolucionar de manera diferentes.

Vamos a introducir una escala de tiempo normalizada para el pulso de entrada de ancho T_0 como

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (4.2)$$

Al mismo tiempo, introducimos una amplitud normalizada U como

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} e^{-\alpha z/2} U(z, t) \quad (4.3)$$

El factor exponencial en la Ec.(4.3) es considerado para pérdidas de la fibra. Usando las Ecs. (4.1)-(4.3), $U(z, t)$ es encontrado a satisfacer

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} |U|^2 U \quad (4.4)$$

donde $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ depende del signo del parámetro GVD β_2 y

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (4.5)$$

La longitud de dispersión L_D y la longitud no lineal L_{NL} proporciona la escala de longitud sobre la cual los efectos dispersivo y no lineal se hacen importantes para la evolución del pulso. Dependiendo de las magnitudes relativas de L , L_D , y L_{NL} , la conducta de propagación puede ser clasificada en las siguientes cuatro categorías.

- a. Cuando la longitud L de la fibra es tal que $L \ll L_{NL}$ y $L \ll L_D$, ni los efectos dispersivos ni los no lineales tienen un papel significativo durante la propagación del pulso. La fibra tiene un papel pasivo en este régimen y actúa como un simple transportador de pulsos ópticos (excepto por reducir la energía del pulso debido a las pérdidas de la fibra).
- b. Cuando la longitud de la fibra es tal que $L \ll L_{NL}$ pero $L \sim L_D$, la evolución del pulso es gobernada por la GVD, y los efectos no lineales juegan un rol relativamente menor. El régimen dominante de la dispersión es aplicable cuando los parámetros de la fibra y el pulso son tal que

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad (4.6)$$

- c. Cuando la longitud de la fibra L es tal que $L \ll L_D$ pero $L \sim L_{NL}$. En este caso, la evolución del pulso en la fibra es gobernada por SPM que conduce al ensanchamiento espectral del pulso. El régimen dominante de no linealidad es aplicable cuando

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (4.7)$$

- d. Cuando la longitud de la fibra L es mayor o comparable a L_D y L_{NL} , la dispersión y la no linealidad actúan juntos cuando el pulso se propaga a lo largo de la fibra. La interacción de los efectos de GVD y SPM conducen a conductas cualitativamente diferentes comparadas cuando ellas actúan solas.

4.2 Ensanchamiento del Pulso inducido por Dispersión

El efecto de GVD en pulso ópticos propagándose en un medio dispersivo lineal puede ser estudiado haciendo $\gamma = 0$ en la Ec.(3.1). La solución $U(z, T)$ satisface la ecuación lineal de la derivada parcial:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (4.8)$$

La Ec.(4.8) es calculada el método de la transformada de Fourier. Si $\tilde{U}(z, \omega)$ es la transformada de Fourier de $U(z, T)$ tal que

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) e^{-i\omega T} d\omega \quad (4.9)$$

Entonces satisface una ecuación diferencial ordinaria

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U} \quad (4.10)$$

cuya solución es dada por

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) e^{\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z} \quad (4.11)$$

La ecuación (4.11) muestra que la GVD cambia la fase de cada componente espectral del pulso por una cantidad que depende de la frecuencia y de la distancia propagada. Aunque tales cambios de fase no afectan el espectro del pulso, ellos pueden afectar la forma del pulso. Sustituyendo la Ec.(4.11) en la Ec.(4.9), la solución general de la Ec.(4.8) es dado por

$$U(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) e^{\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z - i\omega T} d\omega \quad (4.12)$$

donde $\tilde{U}(0, \omega)$ es la transformada de Fourier del campo incidente en $z = 0$ y es obtenido usando

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) e^{i\omega T} dT \quad (4.13)$$

Las Ecs.(4.12) y (4.13) pueden ser usadas para pulsos de entrada de formas arbitrarias.

4.3 Pulsos Gaussianos

Como un ejemplo simple, consideremos el caso de un pulso Gaussiano para el cual el campo incidente es de la forma

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (4.14)$$

donde T_0 es el ancho medio, pero es costumbre usar el ancho completo en el medio máximo (*FWHM*) en lugar de T_0 . Para un pulso Gaussiano, los dos están relacionados por

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0 \quad (4.15)$$

Usando las Ecs. (4.12) – (4.14) y realizando la integración, la amplitud en cualquier punto z a lo largo de la fibra es dado por,

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (4.16)$$

De este modo, un pulso Gaussiano mantiene su forma en la propagación pero su ancho T_1 aumenta con z cuando,

$$T_1(z) = T_0[1 + (z/L_D)^2]^{1/2} \quad (4.17)$$

La Ec.(4.17) muestra como GVD ensancha un pulso Gaussiano. La medida del ensanchamiento es gobernada por la longitud de dispersión L_D . Para una longitud dada de fibra, los pulsos cortos se ensanchan más debido a una menor longitud de dispersión. En $z = L_D$, un pulso Gaussiano se ensancha por un factor de $\sqrt{2}$. En la figura (4.1) se muestra la medida del ensanchamiento inducido por dispersión para pulsos Gaussianos por los trazos de $|U(z, T)|^2$, en $z = 0, 2L_D$, y $4L_D$.

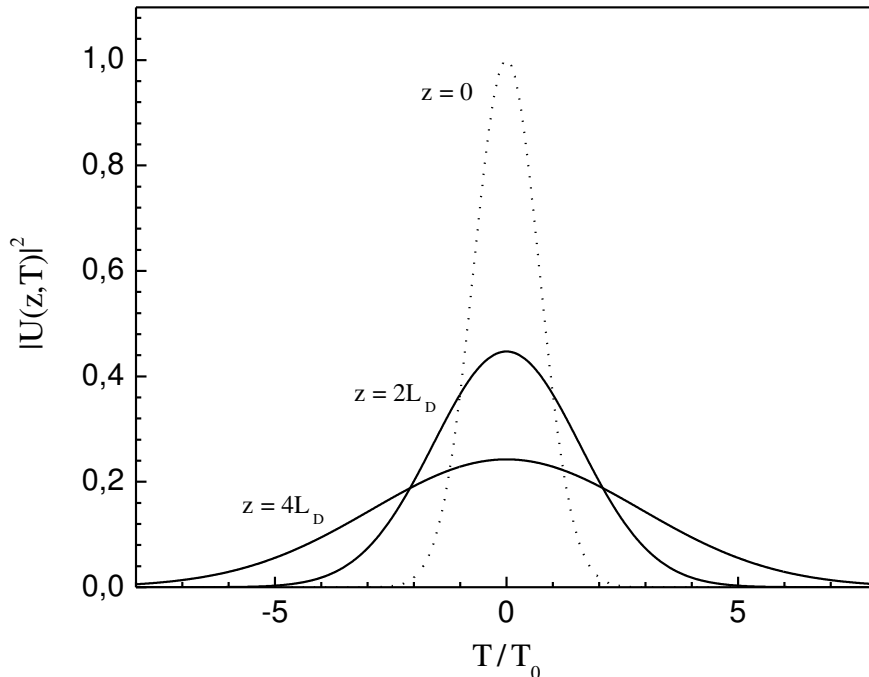


Fig.4.1. Ensanchamiento inducido por dispersión de un pulso Gaussiano dentro de un fibra en $z = 2L_D$ y $z = 4L_D$. La curva punteada muestra el pulso incidente en $z = 0$.

Una comparación de las Ecs.(4.14) y (4.16) muestra que aunque el pulso incidente no tiene *chirp* (sin modulación de fase), el pulso transmitido tiene *chirp*. Esto puede verse claramente escribiendo $U(z,T)$ en la forma

$$U(z,T) = |U(z,T)| \exp[i\phi(z,T)] \quad (4.18)$$

donde

$$\phi(z,T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D) T}{1 + (z/L_D)^2 T_0^2} \quad (4.19)$$

4.4 Pulsos Gaussianos con *Chirp*

Para un pulso Gaussiano inicialmente sin *chirp*, la Ec.(4.17) muestra que el ensanchamiento del pulso inducido por dispersión no depende del signo del parámetro GVD β_2 . De este modo, para un valor de la longitud de dispersión L_D , el pulso se ensancha por la misma cantidad en los regímenes de dispersión normal y anómala de la fibra. Esta conducta cambia si el pulso Gaussiano tiene un *chirp* de frecuencia inicial. En el caso de pulsos Gaussianos linealmente con *chirp*, el campo incidente puede ser escrito como

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}\right) \quad (4.20)$$

donde C es un parámetro de *chirp*. Usando la Ec.(4.18) se encuentra que la frecuencia instantánea aumenta linealmente de la cauda inicial a la final para $C > 0$ en cuanto lo opuesto ocurre para $C < 0$. Es común referirse al *chirp* como positivo o negativo dependiendo de si C es positivo o negativo.

El valor numérico de C puede ser estimado del ancho espectral del pulso Gaussiano. Sustituyendo la Ec.(4.20) en la Ec.(4.13), $\tilde{U}(0,\omega)$ es dado por

$$\tilde{U}(0,\omega) = \left(\frac{2\pi T_0^2}{1+iC}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1+iC)}\right) \quad (4.21)$$

El ancho medio espectral de la Ec.(4.21) es dado por

$$\Delta\omega = (1 + C^2)^{1/2}/T_0 \quad (4.22)$$

En la ausencia del *chirp* de frecuencia ($C = 0$), el ancho espectral es limitado por la transformada y satisface la relación $\Delta\omega T_0 = 1$. El ancho espectral aumenta por un factor de $(1 + C^2)^{1/2}$ en la presencia de un *chirp* lineal.

Para obtener el campo transmitido, $\tilde{U}(0, \omega)$ de la Ec.(4.21) es sustituido en la Ec.(4.12). La integración puede ser realizada analíticamente con el resultado

$$U(z, T) = \frac{T_0}{[T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)^{1/2}]} \exp\left(-\frac{(1 + iC)T^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)]}\right) \quad (4.23)$$

De este modo, un pulso Gaussiano con *chirp* mantiene su forma Gaussiana en la propagación. El ancho T_1 después de propagarse una distancia z está relacionada al

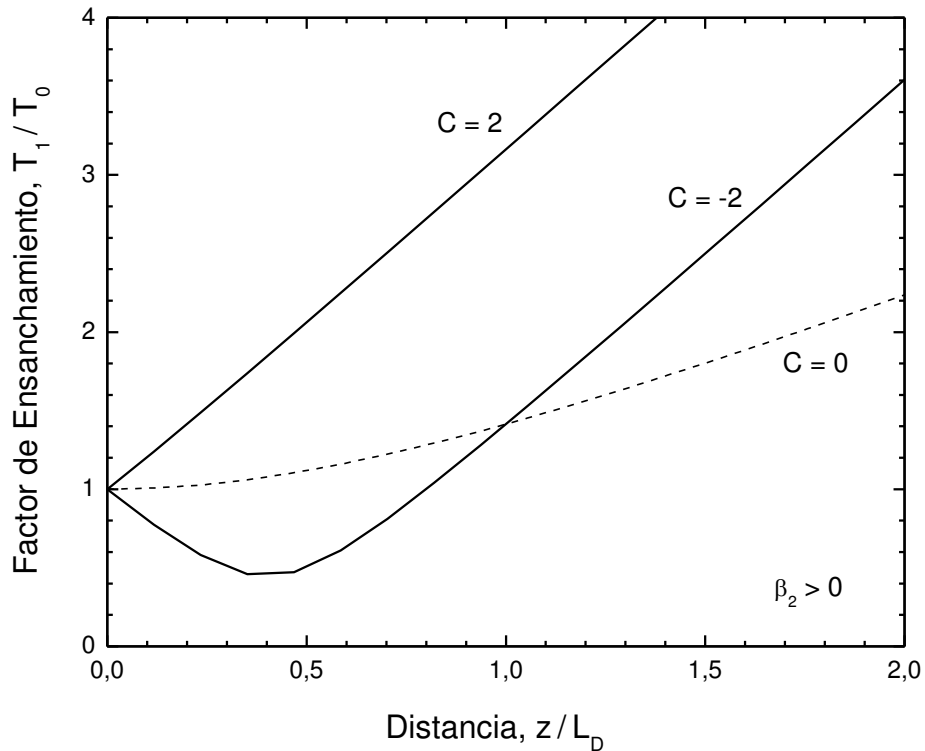


Fig.4.2. Factor de ensanchamiento para un pulso Gaussiano como una función de la distancia. La curva punteada corresponde al caso de un pulso Gaussiano sin *chirped*.

ancho inicial T_0 por la relación

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.24)$$

Esta ecuación muestra que el ensanchamiento depende del signo relativo del parámetro GVD β_2 y el parámetro del chirp C . Mientras que un pulso Gaussiano se ensancha monótonicamente con z si $\beta_2 C > 0$, este pasa por una fase inicial de estrechamiento cuando $\beta_2 C < 0$. En la figura 4.2 se puede ver esta conducta trazando el factor de ensanchamiento T_1/T_0 como una función de z/L_D para $C = 2$.

4.5 Pulsos Secantes Hiperbólicos

Aunque los pulsos emitidos de muchos láseres pueden ser aproximados por una forma Gaussiana, es necesario considerar otras formas de pulsos. De interés particular es el pulso de forma secante hiperbólica que ocurre naturalmente en el contexto de solitones ópticos y pulsos emitidos de algunos láseres de modos acoplados. El campo óptico asociado con tales pulsos frecuentemente toma la forma

$$U(0, T) = \operatorname{sech} \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left(-\frac{iCT^2}{2T_0^2} \right) \quad (4.25)$$

Donde el parámetro chirp C controla similarmente el *chirp* inicial como en la (4.20). El campo transmitido $U(z, T)$ es obtenido usando las Ecs. (4.12), (4.13) y (4.25). Infelizmente, no es fácil evaluar la integral en la Ec. (4.12) de una forma exacta para pulsos que no sean Gaussianos. La figura 4.3 muestra la forma del pulso transmitido calculado numéricamente en $z = 2L_D$ y $z = 4L_D$ para el caso de pulsos sin chirp ($C = 0$). Una comparación de las figuras (3.1) y (3.3) muestra que las características cualitativas del ensanchamiento inducido por dispersión son cercanamente idénticos para pulsos Gaussianos y “sech”. Note que T_0 que aparece en la Ec.(4.25) no es el *FWHM* pero está relacionado a este por

$$T_{FWHM} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0 \approx 1.763T_0 \quad (4.26)$$

Esta relación deberá ser usada si la comparación es hecha sobre la base del *FWHM*. La misma relación para un pulso Gaussiano es dada en la Ec.(4.15).

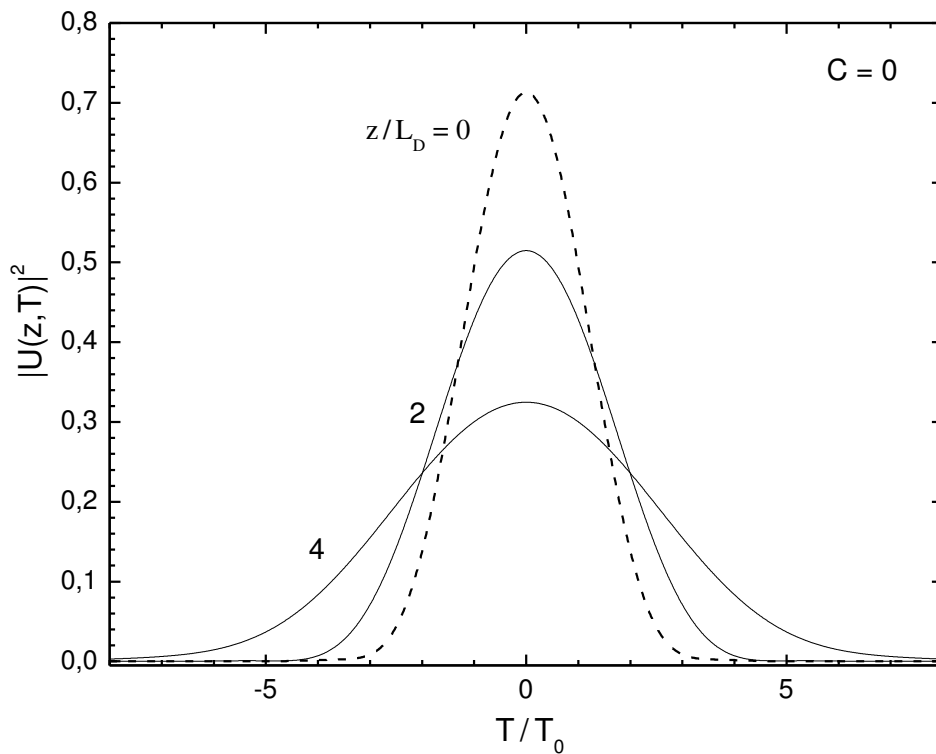


Fig. 4.3. Formas de pulsos en $z = 2LD$ y $z = 4LD$ de un pulso cuya forma en $z = 0$ (curva punteada) es descrita por un perfil “sech”. Compare con el caso de un pulso Gaussiano mostrado en la Fig.4.1

4.6 Automodulación de Fase

Una manifestación interesante de la dependencia de la intensidad del índice de refracción en medios ópticos no lineales ocurre a través de la automodulación de fase (SPM), un fenómeno que conduce al ensanchamiento espectral de pulsos ópticos. Este efecto genera una fase no lineal en el dominio espectral, y se manifiesta a través de la generación de nuevas componentes de frecuencias. Por tanto SPM, imprime al pulso un corrimiento espacial o ensanchamiento del espectro de frecuencias espaciales. Esta

sección considera a SPM como un simple ejemplo de los efectos no lineales que puede ocurrir en fibras ópticas.

4.6.1 Dislocamiento de Fase No Lineal

En términos de la amplitud normalizada $U(z,T)$ definida como en la Ec.(4.3), la ecuación de propagación de pulsos (4.4), en el límite $\beta_2 = 0$, se hace

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (4.27)$$

donde α es llevada en cuenta para la pérdida de la fibra. La longitud no lineal es definida como

$$L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1} \quad (4.28)$$

donde P_0 es la potencia pico y γ está relacionado con el índice de refracción no lineal n_2 . La ecuación (4.27) puede ser resuelta haciendo $U = V \exp(i\phi_{NL})$ e igualando las partes real e imaginaria de forma que

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} = \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} V^2 \quad (4.29)$$

Como la amplitud V no cambia a lo largo de la longitud de la fibra L , la ecuación de fase puede ser integrada analíticamente para obtener la solución general

$$U(L,T) = U(0,T) \exp[i\phi_{NL}(L,T)] \quad (4.30)$$

donde $U(0,T)$ es la amplitud del campo en $z = 0$ y

$$\phi_{NL}(L,T) = |U(0,T)|^2 \left(\frac{L_{ef}}{L_{NL}} \right), \quad (4.31)$$

con la longitud efectiva L_{ef} definida como

$$L_{ef} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (4.32)$$

La ecuación (4.30) muestra que SPM da surgimiento a un desplazamiento de fase dependiente de la intensidad pero la forma del pulso permanece invariante. El desplazamiento de fase no lineal ϕ_{NL} en la Ec.(4.31) aumenta con la longitud de la fibra. La cantidad L_{ef} tiene el papel de una longitud efectiva que es menor que L debido a las pérdidas de la fibra. En la ausencia de pérdidas en la fibra $\alpha = 0$, y $L_{ef} = L$. El

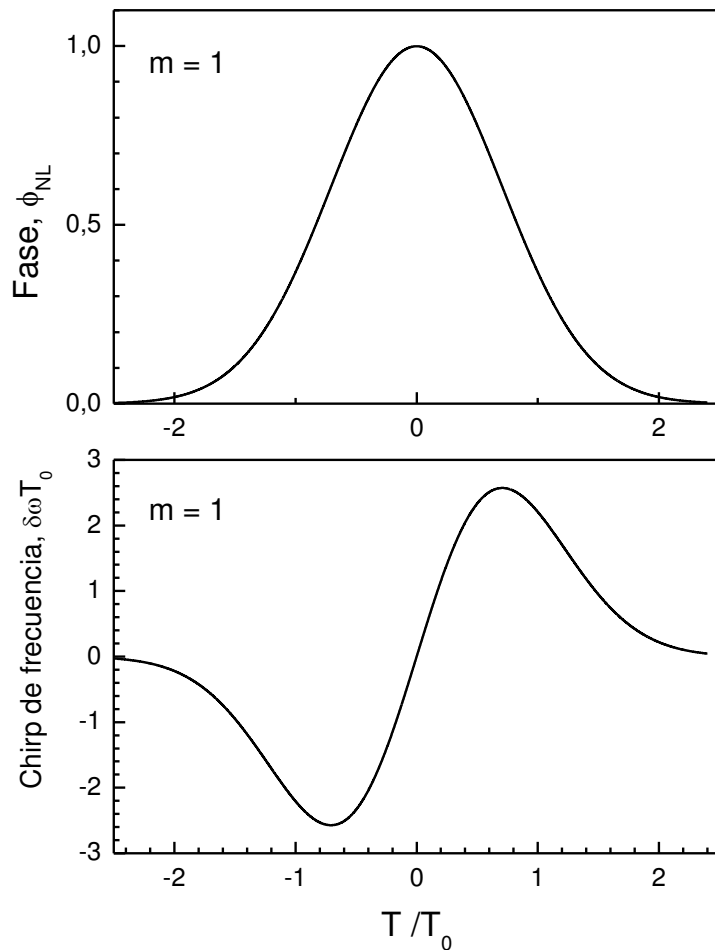


Fig.4.4. Variación temporal del desplazamiento de fase inducido ϕ_{NL} por SPM y el *chirp* de frecuencia $\delta\omega$ para un pulso Gaussiano.

dislocamiento de fase máximo $\phi_{m\acute{a}x}$ ocurre en el centro de la fibra localizado en $T = 0$. Con U normalizado tal que $|U(0,0)| = 1$, esto es dado por

$$\phi_{m\acute{a}x} = L_{ef}/L_{NL} = \gamma P_0 L_{ef} \quad (4.33)$$

El significado f\xedsico de la longitud no lineal L_{NL} es claro de la Ec.(4.33), es la distancia de propagaci3n efectiva en la cual $\phi_{m\acute{a}x} = 1$.

El ensanchamiento espectral del pulso inducido por SPM es una consecuencia de la dependencia temporal de ϕ_{NL} . Esto puede ser entendido notando que una fase variando temporalmente implica que la frecuencia 3ptica instant\nea difiere a trav\es del pulso de su valor central ω_0 . La diferencia $\delta\omega$ es dada por

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{ef}}{L_{NL}}\right)\frac{\partial}{\partial T}|U(0,T)|^2 \quad (4.34)$$

La dependencia temporal de $\delta\omega$ est\ relacionada como un *chirp* de frecuencia. El *chirp* inducido por SPM aumenta en magnitud con la distancia propagada. En otras palabras, nuevas componentes de frecuencias son generadas continuamente cuando el pulso se propaga en la fibra. Estas componentes de frecuencia generada por SPM ensancha el espectro sobre su ancho inicial en $z = 0$. La figura 4.4 muestra la variaci3n del dislocamiento de fase no lineal ϕ_{NL} y el *chirp* de frecuencia inducida $\delta\omega$ a trav\es del pulso en $L_{ef} = L_{NL}$ en el caso de un pulso Gaussiano ($m = 1$). Como ϕ_{NL} es directamente proporcional a $|U(0,T)|^2$ en la Ec.(4.31), su variaci3n temporal es id\ntico al de la intensidad del pulso. La variaci3n temporal del *chirp* inducido $\delta\omega$ tiene dos caracter\xsticas interesantes. Primero, $\delta\omega$ es negativo cerca a la parte delantera del pulso (dislocamiento al rojo) y se hace positivo cerca a la parte trasera del pulso (dislocamiento al azul). Segundo, el *chirp* es lineal y positivo (*up-chirp*) sobre una grande regi3n central del pulso Gaussiano.

4.6.2 Cambios en el Espectro del Pulso

Una estimativa de la magnitud del ensanchamiento espectral inducido por SPM puede ser obtenido del valor pico de $\delta\omega$ en la Fig.4.4. Más cualitativamente, podemos calcular el valor pico maximizando $\delta\omega(T)$ de la Ec.(4.35)

$$\delta\omega(T) = \frac{2m L_{ef}}{T_0 L_{NL}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (4.35)$$

Haciendo su derivada temporal igual a cero, el valor máximo de $\delta\omega$ es dado por

$$\delta\omega_{m\acute{a}x} = \frac{mf(m)}{T_0} \phi_{m\acute{a}x} \quad (4.36)$$

donde $\phi_{m\acute{a}x}$ es dada en la Ec.(4.33) y $f(m)$ es definida como:

$$f(m) = 2 \left(1 - \frac{1}{2m}\right)^{1-1/2m} \exp\left[-\left(1 - \frac{1}{2m}\right)\right] \quad (4.37)$$

El valor numérico de f depende de m solo ligeramente; $f = 0.86$ para $m = 1$ y tiende hacia 0.74 para valores mayores de m . Para obtener el factor de ensanchamiento, el parámetro del ancho T_0 deberá estar relacionado con el ancho espectral inicial $\Delta\omega_0$ del pulso. Para un pulso Gaussiano sin *chirp*, $\Delta\omega_0 = T_0^{-1}$, entonces la Ec.(4.36) se hace (con $m = 1$)

$$\delta\omega_{m\acute{a}x} = 0.86\Delta\omega_0 \phi_{m\acute{a}x} \quad (4.38)$$

Mostrando que el factor de ensanchamiento espectral es dado por el valor numérico del desplazamiento de fase máximo $\phi_{m\acute{a}x}$.

La forma actual del espectro del pulso es obtenido tomando la transformada de Fourier de la Ec.(4.30). Usando $S(\omega) = |\tilde{U}(L, \omega)|^2$, se obtiene

$$S(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp\left[i\phi_{NL}(L, T) + i(\omega - \omega_0)T\right] dT \right|^2, \quad (4.39)$$

En general, el espectro no solo depende de la forma del pulso, si no también, del “*chirp*” impuesto en el pulso. La figura (4.5) muestra el espectro de un pulso Gaussiano sin *chirp* para diferentes valores del desplazamiento de fase máximo $\phi_{m\acute{a}x}$. Para una dada longitud de fibra, $\phi_{m\acute{a}x}$ aumenta linealmente con la potencia pico P_0 de acuerdo a la Ec.(4.33). La característica más notable de la Fig.(4.5) es que el ensanchamiento

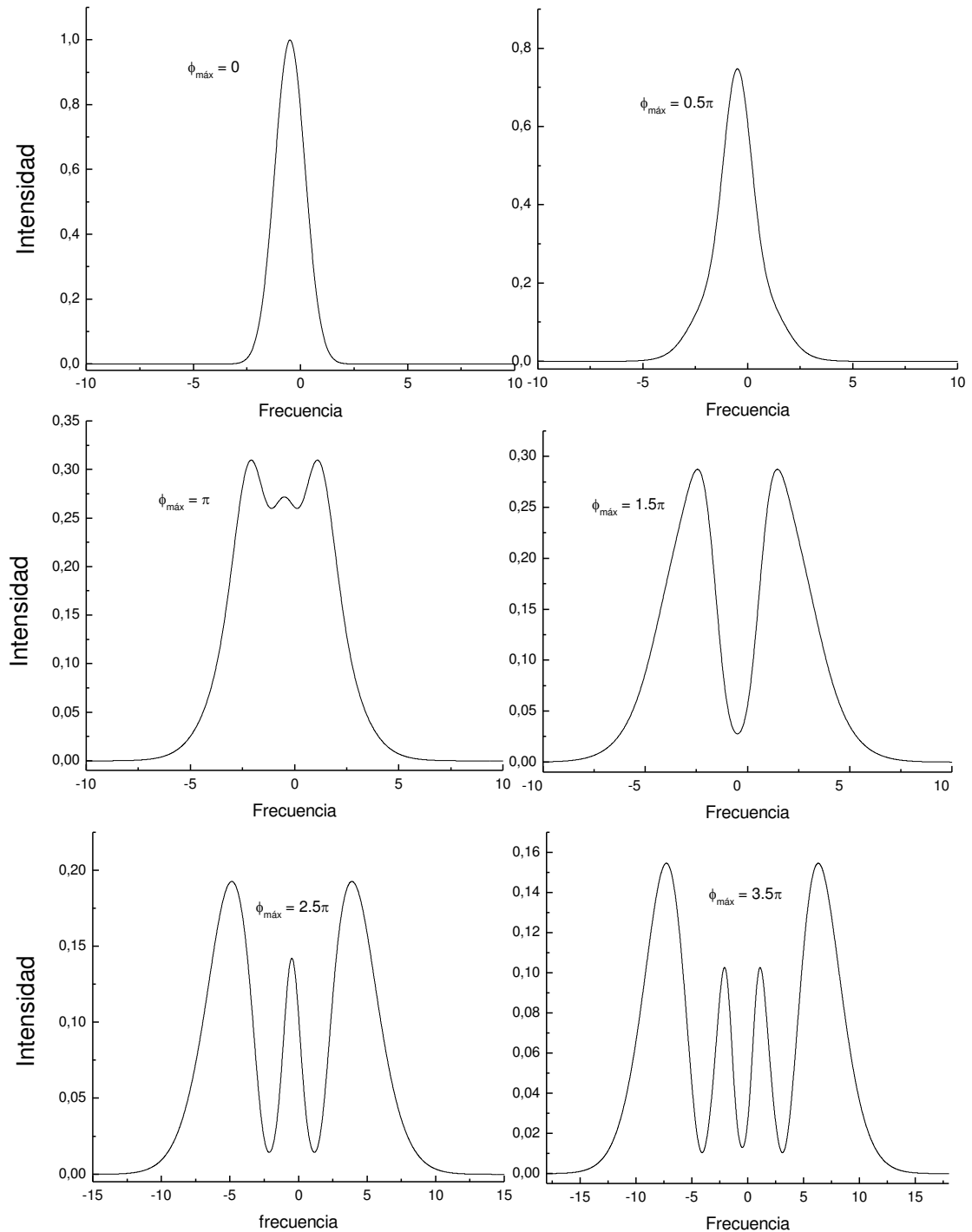


Fig.4.5. Espectro ensanchado por SPM para un pulso Gaussiano sin *chirp*. Los espectros son diferenciados por el desplazamiento de fase no lineal $\phi_{m\acute{a}x}$.

espectral inducido por SPM es acompañado por una estructura oscilatoria cubriendo la región total de frecuencia, el espectro consiste de muchos picos y los picos más externos son los más intensos. El número de picos depende de $\phi_{m\acute{a}x}$ y aumenta linealmente con esta. El origen de la estructura oscilatoria puede ser entendido observando la Fig.(4.4) donde la dependencia temporal del *chirp* de frecuencia inducido por SPM es mostrado. En general, el mismo *chirp* ocurre en dos valores de T , mostrando que el pulso tiene la misma frecuencia instantánea en dos puntos distintos. Cualitativamente hablando, estos dos puntos representan dos ondas de la misma frecuencia pero con fases diferentes que pueden interferir constructivamente o destructivamente dependiendo de su diferencia de fase relativa. La estructura de múltiples picos en el espectro del pulso es un resultado de tal interferencia. Matemáticamente, la integral de Fourier en la Ec.(4.39) otorga contribuciones dominantes en los dos valores de T en la cual el *chirp* es el mismo.

CAPITULO 5

Conclusiones

En esta monografía hemos discutido y analizado la propagación de pulsos de diferentes perfiles como son los pulsos con formato Gaussiano y “sech” con *chirp* y sin *chirp*, y se observo que el ensanchamiento debido a la dispersión ocurre en forma lineal tanto para el caso de los contornos Gaussianos como del “sech”. Estudiamos también el efecto no lineal que ocurre cuando intensos pulsos ópticos se propagan a través de la fibra, fenómeno llamado de automodulación de fase. Se observo en los gráficos mostrados, como el desplazamiento de fase máximo $\phi_{m\acute{a}x}$ influye en el ensanchamiento espectral, el cual es caracterizado por el número de oscilaciones en el espectro de frecuencia.

REFERENCIAS

- [1] “Two Revolutionary Optical Technologies”, compiled by the Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences. The Royal Swedish Academy Sciences (2009).
- [2] “Nonlinear Fiber Optics”, Govind P. Agrawal, Third Edition – Academic Press.
- [3] “Física Cuántica – Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos y Partículas”, por Eisberg – Resnick. Limusa Wiley (2008)
- [4] “Quantum Mechanics Vol.2”, por Claude Cohen – Tannoudji, Bernard Diu y Franck Laloe. A Wiley – Interscience Publication, John Wiley & Sons. New York 1977.
- [5] “Óptica”, por Eugene Hecht. Addison Wesley Iberoamericana, Madrid – 2002.
- [6] “Óptica Avanzada”, por María Luisa Calvo Padilla. Editorial Ariel S.A. Barcelona – Primera Edición 2002.
- [7] Anthony E. Siegman, “Lasers”, University Science Books, Hill Valley – California