



CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A.C.

FUNCIÓN DE RESPUESTA RAMAN EN FIBRAS DOPADAS CON P_2O_5

Tesis presentada por:

GUILLERMO SALCEDA DELGADO

Como requisito para obtener el grado de:

Maestro en Ciencias (Óptica)

Asesor de Tesis: Dr. Alejandro Martínez Ríos

León, Guanajuato

Diciembre 2011

AGRADECIMIENTOS

A todas las personas que intervinieron para que este proyecto fuera posible

A Dios

A mis padres

A Miriam Viridiana Guerrero Méndez

A mi familia

Al CIO

A mi asesor Alejandro Martínez Ríos

A David Monzón Hernández

A Ismael Torres Gómez

A todos mis profesores

A mis revisores

A CONACYT por mi beca

Índice

Resumen.....	8
Capitulo 1 "Introducción".....	9
1.1 Introducción.....	10
1.2 Esparcimiento Raman estimulado en fibras ópticas.....	11
1.3 Contenido de la tesis.....	15
1.4 Referencias.....	15
Capitulo 2 "Espectro de ganancia Raman".....	17
2.1 Espectro de ganancia Raman de fibras de sílice puro.....	18
2.2 Espectro de ganancia Raman de fibras dopadas con P_2O_5	20
2.3 Índice no lineal.....	22
2.4 Referencias.....	25
Capitulo 3 "Función de respuesta Raman".....	27
3.1 Introducción.....	28
3.2 Relaciones entre susceptibilidad, índice de refracción no lineal, ganancia Raman y función de respuesta Raman.....	32
3.3 Ajuste de la función de respuesta Raman a una superposición de funciones subamortiguadas desplazadas en fase.....	37
3.4 Contribución Raman al índice no lineal en fibras dopadas con P_2O_5	43
3.5 Fracción Raman.....	44
3.6 Referencias.....	46
Capitulo 4 "Propagación no-lineal".....	46
4.1 Ecuación no-lineal generalizada de Schrödinger (ENGs).....	47
4.2 Auto-desplazamiento Raman de frecuencia en fibras dopadas con P_2O_5	50
4.3 Referencias.....	55
Capitulo 5 "Conclusiones".....	56
5.1 Resumen general.....	57
5.2 observaciones.....	58
5.3 Conclusiones generales.....	58

Índice de figuras

Capitulo 1 "Introducción".....	9
Figura 1.1 Niveles de energía para esparcimiento Raman Stokes y anti-Stokes.....	12
Capitulo 2 "Espectro de ganancia Raman".....	17
Figura 2.1a Espectro de ganancia Raman del SiO ₂ para $\lambda_p=1.55 \mu\text{m}$ (para el caso depolarizado).....	19
Figura 2.1b Espectro de ganancia Raman normalizado del SiO ₂ para el caso de polarización paralela (curva negra) y para el caso polarizado ortogonalmente (curva roja).....	19
Figura 2.2 Espectro de ganancia Raman para una fibra dopada con 9 mol% de P ₂ O ₅ con una longitud de onda de bombeo de $\lambda_p=1.55 \mu\text{m}$	21
Figura 2.3 Espectro de Si-P-O a una $\lambda_p=1.55 \mu\text{m}$	21
Figura 2.4 Espectros resultantes de $g_R^{SiO_2-P_2O_5}$ para 3, 6, 9, 11, 14, 17 y 20 mol% de P ₂ O ₅ a una $\lambda_p=1.55 \mu\text{m}$	22
Figura 2.5 n_2 para sílice en función de la longitud de onda.....	22
Figura 2.6 Índice no lineal $n_2^{SiO_2-P_2O_5}$ en función de la concentración de P ₂ O ₅ a una longitud de onda dada.....	24
Figura 2.7 Índice lineal en función de la concentración de P ₂ O ₅	24
Capitulo 3 "Función de respuesta Raman".....	27
Figura 3.1 Función de respuesta Raman para sílice y varias concentraciones de P ₂ O ₅ para una λ_p de 1.55 μm	37
Figura 3.2 Comparación de la forma de las funciones de respuesta Raman de este trabajo con las reportadas en las referencias [5, 7] para el caso del sílice.....	39
Figura 3.3 Comparación de nuestro modelo (línea solida) con las respuestas Raman de las fibras dopadas con varias concentraciones de P ₂ O ₅ (puntos) obtenidas mediante la transformada inversa de Fourier.....	42
Figura 3.4 Contribución Raman al índice no lineal en fibras de sílice y a varios dopajes de P ₂ O ₅ para una λ_p de 1.55 μm	43
Figura 3.5 Fracción Raman en función de la concentración de P ₂ O ₅	44

Capítulo 4 "Propagación no-lineal".....	46
Figura 4.1a Densidad de la evolución temporal en 100 metros de fibra de sílice pura.....	51
Figura 4.1b Densidad de la evolución temporal en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P_2O_5	51
Figura 4.2a Retraso temporal del pulso de salida en 100 metros de fibra de sílice pura (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).....	52
Figura 4.2b Retraso temporal del pulso de salida en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P_2O_5 (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).....	52
Figura 4.3a Densidad de la evolución espectral en 100 metros de fibra de sílice pura.....	53
Figura 4.3b Densidad de la evolución espectral en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P_2O_5	53
Figura 4.4a Diferencia de longitud de onda del pulso de salida y entrada en 100 metros de fibra de sílice pura (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).....	54
Figura 4.4b Diferencia de longitud de onda del pulso de salida y entrada en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P_2O_5 (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).....	54

Índice de tablas

Capítulo 3 "Función de respuesta Raman".....	27
Tabla 3.1 Valores de los parámetros utilizados en el modelo de ensanchamiento intermedio.....	30
Tabla 3.2 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman del sílice.....	39
Tabla 3.3 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 3 mol% de P_2O_5	40
Tabla 3.4 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 6 mol% de P_2O_5	40
Tabla 3.5 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 9 mol% de P_2O_5	40
Tabla 3.6 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 11 mol% de P_2O_5	40
Tabla 3.7 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 14 mol% de P_2O_5	41
Tabla 3.8 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 17 mol% de P_2O_5	41
Tabla 3.9 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 20 mol% de P_2O_5	41

Índice de cuadros

Capitulo 3 "Función de respuesta Raman".....	27
Cuadro 3.1 Código en Mathematica utilizado para realizar el ajuste de las funciones de respuesta Raman.....	38

Resumen

En éste trabajo se realizo un estudio sobre el efecto “acelerador” en el auto-desplazamiento Raman de pulsos ultra-cortos en fibras de sílice puro y fibras dopadas con P_2O_5 .

Las fibras dopadas con P_2O_5 en comparación con las fibras de SiO_2 puro tienen mayor desplazamiento de frecuencia de acuerdo con su espectro de ganancia Raman.

El espectro de ganancia Raman para fibras dopadas con P_2O_5 puede ser del orden de la ganancia Raman pico a 13.2THz ($440.3cm^{-1}$) en SiO_2 para desplazamientos tan pequeños como 1.88THz ($62.7cm^{-1}$) lo que se traduce en un auto-desplazamiento Raman más rápido comparado con SiO_2 puro.

CAPÍTULO 1

Introducción

1.1 Introducción

La respuesta de algunos dieléctricos a la luz es no lineal para campos electromagnéticos intensos. El origen de la respuesta no lineal se relaciona al movimiento armónico de los electrones bajo la influencia de un campo aplicado. La disponibilidad de las fibras de sílice de bajas pérdidas, han contribuido al desarrollo, estudio y aplicaciones de efectos no-lineales en fibras ópticas tales como la refracción no-lineal, el esparcimiento Brillouin y Raman estimulados [1-3], entre otros. En el caso lineal, la respuesta del material descrita por la polarización inducida puede ser expresada de la siguiente forma [4]:

$$\tilde{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) \quad (1.1)$$

Donde $\tilde{P}(t)$ es la polarización inducida, $\tilde{E}(t)$ la intensidad del campo eléctrico aplicado, $\chi^{(1)}$ la susceptibilidad de primer orden (lineal) del material y ε_0 la permitividad eléctrica. En el caso no lineal la polarización total inducida P se puede expresar por medio de una expansión de series de potencia en $\tilde{E}(t)$, la cual es válida para excitación no resonante (ninguna transición electrónica) [4]:

$$\tilde{P}(t) = \varepsilon_0 \{ \chi^{(1)} \tilde{E}(t) + \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) + \chi^{(3)} \tilde{E}^3(t) + \dots + \} \quad (1.2)$$

Donde $\chi^{(1)}$ representa la susceptibilidad lineal y representa la mayor contribución de la polarización, $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad de segundo orden y es responsable de los efectos no lineales como la generación de segundo armónico y generación de suma de frecuencias, y $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad de tercer orden que es responsable de la generación del tercer armónico, mezclado de cuatro ondas y la refracción no lineal.

Con lo que podemos expresar la polarización de acuerdo a su orden:

$$\tilde{P}^{(1)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) \quad \text{Polarización lineal}$$

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) \quad \text{Polarización no lineal de segundo orden}$$

$$\tilde{P}^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}^3(t) \quad \text{Polarización no lineal de tercer orden}$$

La polarización no lineal de segundo orden no se presenta en materiales con simetría de inversión, como es el caso de las moléculas de SiO_2 , material del cual están formadas las fibras ópticas. Por otro lado, la polarización no lineal de tercer orden se presenta en materiales con o sin simetría de inversión y es el término de mayor importancia en la observación de efectos no-lineales en fibras ópticas. Los efectos no-lineales de tercer orden pueden ser de dos tipos:

- *Elásticos* en el sentido de que no hay intercambio de energía entre el campo eléctrico y el medio dieléctrico.
- *Inelásticos* en el sentido de que el campo óptico transfiere parte de su energía al medio no lineal.

El caso más importante de un proceso de esparcimiento elástico en fibras ópticas son los efectos originados por la refracción no-lineal. Los procesos de esparcimiento inelástico más importantes en fibras ópticas son el Esparcimiento Raman estimulado (SRS, Stimulated Raman Scattering) y el esparcimiento Brillouin estimulado (SBS, Stimulated Brillouin Scattering). Aquí estamos interesados en los efectos provocados por el esparcimiento Raman estimulado, particularmente en la propagación de pulsos ultracortos.

1.2 Esparcimiento Raman estimulado en fibras ópticas

El efecto Raman fue observado por primera vez como esparcimiento inelástico de luz por líquidos por C. V. Raman 1928 [4]. La luz esparcida contenía frecuencias diferentes de las de fuente de excitación [4]. Por otro lado, el esparcimiento Raman estimulado, fue descubierto en 1962 por Woodburg and Ng [5] en sus experimentos de Q-switch de un láser de ruby con una celda Kerr de nitrobenzenceno [4, 6, 5]. La primera observación del efecto Raman en vidrio fue hecha en cuarzo [7]. En contraste con otros medios, los vidrios no tienen líneas Raman muy pronunciadas, si no que consisten de muchas bandas ensanchadas con una estructura controlada por la topología local y los enlaces químicos. Las propiedades Raman de vidrios oxidados tales como SiO₂, GeO₂, B₂O₄ y P₂O₅ han sido objetos de considerable interés ya que son los materiales más comúnmente usados para fabricar fibras ópticas. La presencia de ganancia Raman puede transformar a una fibra óptica en un amplificador o láser Raman [8], e impone ciertas limitaciones en sistemas de comunicación y afectan la propagación de pulsos ultracortos.

En mecánica cuántica SRS es un proceso de dos fotones en el cual un fotón incidente (llamado de bombeo) es aniquilado para crear un fotón de una frecuencia diferente, mientras el medio es dejado en un diferente estado de energía [9,10]. Dependiendo del valor de la frecuencia del fotón esparcido se pueden identificar dos procesos (ver figura 1):

- El fotón esparcido es de menor frecuencia que el de bombeo: se genera por el resultado de la excitación del estado base del medio a un estado vibracional excitado por un esparcimiento inelástico de dos fotones. El fotón resultante es llamado fotón Stokes. Las frecuencias de las ondas Stokes ω_s y láser de bombeo ω_p se relacionan a través de $\omega_s = \omega_p - \omega_v$.

- El fotón esparcido es de mayor frecuencia que el de bombeo: En este proceso el medio ya se encuentra en un estado excitado por excitación térmica, así que el fotón esparcido puede ser de una frecuencia mayor y es llamado fotón anti-Stokes.

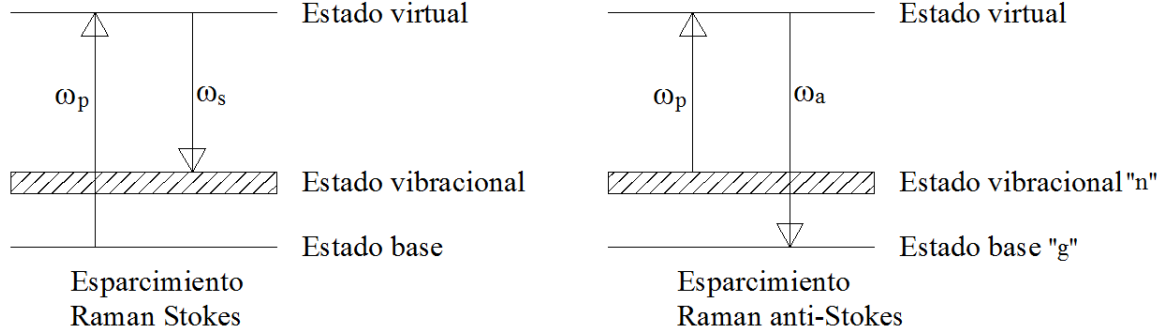


Figura 1.1 Niveles de energía para esparcimiento Raman Stokes y anti-Stokes.

Ya que en equilibrio térmico, la población del nivel “n” es más pequeña que la del nivel “g” por un factor Boltzmann $\exp(-\hbar\omega_v/kT)$, la probabilidad de esparcimiento anti-Stokes es más pequeña que la de esparcimiento Stokes [4, 11]. Típicamente $\hbar\omega_v \ll kT$, entonces el esparcimiento Raman espontáneo es dominado por la emisión Stokes.

El esparcimiento Raman estimulado involucra la incidencia de fotones Stokes y fotones de bombeo en el medio, lo que resulta en la emisión de un fotón Stokes coherente con los fotones Stokes incidentes [11]. De esta forma el campo Stokes experimenta ganancia y, como en el caso de esparcimiento Raman espontáneo, el medio es dejado en un estado excitado [11]. De hecho, el esparcimiento Raman espontáneo es un proceso incoherente donde el crecimiento del campo Stokes es proporcional a la distancia de propagación, mientras el esparcimiento Raman estimulado es un proceso coherente donde el campo Stokes crece de forma exponencial con la distancia.

El espectro de ganancia Raman puede ser determinado por medición directa de la ganancia experimentada por un campo Stokes a través de esparcimiento Raman estimulado después de propagarse a través de una fibra óptica [12, 13, 19-25, 26]. Despreciando la dispersión y suponiendo que la fibra mantiene la polarización, la evolución de las intensidades de bombeo y Stokes se pueden describir mediante [8]

$$I_S(z) = I_S(0) \exp(g_{\parallel}^R(\Delta\omega)I_p(0)L - \alpha(\omega_s)L) \quad (1.3)$$

Donde L es una longitud efectiva dada por [8, 12]

$$L = \frac{1}{\alpha(\omega_p)} (1 - \exp(-\alpha(\omega_p)z)) \quad (1.4)$$

Y el coeficiente de ganancia Raman está dado por

$$g_{\parallel}^R(\Delta\omega) = \frac{1}{I_p(0)L} \ln\left(\frac{I_s(z)}{I_s(0)}\right) \quad (1.5)$$

g_R es el coeficiente de ganancia Raman, el cual está relacionado con la sección transversal del esparcimiento Raman espontáneo [13], y se relaciona con la parte imaginaria de la susceptibilidad no lineal de tercer orden. Este coeficiente de ganancia Raman $g_R(\Delta\omega)$, donde $\Delta\omega \equiv \omega_p - \omega_s$ representa la diferencia entre la frecuencia de la bombeo y la frecuencia de la onda Stokes. En general el coeficiente de ganancia Raman depende de la composición del núcleo de la fibra y puede variar significativamente con el uso de diferentes dopantes, además de depender si el bombeo y la onda Stokes tienen el mismo estado de polarización o polarización ortogonal.

Una característica importante del SRS es que tiene un valor de umbral, es decir, la conversión de energía de bombeo a energía de Stokes ocurre solo cuando la intensidad de bombeo excede un cierto valor de umbral. Para una fibra monomodo con $\alpha L \gg 1$ (siendo α el coeficiente de pérdidas y L la longitud de la fibra), el valor de umbral de intensidad de bombeo para SRS está dado por [14]:

$$I_p^{th} \approx 16 \left(\frac{\alpha}{g_R} \right) \quad (1.6)$$

Cuando la potencia excede el valor de umbral el SRS lleva a la generación de una onda Stokes cuya frecuencia está determinada por el espectro de la ganancia Raman, y el correspondiente desplazamiento de frecuencia es llamado desplazamiento Raman o desplazamiento Stokes.

Las fibras ópticas de transmisión estándar con núcleo de sílice dopado con una pequeña concentración de GeO_2 tienen un bajo valor de ganancia Raman para un desplazamiento de frecuencia Raman de $\sim 440\text{cm}^{-1}$. Frecuentemente fibras ópticas especiales con alta ganancia Raman y/o varios picos de ganancia Raman son utilizadas para un número de aplicaciones tales como amplificadores Raman y láseres de fibra Raman. En la actualidad estas fibras especiales son llamadas fibras Raman. El espectro de esparcimiento Raman espontáneo que depende de la composición del vidrio determina el ancho de banda de la ganancia de una fibra. Entre otras características importantes de las fibras Raman que se deben considerar tenemos las siguientes:

- Desplazamiento de frecuencia Raman y ancho de banda de ganancia Raman
- Pérdidas ópticas
- Área modal efectiva

- Foto sensibilidad
- Umbral de daño catastrófico
- Compatibilidad con otros elementos de fibra de sistemas de comunicaciones y con tecnología de actual.

El desplazamiento de frecuencia en vidrios de germanio ha sido medido y es de aproximadamente 12.6THz (420cm^{-1}). En vidrios de P_2O_5 se tienen dos bandas de esparcimiento Raman desplazadas por 19.5THz (650cm^{-1}) y 39THz (1300cm^{-1}) por lo que son de gran interés, la sección transversal para estas bandas es 5.7 y 3.5 veces más alta comparada con la sílice.

La característica más importante del vidrio P_2O_5 es la presencia de la banda de esparcimiento Raman desplazada por 39THz (1300cm^{-1}), que es tres veces más grande que la del sílice y la del germanio, debido a esto se logra un eficiente esparcimiento Raman estimulado con un gran desplazamiento de frecuencia cuando se utiliza fibras monomodo dopadas con P_2O_5 .

Por otro lado, para pulsos con un ancho espectral mayor a 0.1THz (3.3cm^{-1}), la ganancia Raman puede amplificar las componentes de baja frecuencia de un pulso por la energía transferida de las componentes de alta frecuencia del mismo pulso. Este fenómeno es nombrado esparcimiento Raman intrapulso. Como un resultado de esto, el espectro del pulso se desplaza hacia delante del lado de las bajas frecuencias (rojo) cuando el pulso se propaga dentro de la fibra, una característica denominada desplazamiento de frecuencia inducida por Raman (Raman-induced frequency shift) [15]. El origen físico de este efecto se relaciona con la naturaleza de la respuesta Raman vibracional [16]. La ganancia Raman puede ser descrita por un índice de refracción no lineal dependiente del tiempo, así como el índice de refracción lineal depende de la absorción lineal, la ganancia Raman conduce a cambios en el índice de refracción [17]. Cuando se analiza en el dominio del tiempo, la ganancia Raman tiene una simple explicación física, la aplicación de un pulso óptico corto de alta intensidad a una molécula perturba la estructura electrónica de la molécula y resulta en un cambio dependiente de la intensidad en la polarización de la molécula o un índice de refracción dependiente de la intensidad. Este efecto electrónico ocurre en una escala de tiempo más pequeña que incluso el más corto pulso óptico y así puede ser considerado instantáneo. Sin embargo, la perturbación inducida ópticamente de la estructura electrónica también perturba el campo visto por los núcleos de la molécula y pueden excitar vibraciones moleculares. Esto resulta en cambios adicionales en el índice de refracción asociado con la excitación de vibraciones moleculares (Es decir el efecto Raman) [18], debido que la porción del cambio dependiente de la intensidad en la polarizabilidad asociada con la excitación de vibraciones moleculares es el efecto Raman y en el dominio del tiempo puede ser descrita como un índice de refracción no lineal dependiente del tiempo. Los cambios en el índice de refracción causados por el efecto Raman son asociados con la porción real de la susceptibilidad Raman.

Es importante notar que debido a la dependencia de la ganancia Raman con el material dopante o la composición del núcleo de la fibra, la función de respuesta Raman temporal y por ende la propagación de pulsos de supercontinuo dependerán sobre manera de la composición. En esta tesis nos enfocaremos al estudio de la modificación de la dinámica de propagación de pulsos provocado por las diferentes composiciones de la fibra, en particular, el efecto de la concentración de P_2O_5 . Para esto proponemos una función de respuesta consistente en la superposición de funciones tipo amortiguado desplazadas en fase.

1.3 Contenido de la tesis

El objetivo de esta tesis es realizar un estudio de la influencia de la concentración de P_2O_5 en fibras basadas en sílice, sobre las propiedades Raman, particularmente en el auto desplazamiento Raman en pulsos ultracortos. En el capítulo 2 mostramos el espectro Raman de fibras dopadas con P_2O_5 , y a partir de datos conocidos calculamos los espectros de ganancia Raman correspondientes a diversas concentraciones de P_2O_5 . En el capítulo 3, a partir de los espectros de ganancia Raman para diversas concentraciones de P_2O_5 , calculamos la función de respuesta Raman, la cual es ajustada a una superposición de seis funciones desplazadas en fase, y las correspondientes partes Raman del índice no-lineal y las fracciones Raman. En el capítulo 4, las funciones de respuesta ajustadas son usadas en la solución numérica de la ecuación no-lineal generalizada de Schrodinger, y se compara el auto desplazamiento Raman de pulsos ultracortos bajo condiciones similares en fibras dopadas con sílice pura y en una fibra dopada con 9 mol% de P_2O_5 .

1.4 Referencias

- [1] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.* 20, 62 (1972).
- [2] E. P. Ippen and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* 21, 539 (1972).
- [3] R. G. Smith, *Appl. Opt.* 11, 2489 (1972).
- [4] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, 3a Edición, Academic Press (San Diego, CA, USA, 2008)
- [5] M. Schubert, B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics*, (Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1986).
- [6] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear Optics*, (Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1984).
- [7] M. C. Tobin, T. Baak, "Raman Spectra of Some Low-Expansion Glasses," *JOSA*, 58 (11), 1459-1461 (1968).
- [8] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics 2nd Ed.*, (Academic Press, San Diego, California, USA, 1995).

- [9] Y. R. Shen, *The principles of Nonlinear Optics*, (Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1984).
- [10] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, (Marcel Dekker, Inc., New York, NY, USA, 1996).
- [11] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, (Marcel Dekker, Inc., New York, NY, USA, 1996).
- [12] R. Hellwarth, J. Cherlow, T.-T. Yang, "Origin and frequency dependence of nonlinear optical susceptibilities of glasses," *Phys. Rev. B*, 11 (2), 964-967 (1975).
- [13] D. J. Dougherty, F. X. Kärtner, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Measurement of the Raman gain spectrum of optical fiber," *Opt. Lett.*, 20 (1), 31-33 (1995).
- [14] A. Höök, "Influence of stimulated Raman Scattering on cross-phase modulation between waves in optical fibers," *Opt. Lett.*, 17 (2), 115-117 (1992).
- [15] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* 11, 659 (1986).
- [16] J. P. Gordon, *Opt. Lett.* 11, 662 (1986).
- [17] Y. R. Shen, *The principles of Nonlinear Optics*, (Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1984).
- [18] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *JOSA B*, 6(6), 1159-1166 (1989).
- [19] R. H. Stolen, M. A. Bösh, "Low-Frequency and Low-Temperature Raman Scattering in Silica Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, 48 (12), 805-808 (1982).
- [20] R. H. Stolen, C. Lee, R. K. Jain, "Development of the stimulated Raman Spectrum in single-mode silica fibers," *JOSA B*, 1 (4), 652-657 (1984).
- [21] T. Nakashima, Seikai, M. Nakazawa, "Dependence of Raman gain on relative index difference for GeO₂-doped single-mode fibers," *Opt. Lett.*, 10 (8), 420-422 (1985).
- [22] K. Suzuki, K. Noguchi, N. Uesugi, "Selective stimulated Raman scattering in highly P₂O₅-doped silica single-mode fibers," *Opt. Lett.*, 11 (10), 656-658 (1986).
- [23] K. Suzuki, M. Nakasawa, "Raman amplification in a P₂O₅-doped optical fiber," *Opt. Lett.*, 13 (8), 666-668 (1988).
- [24] Y. Aoki, "Fibre Raman amplifier properties for applications to long-distance optical communications," *Optical and Quantum Electronics*, 21, S89-S104 (1989).
- [25] T. Mizunami, K. Takagi, "Short-wavelength Stimulated Raman Scattering in a Silica Fiber Pumped by an XeBr Excimer Laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, 25 (8), 1917-1920 (1989)
- [26] D. Mahgerefteh, D.L. Butler, J. Goldhar, B. Rosenberg, G.L. Burdge, "Technique for measurement of the Raman gain coefficient in optical fibers," *Opt. Lett.*, 21 (24), 2026-2028 (1996).

CAPÍTULO 2

Espectro de ganancia Raman

En este capítulo presentamos los espectros de ganancia Raman de fibras de sílice puro y de fibras de sílice dopadas con P_2O_5 . Donde se calculan y muestran los espectros de fibra monomodo dopada con 3, 6, 9, 11, 14, 17 y 20 mol% de P_2O_5 bajo la suposición de que el espectro de ganancia Raman crece en forma lineal con respecto a la concentración de P_2O_5 .

2.1 Espectro de ganancia Raman de fibras de sílice puro

Una de las primeras mediciones del espectro de ganancia Raman en fibras de sílice puro fue realizada por Stolen e Ippen [1] en 1973. Stolen e Ippen obtuvieron la ganancia Raman de pequeña señal mediante la medición directa de la amplificación Raman en un amplificador, obteniendo un valor de 1.49×10^{-13} m/W para una longitud de onda de bombeo $\lambda_p=526\text{nm}$ y una longitud de onda Stokes de $\lambda_s=535.5\text{nm}$ esto corresponde a un desplazamiento de frecuencia $\Delta\nu = 333\text{cm}^{-1}$. En la realidad para fibras de sílice puro el valor máximo de la ganancia Raman se encuentra a 440cm^{-1} .

Es útil muchas veces considerar la conversión entre cm^{-1} y THz, la cual se realiza mediante la siguiente relación

$$1\text{cm}^{-1}=0.0299792458 \text{ THz} \quad (2.1)$$

Es decir, que en THz el pico de ganancia Raman pura SiO₂ puro esta a aproximadamente 13.19THz.

Es bien sabido que el coeficiente de ganancia Raman depende inversamente de la longitud de onda de bombeo. De los valores medidos en diferentes experimentos [3-14] se estima que el máximo de ganancia Raman dependiente de la longitud de onda de bombeo para el sílice puro puede aproximarse mediante la siguiente relación [19]

$$g_R^{Max} = \frac{0.98567 \times 10^{-11} \left[\frac{\text{cm}}{\text{W}} \right]}{\lambda_p} \quad (2.2)$$

Donde λ_p esta en micrómetros y la ganancia Raman corresponde al caso donde el bombeo y el Stokes tienen el mismo estado de polarización.

La figura 2.1a muestra el espectro de ganancia Raman para sílice puro considerando una longitud de onda de bombeo de $1.55 \mu\text{m}$. En el caso donde el bombeo y el Stokes están polarizados ortogonalmente la ganancia Raman se reduce por un factor de 0.45 con respecto al caso de polarización paralela en el rango de 0 a 30cm^{-1} (0 a 0.9THz) y el valor máximo esta a 110cm^{-1} (3.3THz) donde la ganancia Raman se reduce aproximadamente a un tercio (ver figura 2.1b). El valor expresado por la relación 2.2 sería útil por ejemplo en fibras que preserven el estado de polarización del bombeo y Stokes o desde la entrada a la salida de la fibra, donde ambos pasen por los mismos estados de polarización. Sin embargo, en el caso más común de una fibra estándar de comunicación donde la polarización evoluciona de forma aleatoria y diferente para el bombeo y el Stokes, es decir que sus polarizaciones relativas son totalmente aleatorias, la ganancia Raman promedio se reduce por un factor de 2 [15]

$$g_R^{depol} = \frac{1}{2} g_R^{Pol} \quad (2.3)$$

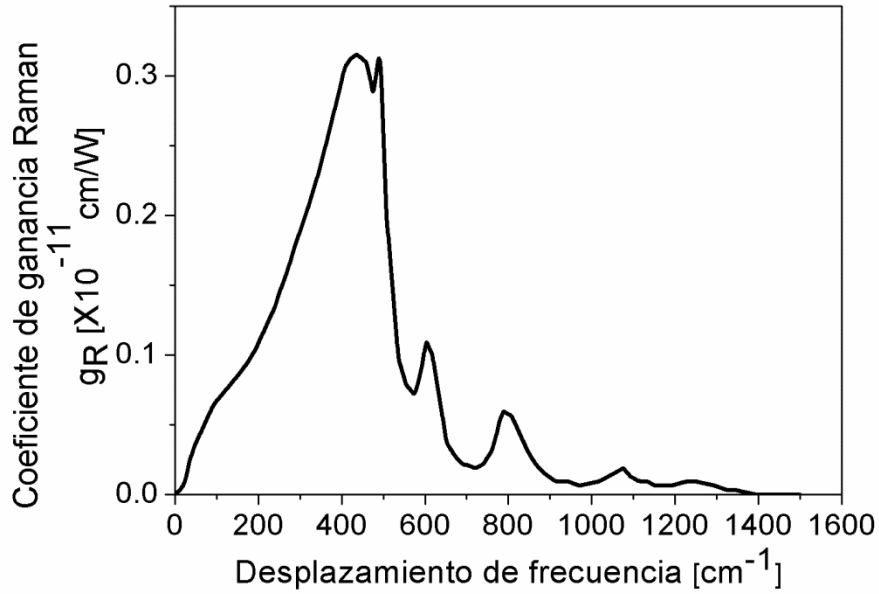


Figura 2.1a Espectro de ganancia Raman del SiO₂ para $\lambda_p=1.55 \mu\text{m}$ (para el caso depolarizado).

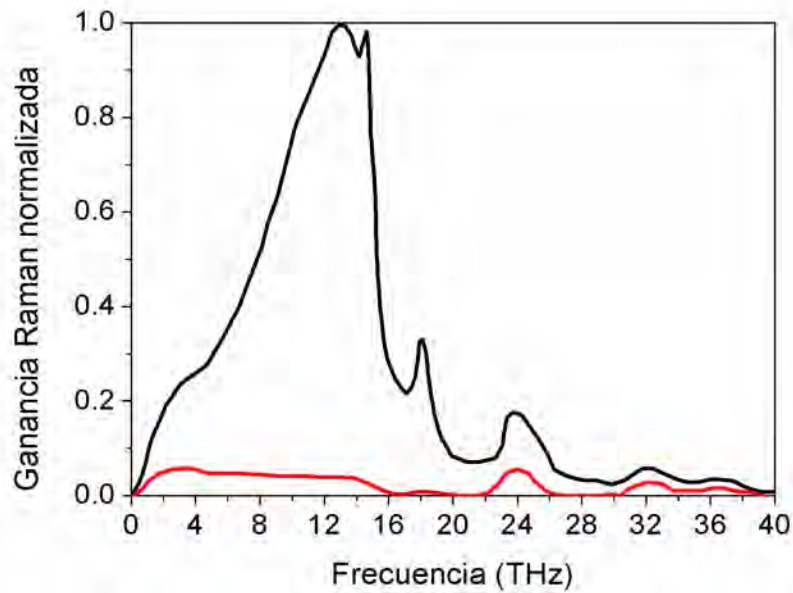


Figura 2.1b Espectro de ganancia Raman normalizado del SiO₂ para el caso de polarización paralela (curva negra) y para el caso polarizado ortogonalmente (curva roja).

2.2 Espectro de ganancia Raman de fibras dopadas con P₂O₅

En esta sección se muestran los espectros de ganancia Raman para fibras dopadas con P₂O₅, el espectro de ganancia Raman de fibras dopadas con P₂O₅ consta de tres bandas, una muy estrecha centrada a 39.6THz (1320cm⁻¹), otra muy ancha centrada alrededor de 15THz (500cm⁻¹) que es relacionada con el huésped de sílice y la otra centrada al rededor de 1.9THz (62cm⁻¹). Las fibras dopadas con P₂O₅ han sido usadas para construir láseres Raman de fibra, donde por ejemplo, debido al pico de ganancia Raman a 39.9THz (1330cm⁻¹) es posible reducir el número de cascadas para generación láser a 1480 nm [16]. En el caso de polarización aleatoria estimamos que el cambio en el pico de ganancia Raman a 39.9THz (1330 cm⁻¹) en función de la concentración de mol% está dado por la siguiente relación [21,22]

$$g_R^{P_2O_5} = \frac{0.0735825}{\lambda_p} (C_{P_2O_5} - 0.239584) \left[\times 10^{-11} \frac{cm}{w} \right] \quad (2.4)$$

Donde $C_{P_2O_5}$ es la concentración de fósforo en mol% y λ_p esta en μm

La relación 2.4 se basa en que el pico del espectro de ganancia Raman a 39.9THz (1330cm⁻¹) varia linealmente con la concentración de P₂O₅ [21], por lo que se aplico la formula y después se escalo el espectro de ganancia Raman, escalándose al mismo tiempo los otros dos picos presentes en el espectro de ganancia Raman.

La figura 2.2 muestra el espectro Raman para una fibra dopada con 9.1 mol% de P₂O₅. Si suponemos que la ganancia Raman puede expresarse como

$$g_R^{SiO_2-P_2O_5} = X_{SiO_2} g_R^{SiO_2} + X_{P_2O_5} g_R^{Si-P-O}$$

Donde X es la fracción molar y g_R^{Si-P-O} indica que la ganancia Raman contienen la contribución de moléculas de P₂O₅ y de enlaces tipo P-O-Si, entre otros. La figura 2.3 muestra el espectro de Si-P-O y la figura 2.4 muestra los espectros resultantes de $g_R^{SiO_2-P_2O_5}$ para 3, 6, 9, 11, 14, 17 y 20 mol% de P₂O₅.

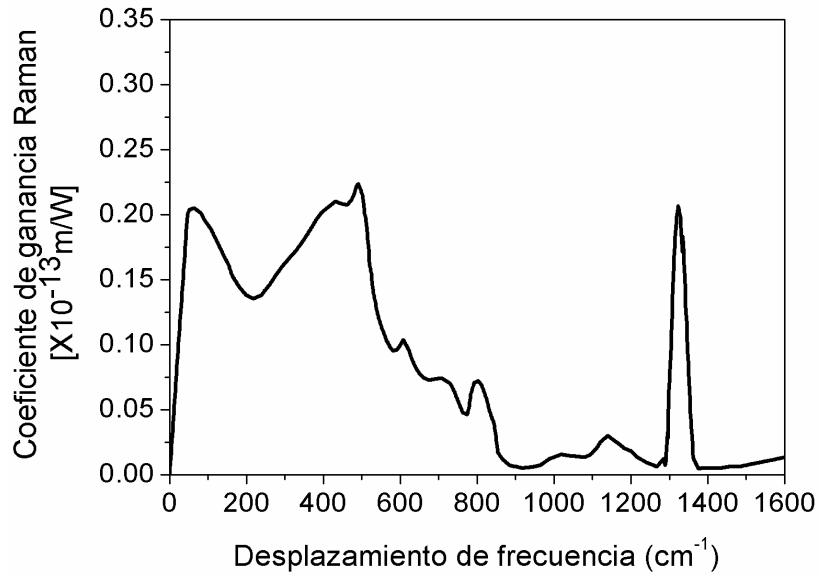


Figura 2.2 Espectro de ganancia Raman para una fibra dopada con 9 mol% de P_2O_5 con una longitud de onda de bombeo de $\lambda_p=1.55 \mu m$.

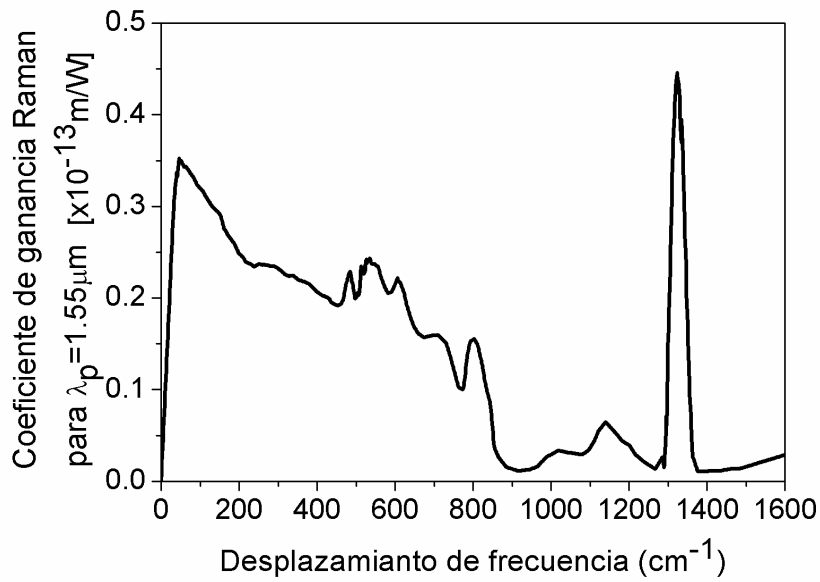


Figura 2.3 Espectro de Si-P-O a una $\lambda_p=1.55 \mu m$.

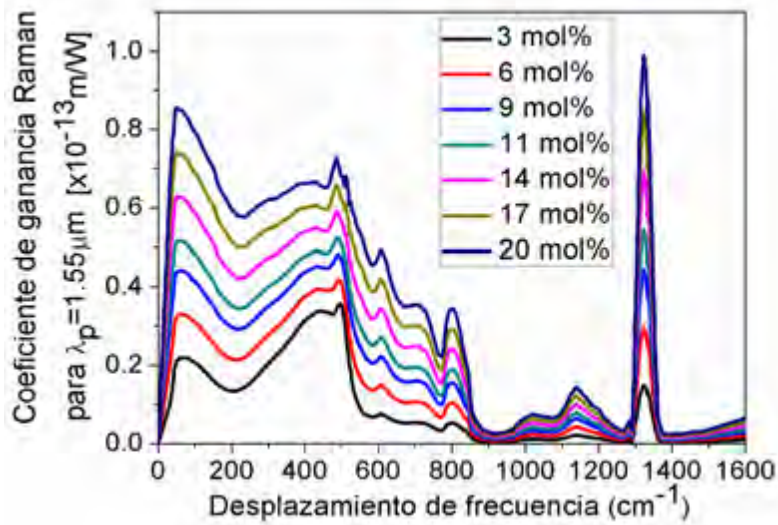


Figura 2.4 Espectros resultantes de $g_R^{SiO_2-P_2O_5}$ para 3, 6, 9, 11, 14, 17 y 20 mol% de P_2O_5 a una $\lambda_p=1.55 \mu m$.

2.3 Índice no lineal

Para calcular la fracción Raman es necesario conocer la contribución electrónica al índice no-lineal la cual contribuye con el mayor porcentaje. Para sílice puro el índice no-lineal puede aproximarse como [17]

$$n_2(\lambda) = 1.000055 \{ 8.30608 - 27.79971\lambda + 59.66014\lambda^2 - 69.24258\lambda^3 + 45.22437\lambda^4 - 15.63666\lambda^5 + 2.22585\lambda^6 \} \quad (2.5)$$

La figura 2.5 muestra el valor de n_2 para el sílice en función de la longitud de onda.

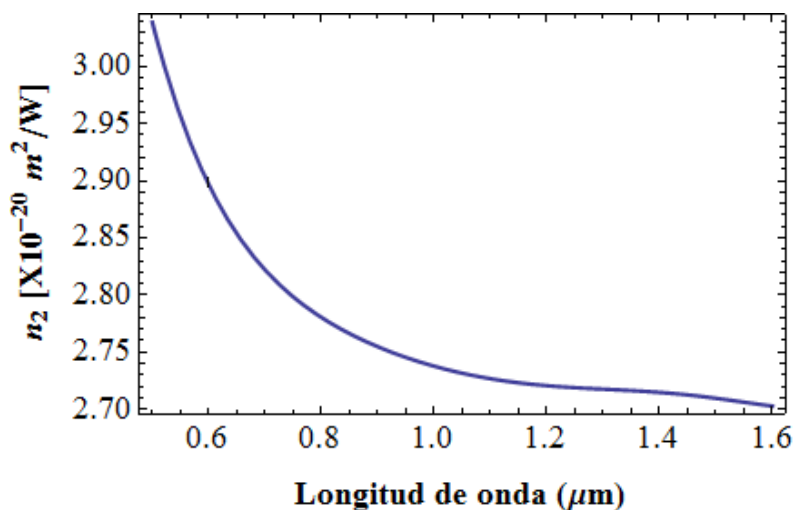


Figura 2.5 n_2 para sílice en función de la longitud de onda.

El valor graficado en la figura 2.5 es el valor total incluyendo la contribución Raman, es decir [19],

$$n_2^{media} = n_2^{elec} + n_2^{Raman} \quad (2.6)$$

Cuando la luz está polarizada aleatoriamente el valor de n_2 se modifica a [19]

$$n_2^{media} = \frac{8}{9}n_2^{elec} + \frac{2}{3}n_2^{Raman} \quad (2.7)$$

En el caso de fibras dopadas con P_2O_5 no se cuenta con mediciones experimentales de n_2 . Ya que este valor es necesario para calcular la fracción Raman en este tipo de fibras, usaremos la fórmula de Bolling [18] para estimar su valor a partir de los datos de índice de refracción conocidos para fibras dopadas con P_2O_5 . La fórmula de Bolling es

$$n_2[\times 10^{-20} m^2 / W] = 2.867 \times \frac{68(n_d - 1)(n_d^2 + 2)^2}{v_d \left[1.52 + \frac{(n_d - 1)(n_d^2 + 2)^2}{6n_d} v_d \right]^{1/2}} \quad (2.8)$$

Donde

$$v_d = \frac{n_d - 1}{n_f - n_c}, \text{ y } n_f, n_d \text{ y } n_c \text{ son los índices de refracción a } \lambda_f = 486.1 \text{ nm, } \lambda_d = 587.6 \text{ nm y } \lambda_c = 656.3 \text{ nm.}$$

Tomando los datos para un dopaje de P_2O_5 de 9.1 mol% y utilizando la fórmula (2.8) se obtiene un valor para n_2 de $8.656641 \times 10^{-20} m^2 / W$

$$n_2^{SiO_2-P_2O_5} = n_2^{SiO_2} (1 - \chi_{mol\%}) + n_2^{P_2O_5} \chi_{mol\%} \quad (2.9)$$

$$n_2^{P_2O_5} = \frac{n_2^{SiO_2-P_2O_5} - n_2^{SiO_2} (1 - \chi_{mol\%})}{\chi_{mol\%}}$$

$$n_2^{P_2O_5} = \frac{8.656641 \times 10^{-20} - 0.909(2.77 \times 10^{-20})}{0.091}$$

$$n_2^{P_2O_5} = 67.4558 \times 10^{-20}$$

La figura 2.6 muestra $n_2^{SiO_2-P_2O_5}$ en función de la concentración de P_2O_5 , donde se supuso un valor constante de $n_2^{SiO_2} = 2.77 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 / W$ y que $\chi_{mol\%} n_2^{P_2O_5}$ cambia en forma lineal con la concentración. En el siguiente capítulo usaremos el espectro de ganancia Raman y los valores del índice no lineal para calcular la función de respuesta Raman y la contribución de Raman al índice no lineal.

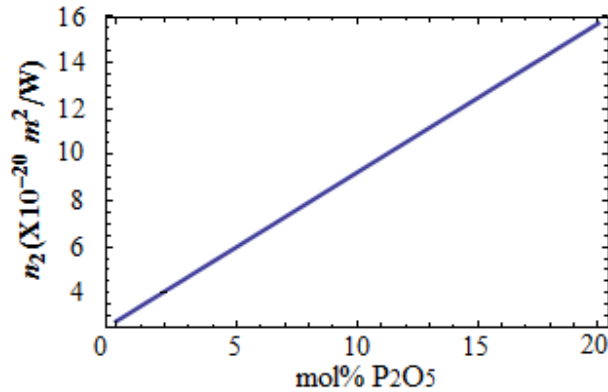


Figura 2.6 Índice no lineal $n_2^{SiO_2-P_2O_5}$ en función de la concentración de P_2O_5 a una longitud de onda dada.

El índice de refracción lineal en función de la concentración de P_2O_5 se muestra en la figura 2.7

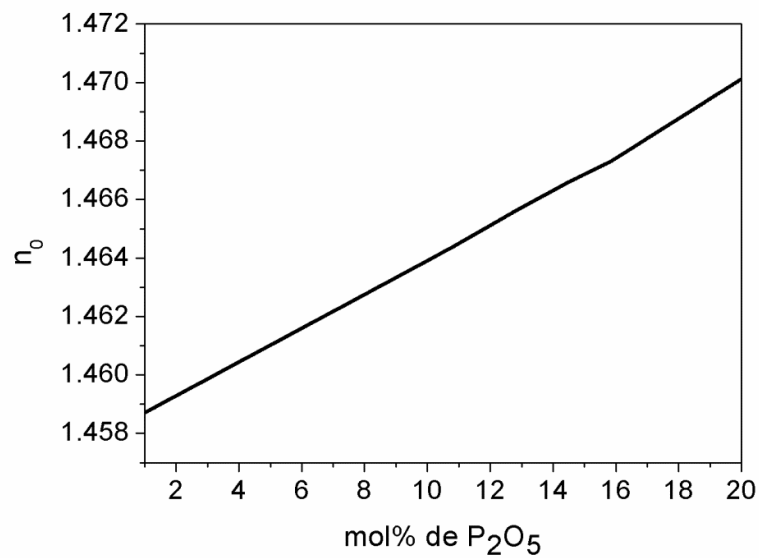


Figura 2.7 Índice lineal en función de la concentración de P_2O_5 [20]

2.4 Referencias

- [1] R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," *Applied Physics Letters*, 22, 276 (1973)
- [2] R. Hellwarth, J. Cherlow, T.-T. Yang, "Origin and frequency dependence of nonlinear optical susceptibilities of glasses," *Phys. Rev. B*, 11 (2), 964-967 (1975).
- [3] F. L. Galeener, J. C. Mikkelsen, Jr. R. H. Geils, W. J. Mosby, "The relative cross sections of vitreous SiO₂, GeO₂, B₂O₃, and P₂O₅," *Appl. Phys. Lett.*, 32 (1), 34-36 (1978).
- [4] R. H. Stolen, M. A. Bösh, "Low-Frequency and Low-Temperature Raman Scattering in Silica Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, 48 (12), 805-808 (1982).
- [5] R. H. Stolen, C. Lee, R. K. Jain, "Development of the stimulated Raman Spectrum in single-mode silica fibers," *JOSA B*, 1 (4), 652-657 (1984).
- [6] T. Nakashima, Seikai, M. Nakazawa, "Dependence of Raman gain on relative index difference for GeO₂-doped single-mode fibers," *Opt. Lett.*, 10 (8), 420-422 (1985).
- [7] K. Suzuki, K. Noguchi, N. Uesugi, "Selective stimulated Raman scattering in highly P₂O₅-doped silica single-mode fibers," *Opt. Lett.*, 11 (10), 656-658 (1986).
- [8] K. Suzuki, M. Nakasawa, "Raman amplification in a P₂O₅-doped optical fiber," *Opt. Lett.*, 13 (8), 666-668 (1988).
- [9] Y. Aoki, "Fibre Raman amplifier properties for applications to long-distance optical communications," *Optical and Quantum Electronics*, 21, S89-S104 (1989).
- [10] T. Mizunami, K. Takagi, "Short-wavelength Stimulated Raman Scattering in a Silica Fiber Pumped by an XeBr Excimer Laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, 25 (8), 1917-1920 (1989).
- [11] S. T. Davey, D. L. Williams, B. J. Ainslie, W. J. M. Rothwell, B. Wakefield, "Optical gain spectrum of GeO₂-SiO₂ Raman fibre amplifiers," *IEEE Proc.*, Vol 136, Pt. J. 6 (1989).
- [12] D. J. Dougherty, F. X. Kärtner, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Measurement of the Raman gain spectrum of optical fiber," *Opt. Lett.*, 20 (1), 31-33 (1995).
- [13] D. Mahgerefteh, D.L. Butler, J. Goldhar, B. Rosenberg, G.L. Burdge, "Technique for measurement of the Raman gain coefficient in optical fibers," *Opt. Lett.*, 21 (24), 2026-2028 (1996).
- [14] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *JOSA B*, 6 (6), 1159-1166 (1989).
- [15] R. H. Stolen, "Polarizations effects in fiber Raman and Brillouin Lasers," *IEEE T. Quantum Electron.*, Vol. QE-15, 10, 1157-1160 (1979).
- [16] Nam Seong Kim, Mahendra Prabhu, Cheng Li, Jie Song, Ken-ichi Ueda, "1239/1484 nm cascaded phosphosilicate Raman fiber laser with CW output power of 1.36 W at 1484 nm pumped by CW Yb-doped double-clad fiber laser at 1064 nm and spectral continuum generation," *optics communications*, 176, 219-222 (2000).
- [17] D. Milam, "Review and Assessment of Measured Values of the nonlinear Refractive index Coefficient of Fused Silica," *Appl. Opt.*, 37, 546-550 (1988).
- [18] Akira Wada, Satoshi Okude, Tetsuya Sakai, and Ryoza Yamauchi, "GeO₂ Concentration Dependence of Nonlinear Refractive index Coefficients of Silica-Based Optical Fibers," *Electronic and Communications in Japan*, part. 1, Vol.79, 11, (1996).
- [19] A. Martinez-Rios, "Raman-Kerr Interaction in Optical Fibers and Application en Optical Switching," Tesis de doctorado, Centro de Investigaciones en Óptica A.C., Diciembre 2000.
- [20] Gerd Keiser, *Optical fiber communications*, Mc Graw Hill, 1983.

[21] Kazunori Suzuki, Kazuhiro Noguchi, and Naoshi Uesugi, "Selective stimulated Raman scattering in highly P₂O₅-doped silica single-mode fibers", *Optics Letters*, vol. 11, No 10 October 1986.

[22] Eugeny M. Dianov, "Advances in Raman Fibers", *J. Lightwave Technology*, Vol. 20. No. 8, pp.1457-1462 (2002).

CAPÍTULO 3

Función de respuesta Raman

En este capítulo se presentan las funciones de respuesta Raman, las contribuciones Raman al índice no lineal calculadas para 3, 6, 9, 11, 14, 17 y 20 mol% de P_2O_5 obtenidos mediante transformadas de Fourier, se propone un modelo para la función de respuesta Raman y se compara con otros modelos presentes en la literatura. Además se calcula la fracción Raman para cada concentración de P_2O_5 .

3.1 Introducción

En esencia el efecto Raman se manifiesta a través de la transferencia de energía de un haz de bombeo intenso hacia un haz de frecuencia menor denominado Stokes.

La forma de modelar la interacción Raman depende de si los haces de bombeo y Stokes están en modo continuo o pulsado. En el caso continuo la descripción de la interacción Raman entre un haz de bombeo y un haz Stokes se describe mediante dos ecuaciones acopladas a través de la interacción por modulación mutua de fase (Cross-phase modulación, XPM) y por el esparcimiento Raman estimulado. En el caso de una evolución aleatoria en el estado de polarización las ecuaciones son de la siguiente forma [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} - i\beta_{op}A_p + \frac{1}{2}\alpha_p A_p = ik_p \left(\frac{8}{9}n_2^e + \frac{2}{3}n_2^R(\Delta\omega = 0) \right) |A_p|^2 A_p \\ + ik_s \left(\frac{4}{3}n_2^e + \frac{1}{2}n_2^R(\Delta\omega = 0) + \frac{1}{2}n_2^R(\Delta\omega) \right) |A_s|^2 A_p - \frac{1}{2} \frac{g_R(\Delta\omega)}{2} |A_s|^2 A_p \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} - i\beta_{os}A_s + \frac{1}{2}\alpha_s A_s = ik_s \left(\frac{8}{9}n_2^e + \frac{2}{3}n_2^R(\Delta\omega = 0) \right) |A_s|^2 A_s \\ + ik_p \left(\frac{4}{3}n_2^e + \frac{1}{2}n_2^R(\Delta\omega = 0) + \frac{1}{2}n_2^R(\Delta\omega) \right) |A_p|^2 A_s + \frac{1}{2} \frac{g_R(\Delta\omega)}{2} |A_p|^2 A_s \end{aligned} \quad (3.2)$$

Donde A_p , A_s son las amplitudes de las ondas de bombeo y Stokes, respectivamente, β_{op} , α_p , β_{os} y α_s son las constantes de propagación y el coeficiente de las ondas de bombeo y Stokes, respectivamente, $k_p = \frac{2\pi}{\lambda_p}$ y $k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s}$ donde λ_p y λ_s son las longitudes de onda de bombeo y Stokes, $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ es la diferencia de frecuencia entre las ondas de bombeo y Stokes.

Como puede observarse para un modelado adecuado de los efectos de auto modulación de fase (SPM, Self-Phase Modulation) y modulación mutua de fase (XPM, Cross-Phase Modulation) es necesario conocer la contribución Raman al índice no-lineal. Esta depende del material o la composición de la fibra.

En el caso de pulsos ultracortos, una de las manifestaciones del efecto Raman es el auto-desplazamiento de frecuencia (Soliton Self Frequency Shift) donde las componentes de alta frecuencia del espectro del pulso transfieren energía a las componentes de baja frecuencia a través del esparcimiento Raman estimulado [2-4]. En este caso, el efecto

Raman se toma en cuenta introduciendo una función de respuesta Raman. Esta función de respuesta Raman puede obtenerse del espectro de ganancia Raman o del espectro de la contribución Raman al índice no lineal por medio de transformadas de Fourier [4]. Sin embargo, para simplificar el modelo numérico se han propuesto varias formulas analíticas para la función de Respuesta Raman [3, 5, 6].

Blow y Good [5] propusieron una función de respuesta Raman suponiendo que las moléculas de sílice en la fibra se comportan como osciladores armónicos simples, lo que lleva a un espectro de ganancia Lorentziano y a una función de respuesta armónica forzada amortiguada. Sin embargo, la fibra óptica no es solo una colección de moléculas de sílice independientes que se comportan de la misma manera, sino que es una disposición aleatoria de átomos de silicio y oxígeno, con un conjunto de diferentes estructuras internas de acuerdo a la naturaleza vítrea del material.

Para este caso en particular la función de Respuesta Raman para sílice puro está dada por

$$h_R(t) \propto \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (3.3)$$

Donde τ_1 y τ_2 que son parámetros ajustables usados para fijar el espectro de ganancia Raman y se toman como $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ y $\tau_2 = 32 \text{ fs}$.

Por otro lado Hollenbeck y colaboradores [5] propusieron una función de respuesta Raman para el sílice por medio de un modelo de ensanchamiento intermedio entre puramente homogéneo y puramente inhomogeneo el cual tiene la forma siguiente

$$h_R = \sum_{i=1}^{13} \frac{A_i'}{\omega_{v,i}} \exp(-\gamma_i t) \exp(-\Gamma_i^2 t^2 / 4) \sin(\omega_{v,i} t \theta(t)) \quad (3.4)$$

Donde

A_i es la amplitud del modo vibracional $\omega_{v,i}$ es la frecuencia vibracional central para el modo i , γ_i es el ancho de línea Lorentziano para el modo i , Γ_i es el ancho de línea Gaussiano para el modo i , y $\theta(t)$ es una función escalón unitario tal que

$$\theta(t) = \begin{cases} 1 & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}$$

La tabla 3.1 muestra los parámetros vibracionales para este modelo

Número de modo	Componente de posición (cm ⁻¹)	Intensidad de pico	Gaussiana FWHM (cm ⁻¹)	Lorentzina FWHM (cm ⁻¹)
1	56.25	1.00	52.10	17.37
2	100.00	11.40	110.42	38.81
3	231.25	36.67	175.00	58.33
4	362.50	67.67	162.50	54.17
5	463.00	74.00	135.33	45.11
6	497.00	4.50	24.50	8.17
7	611.50	6.80	41.50	13.83
8	691.67	4.60	155.00	51.67
9	793.67	4.20	59.50	19.83
10	835.50	4.50	64.30	21.43
11	930.00	2.70	150.00	50.00
12	1080.00	3.10	91.00	30.33
13	1215.00	3.00	160.00	53.33

Tabla 3.1 Valores de los parámetros utilizados en el modelo de ensanchamiento intermedio.

Donde

$$\Gamma_i = \pi \omega_i * \text{Gaussiana FWHM}$$

$$\gamma_i = \pi \omega_i * \text{Lorentziana FWHM}$$

$$\omega_{v,i} = 2\pi * \text{componente de posición}$$

El modelo de ensanchamiento intermedio produce un buen ajuste de la función de respuesta Raman y el espectro de ganancia Raman usando los parámetros de la tabla 3.1. Este ajuste es una gran mejora sobre el modelo puramente homogéneo o el modelo puramente homogéneo.

También Lin y Agrawal [7] propusieron una función de respuesta Raman con base en un modelo en el que se considera la naturaleza anisotrópica del esparcimiento Raman por lo que introducen una forma simple y apropiada para la parte anisotrópica de la respuesta Raman. En este modelo se indica que la ganancia Raman en fibras de sílice está formada por respuestas moleculares isotrópicas y anisotropías dadas como

$$g_a(\Omega) = 2\mathcal{I}_R \text{Im}[\tilde{\mathcal{R}}_a(\Omega)] \quad (3.5)$$

$$g_b(\Omega) = 2\mathcal{I}_R \text{Im}[\tilde{\mathcal{R}}_b(\Omega)] \quad (3.6)$$

Donde $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c}$ es el parámetro no lineal

$\tilde{R}_a(\Omega)$ es la transformada de Fourier de $R_a(\tau)$

$\tilde{R}_b(\Omega)$ es la transformada de Fourier de $R_b(\tau)$

La ganancia Raman está dada por

$$g_{\parallel} = g_a(\Omega) + g_b(\Omega) \quad \text{y} \quad g_{\perp} = \frac{g_b(\Omega)}{2} \quad (3.7)$$

Físicamente la respuesta Raman isotrópica $g_a(\Omega)$ domina para el movimiento estirado simétrico de los puentes de átomos de oxígeno en el enlace Si-O-Si, que puede ser descrita por el amplio uso del modelo Lorentziano simple, por lo que la respuesta Raman isotrópica está dada por

$$R_a(\tau) = f_a h_a(\tau) \quad (3.8)$$

Donde

$$h_a(\tau) = \tau_1 (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2}) \exp\left(\frac{-\tau}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{\tau}{\tau_1}\right) \quad (3.9)$$

f_a representa la contribución fraccional de R_a para la respuesta Raman totalmente copolarizada, $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$, $\tau_2 = 32 \text{ fs}$ y $f_a = 0.75$.

Para la parte anisotrópica da la respuesta Raman tiene la forma

$$R_b(\tau) = f_b h_b(\tau) + f_c h_a(\tau) \quad (3.10)$$

Donde la respuesta temporal se modela por una función simple de la forma

$h_b(\tau) = \left[\frac{(2\tau_b - \tau)}{\tau_b^2} \right] \exp\left(\frac{-\tau}{\tau_b}\right)$, $f_b = 0.21$ y $f_c = 0.04$ representan las contribuciones fraccionales de $h_b(\tau)$ y $h_a(\tau)$, $\tau_b = 95 \text{ fs}$ y $f_a + f_b + f_c = 1$.

En este trabajo se propone el uso de una función de respuesta Raman que es la superposición de funciones subamortiguadas desplazadas en fase. El modelo es tan exacto

como el de Hollonbeck, et, al. [5] y se puede utilizar inclusive para fibras dopadas con P₂O₅ u otros materiales. En esta sección obtenemos la función de respuesta Raman a partir del espectro de ganancia Raman.

3.2 Relaciones entre susceptibilidad, índice de refracción no lineal, ganancia Raman y función de respuesta Raman.

Para expresar la susceptibilidad electrónica y la parte real de la susceptibilidad Raman en términos del coeficiente de índice de refracción no lineal n_2 , se considera que la única contribución no lineal viene del término proporcional a $|E(\omega;t)|^2$ (el termino describe la auto-modulación de fase). En este caso, la constante dieléctrica efectiva $\varepsilon(\omega)$ está dada por [8]:

$$\varepsilon(\omega) \approx 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4}(\chi^K + 2\chi^R(0))|E(\omega;t)|^2 \quad (3.11)$$

Ya que el índice de refracción lineal esta dado por [8]

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]} \quad (3.12)$$

Se encuentra que el cambio en el índice de refracción $\delta n(\omega)$ debido a la no linealidad Kerr está dado por [8]

$$\delta n(\omega) = \sqrt{\text{Re}[\varepsilon(\omega)]} - n(\omega) \quad (3.13)$$

Ahora sustituyendo $\varepsilon(\omega)$ de la ecuación (3.11) se obtiene

$$\delta n(\omega) = \frac{3}{8n(\omega)}(\chi^e + 2\chi^R(0))|E(\omega;t)|^2 \quad (3.14)$$

Y entonces

$$n^e = \frac{3}{8n(\omega)}\chi^e \quad (3.15)$$

$$n_2^R(0) = \frac{3}{4n(\omega)}\chi^R(0) \quad (3.16)$$

Donde se asume que la no linealidad electrónica es puramente real, de acuerdo con la característica no resonante de las transiciones electrónicas en fibras ópticas a frecuencias

ópticas. En otras palabras, se desprecia la absorción debida a absorción de dos fotones (TPA).

Similarmente, para las susceptibilidades Raman dependientes de la diferencia de frecuencias se debe de tener

$$n_2^R(\omega_p - \omega_s) = \frac{3}{4n_i(\omega_1)} \text{Re}[\chi^R(\omega_p - \omega_s)] \quad (3.17)$$

Considerando ahora la definición del coeficiente de pérdidas dado por [9]

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n(\omega)} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (3.18)$$

Siguiendo un procedimiento similar para la relación entre la susceptibilidad real y el índice de refracción no lineal, se encuentra que el coeficiente de ganancia Raman se relaciona a la parte imaginaria de la susceptibilidad Raman a través de la relación

$$g^R(\omega_p - \omega_s) = \frac{3\omega}{2n(\omega)c} \text{Im}[\chi^R(\omega_p - \omega_s)] \quad (3.19)$$

En el caso en donde solo se toma en cuenta la auto-modulación de fase, la ecuación de Shrödinger generalmente se escribe como [9]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma(\omega_0 |A|^2 A) \quad (3.20)$$

Donde $\gamma = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{cA_{eff}}$, siendo ω_0 la frecuencia central o portadora del pulso y A_{eff} es el área modal efectiva [9]

$$A_{eff} = \frac{\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right\}^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (3.21)$$

Donde $F(x, y)$ es la función de distribución transversal.

La ecuación (3.20) debe modificarse para el caso de pulsos ultracortos < 1 ps. Para modificar la ecuación no lineal de Shrödinger se considera que la susceptibilidad de tercer orden tiene la siguiente forma [9]

$$\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)} R(t-t_1) \delta(t_1-t_2) \delta(t-t_3) \quad (3.22)$$

Donde $R(t)$ es la función de respuesta no-lineal normalizada, tal que

$$\int_{-\infty}^{\infty} R(t) dt = 1 \quad (3.23)$$

Así en este caso la ecuación no lineal de Schrödinger tiene la forma [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\alpha(\omega_0) + i\alpha_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} \\ = i \left(\gamma(\omega_0) + i\gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

La integral en esta ecuación explica la transferencia de energía que resulta del esparcimiento Raman intrapulso, la ecuación 3.24 puede ser usada para pulsos tan cortos como unos pocos ciclos ópticos si suficientes términos de dispersión de alto orden son incluidos.

La función de respuesta no lineal $R(t)$ debe incluir las contribuciones electrónica y nuclear. Asumiendo que la contribución electrónica es casi instantánea, la forma funcional de $R(t)$ es de la forma

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t - t_e) + f_R h_R(t) \quad (3.25)$$

Donde t_e es un corto retardo de tiempo despreciable en la respuesta electrónica y es menor a 1 fs, f_R representa la contribución fraccional de la respuesta Raman retardada de la polarización no lineal.

La transformada de Fourier de la función de respuesta Raman es igual a la susceptibilidad Raman, la cual es una cantidad compleja cuya parte real es asociada con la contribución al índice no lineal y la parte imaginaria a la ganancia Raman.

$$\chi^{(3)} f_R \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau) e^{i\Omega\tau} d\tau = \chi_{Raman}^{Re}(\Omega) + i\chi_{Raman}^{Im}(\Omega) \quad (3.26)$$

Y además

$$\int_{-\infty}^{\infty} R(t) d\tau = (1 - f_R) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - t_e) d\tau + f_R \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau) d\tau \quad (3.27)$$

Con lo que la condición de normalización para $h_R(\tau)$ es:

$$1 = (1 - f_R) + f_R \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau) d\tau \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau) d\tau = 1 \text{ ya que } h_R(\tau) = 0 \text{ para } \tau < 0 \quad (3.28)$$

La parte real e imaginaria son relacionadas a través de una transformación Kramers-Kronig

$$\chi_{Raman}^{Re}(\Omega') = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi_{Raman}^{Im}(\Omega)}{\Omega - \Omega'} d\Omega \quad (3.29)$$

Tomando la transformada inversa de Fourier de la ecuación (3.29) y reconociendo que la integral del lado derecho tiene la forma de una convolución entre el denominador y la susceptibilidad imaginaria se obtiene

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{Raman}^{Re}(\Omega') e^{-i\Omega'\tau} d\Omega' &= -\frac{1}{\pi} P \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\Omega'\tau}}{\Omega - \Omega'} d\Omega' \times \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{Raman}^{Im}(\Omega) e^{-i\Omega'\tau} d\Omega' \right\} \\ &= i \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{Raman}^{Im}(\Omega) e^{-i\Omega'\tau} d\Omega' \end{aligned} \quad (3.30)$$

El valor principal de la primera integral en la línea de arriba (del lado derecho) es $-\pi i$. Entonces tomando la transformada inversa de Fourier de la ecuación (3.26) y usando la relación (3.30) se obtiene

$$h_R(\tau) = \frac{2i}{\chi^{(3)} f_R} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{Raman}^{Im}(\Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega \quad (3.31)$$

O bien

$$h_R(\tau) = \frac{4n(\omega_P)c}{3\omega_P \chi^{(3)} f_R} \int_{-\infty}^{\infty} g_R(\Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega \quad (3.32)$$

De tal manera que $h_R(\tau)$ es adimensional.

La cual es directamente relacionada al coeficiente de ganancia Raman a través de la relación

$$\chi_{Raman}^{Im}(\Omega) = \frac{2n(\omega)c}{3} g_R(\Omega) \text{ Donde } g_R \text{ esta en } m^2/v^2 \quad (3.33)$$

Cuando g_R esta en unidades de m/W la susceptibilidad Raman queda expresada como

$$\chi_{Raman}^{Im}(\Omega) = \frac{n_0^2 \varepsilon_0 c \lambda}{3\pi} g_R(\Omega) \text{ Donde } g_R \text{ esta en } m/W \quad (3.34)$$

$\chi^{(3)}$ se toma como el valor obtenido a través de la n_2 total

$$\chi^{(3)} = \frac{8n(\omega)}{3} n_2 \text{ Donde } n_2 \text{ esta en } esu \quad (3.35)$$

$$\chi^{(3)} \left[\frac{m^2}{V^2} \right] = \frac{4\varepsilon_0 c n^2}{3} n_2 \text{ Donde } n_2 \text{ esta en } m^2/W \quad (3.36)$$

Donde para sílice

$$n_2(\lambda) = 1.000055 \{ 8.30608 - 27.79971\lambda + 59.66014\lambda^2 - 69.24258\lambda^3 + 45.22437\lambda^4 - 15.63666\lambda^5 + 2.22585\lambda^6 \} \quad (3.37)$$

Y para fibras dopadas con P_2O_5 n_2 está dada por la formula

$$n_2^{SiO_2-P_2O_5} = n_2^{SiO_2} (1 - \chi_{mol\%}) + n_2^{P_2O_5} \chi_{mol\%} \quad (3.38)$$

Usando la ecuación (2.34) se puede escribir (3.32) en la forma de una transformada de Fourier seno [4]

$$h_R(\tau) = \frac{4n(\omega)c}{3\chi^{(3)} \omega f_R} \int_{-\infty}^{\infty} g_R(\Omega) \sin(\Omega \tau) d\Omega \quad (3.39)$$

La figura 3.1 muestra la función de respuesta para sílice y varias concentraciones de P_2O_5 . Como se puede ver en esta figura al aumentar la concentración de P_2O_5 aumenta la amplitud de las oscilaciones, en el caso del pico a 0.1 ps se forman dos picos a partir de 6 mol% de concentración y el pico a aproximadamente 0.05 se invierte a partir de 9 mol%.

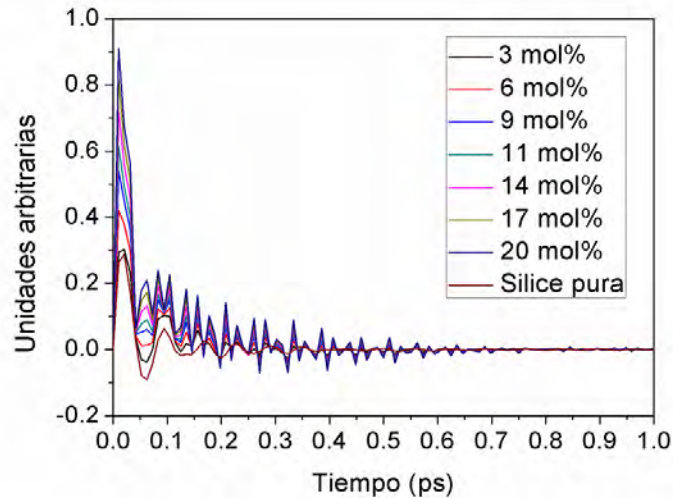


Figura 3.1 Función de respuesta Raman para sílice y varias concentraciones de P_2O_5 para una λ_p de 1.55 μm .

3.3 Ajuste de la función de respuesta Raman a una superposición de funciones subamortiguadas desplazadas en fase.

En esta sesión ajustaremos las funciones de respuesta Raman a una superposición de funciones de la forma

$$h_R(\tau) = \sum_{i=1}^n a_i \exp(-b_i \tau) \sin(c_i \tau + d_i) \quad (3.40)$$

El cuadro 3.1 muestra el código en Mathematica usado para realizar el ajuste

```

Clear["Global`*"]
P=Import["prueba2.dat"]

modelo=A1*Exp[(-B1)*t]*Sin[t*C1+D1]+A2*Exp[(-B2)*t]*Sin[t*C2+D2]+A3*Exp[(-
B3)*t]*Sin[t*C3+D3]+A4*Exp[(-B4)*t]*Sin[t*C4+D4]+A5*Exp[(-B5)*t]*Sin[t*C5+D5]+A6*Exp[(-
B6)*t]*Sin[t*C6+D6];

unfil=FindFit[UU,modelo,{A1,A2,A3,A4,A5,A6,B1,B2,B3,B4,B5,B6,C1,C2,C3,C4,C5,C6,D1,D2,D3,D
4,D5,D6},t,MaxIterations->1000]

{A1->0.0183122,A2->0.0117734,A3->-1.65453*10-9,A4->-2.16056*10-9,A5->5.40778*10-
9,A6->0.0114306,B1->1.33146,B2->1.33134,B3->1.6901,B4->1.77224,B5->1.1837,B6->1.33182,C1->-
5.42782,C2->5.42748,C3->3.30013,C4->3.96962,C5->-4.40796,C6->5.42779,D1->0.292056,D2->-
2.78375,D3->3.46191,D4->1.00219,D5->1.36425,D6->2.17664}

RR=modelo/.unfil-0.0183122 e-1.33146 t Sin[0.292056 -5.42782 t]-0.0117734 e-
1.33134 t Sin[2.78375 -5.42748 t]+5.40778*10-9 e-1.1837 t Sin[1.36425 -4.40796 t]-
1.65453*10-9 e-1.6901 t Sin[3.46191 +3.30013 t]-2.16056*10-9 e-1.77224 t
Sin[1.00219 +3.96962 t]+0.0114306 e-1.33182 t Sin[2.17664 +5.42779 t]

```

Cuadro 3.1 Código en Mathematica utilizado para realizar el ajuste de las funciones de respuesta Raman.

En la figura 3.2 mostramos la comparación de la forma de la función de respuesta Raman (puntos) con el modelo de este trabajo y las funciones de respuesta Raman reportadas en las referencias [5, 7] (líneas sólidas) para el caso del sílice. Donde podemos notar que nuestro modelo se ajusta exactamente a la función de respuesta Raman de la sílice.

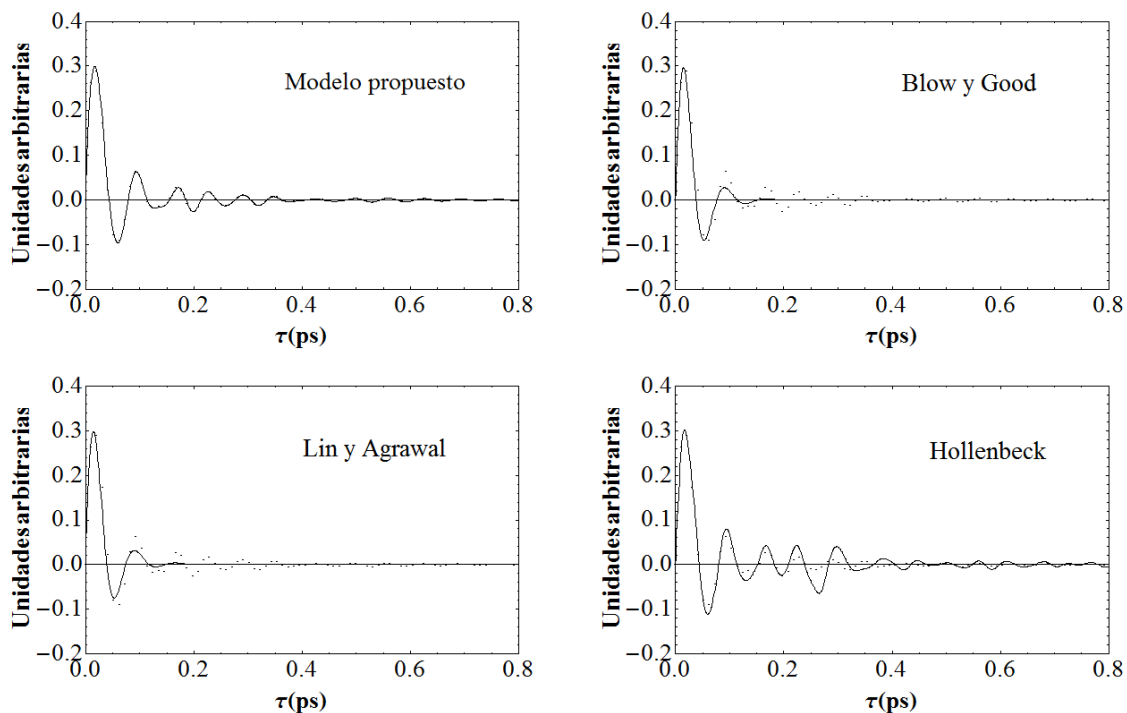


Figura 3.2 Comparación de la forma de las funciones de respuesta Raman de este trabajo con las reportadas en las referencias [5, 7] para el caso del sílice.

En la tabla 3.2 se muestran los coeficientes que se utilizaron en el ajuste para la función de respuesta Raman del sílice. La función de respuesta Raman se obtuvo por medio de una transformación inversa de Fourier del espectro de ganancia Raman, después se importaron los datos a Mathematica tal y como se muestra en el código del cuadro 3.1, por último se hace el ajuste con la instrucción FindFit y se obtienen los coeficientes para el modelo.

I	A_i	B_i	C_i	D_i
1	0.428127	19.4682	-91.8943	16.7794
2	0.5395	87.3187	101.691	7.0097
3	0.0264838	8.08807	151.633	-12.7936
4	0.010834	2.07508	92.688	-6.30878
5	0.0166756	7.7628	5.63856	8.32021
6	0.0497063	7.15554	114.085	-6.10476

Tabla 3.2 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman del sílice.

De las tablas 3.3 a 3.9 se muestran los coeficientes de los ajustes de las funciones Raman para dopajes de 3, 6, 9, 11, 14, 17, 20 mol%.

Para 3 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	-4.13479	5.04778	1.39997	0.951745
2	-8.35307	137.747	-6.14002	3.0932
3	3.66185	4.70665	1.22694	7.57719
4	0.027691	3.10265	249.647	-6.30031
5	0.0675916	5.62636	97.4521	-1.38326
6	-0.558331	32.224	70.5155	-2.54007

Tabla 3.3 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 3 mol% de P₂O₅.

Para 6 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	22.4129	106.636	32.3255	0.143704
2	-2.68499	113.073	131.591	-6.64814
3	-10.7726	37.9332	6.60105	2.75239
4	-0.0512568	3.00234	249.65	-3.16109
5	0.0844129	7.08549	98.1917	-1.53728
6	0.01606	3.27309	8.83936	0.301657

Tabla 3.4 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 6 mol% de P₂O₅.

Para 9 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	-0.0839369	6.40516	-9.08306	0.0549615
2	-0.966666	45.0546	75.2314	-3.03497
3	-0.316711	17.2424	18.5499	3.0741
4	0.0755947	3.04127	249.677	-6.30862
5	0.0505891	5.49576	96.8853	-1.1725
6	-0.0287084	5.39228	159.922	1.43684

Tabla 3.5 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 9 mol% de P₂O₅.

Para 11 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	-2.06954	77.197	97.029	1.98435
2	-0.0937001	3.12828	249.688	-3.17052
3	-2.60802	60.2792	35.5226	5.62146
4	2.86328	9.34281	-10.7985	4.98199
5	0.0563943	6.23886	98.274	-1.48669
6	3.25696	9.8321	10.6443	1.27094

Tabla 3.6 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 11 mol% de P₂O₅.

Para 14 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	0.0406103	5.47017	97.9296	-1.3541
2	-6.45284	86.7769	-41.2244	4.09806
3	-11.7554	29.2715	2.07831	3.09903
4	0.115986	3.13747	249.683	-6.31074
5	-5.3198	87.4498	-84.1177	1.09202
6	-0.0392877	4.45558	8.81983	2.9087

Tabla 3.7 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 14 mol% de P₂O₅.

Para 17 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	-3.88859	9.64435	9.57281	0.216415
2	-4.14378	9.58432	9.05676	3.47278
3	-14.0786	80.811	-55.6952	5.44219
4	23.9375	116.926	-44.2529	-0.476411
5	0.0286816	4.7276	96.8095	-1.02437
6	0.137413	3.15225	249.681	-12.5932

Tabla 3.8 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 17 mol% de P₂O₅.

Para 20 mol% de concentración de P ₂ O ₅				
i	A _i	B _i	C _i	D _i
1	-6.5911	26.414	3.69511	3.05705
2	-0.0445646	4.25194	8.80667	2.71469
3	-0.198045	20.3022	96.1434	-3.69709
4	3.53739	80.0577	50.05	0.214077
5	0.145891	2.97108	249.548	-6.27159
6	0.077312	6.95841	-161.01	-1.25989

Tabla 3.9 Coeficientes utilizados en el modelo propuesto para la función de respuesta Raman para fibras dopadas con 20 mol% de P₂O₅.

En la figura 3.3 se muestra la comparación del modelo propuesto (línea sólida) con las respuestas Raman de las fibras dopadas con varias concentraciones de P₂O₅ (puntos), donde podemos notar que nuestro modelo se aproxima a las respuestas de manera adecuada ya que sigue la modulación vibracional de la respuesta Raman, y puede ser totalmente implementable numéricamente, por lo que es útil para simulaciones.

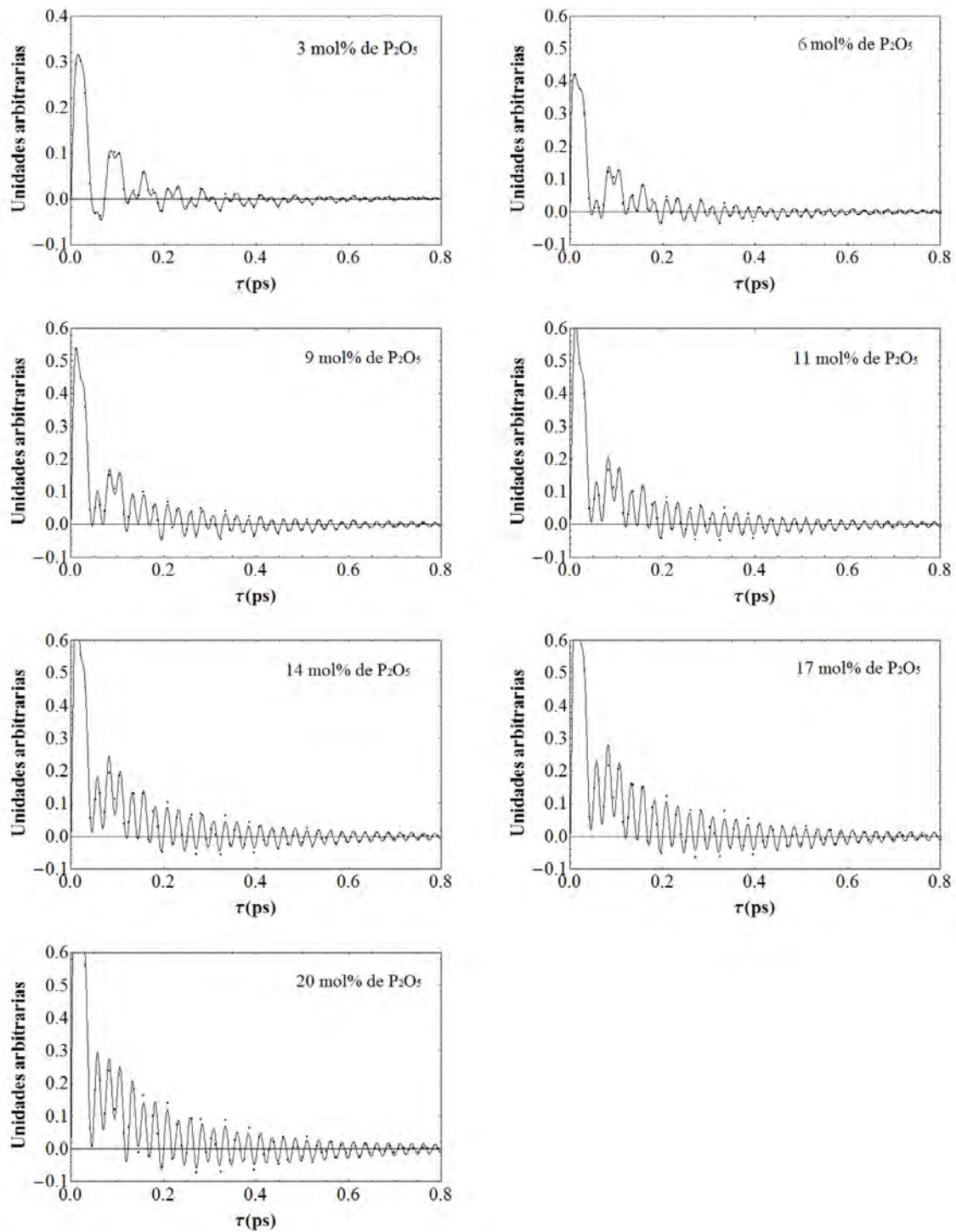


Figura 3.3 Comparación del modelo propuesto (línea sólida) con las funciones de respuesta Raman de las fibras dopadas con varias concentraciones de P_2O_5 (puntos) obtenidas mediante la transformada inversa de Fourier.

3.4 Contribución Raman al índice no lineal en fibras dopadas con P_2O_5

Así como el índice de refracción lineal depende de la absorción lineal, la ganancia Raman también conduce a cambios en el índice de refracción y en el dominio del tiempo la ganancia Raman tiene una explicación física muy simple: la aplicación de un pulso óptico de alta intensidad a una molécula perturba la estructura electrónica de la molécula lo que resulta en un cambio de la polarizabilidad de la molécula que depende de la intensidad, o en otras palabras, en un índice de refracción dependiente de la intensidad (tal y como se explico en el capítulo 1). Este efecto electrónico ocurre en una escala incluso más corta que el pulso óptico más corto por lo que se considera una respuesta instantánea [4]. Estos cambios en el índice de refracción causados por el efecto Raman son asociados con la porción real de la susceptibilidad Raman. Sin embargo, el pulso de alta intensidad óptica también perturba el campo visto por los núcleos de las moléculas del medio, excitando así vibraciones moleculares, lo que resulta en cambios adicionales en el índice de refracción asociados con la excitación de vibraciones moleculares [4], y son relacionados con la parte imaginaria de la susceptibilidad Raman, lo que es la respuesta Raman. La porción del cambio de polarización dependiente de la intensidad asociado con la excitación de vibraciones moleculares es el efecto Raman, y en el dominio del tiempo puede ser descrito como un índice de refracción no lineal dependiente del tiempo [4].

En la figura 3.4 se muestra la contribución al índice no lineal para el sílice y varias concentraciones de P_2O_5 . Donde podemos notar que la contribución al índice no lineal va creciendo al ir incrementando el porcentaje de concentración del P_2O_5 .

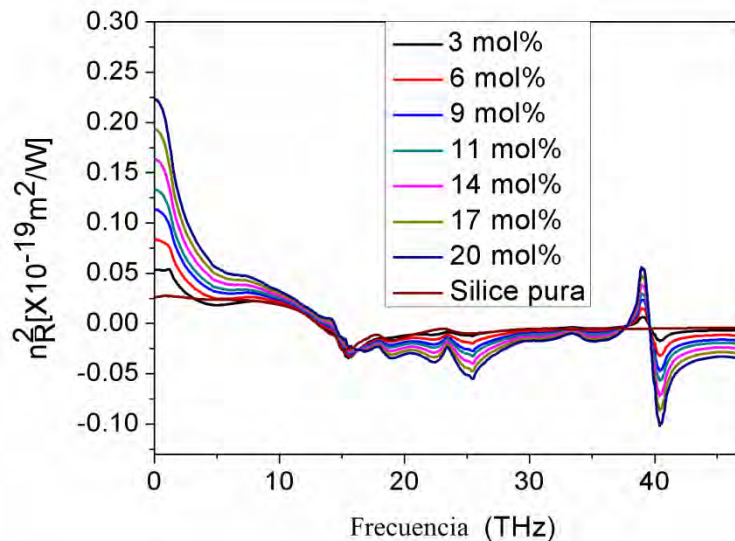


Figura 3.4 Contribución Raman al índice no lineal en fibras de sílice y a varios dopajes de P_2O_5 para una λ_p de 1.55 μm .

3.5 Fracción Raman

La fracción Raman representa la fracción de la polarización con la que contribuye el efecto Raman [5].

La fracción Raman está determinada por la relación:

$$f_R = \frac{n_2^R}{n_2} \quad (3.41)$$

El procedimiento utilizado para sacar la fracción Raman se describe a continuación:

Se usó la ecuación (3.34) para sacar la susceptibilidad Raman imaginaria y después se obtuvo la transformada inversa de Fourier de la susceptibilidad Raman para obtener la función de respuesta Raman (parte imaginaria de la transformada inversa de Fourier)

Se substituyó n_2 de la ecuación (3.36) para obtener el factor $\frac{\chi^{(3)}3}{4\epsilon_0cn^2}$ el cual se multiplicó a la parte real de la transformada de Fourier de la parte imaginaria de la susceptibilidad Raman (respuesta Raman) para obtener así la contribución Raman al índice no lineal n_2^R y se obtuvieron los valores de n_2 para los diferentes dopajes de fosforo de la grafica 2.6 del capítulo 2, se aplicó la relación (3.41) y se obtuvieron las respuestas Raman para las diferentes concentraciones de P_2O_5 .

La figura 3.5 muestra la fracción Raman en función de la concentración de P_2O_5 donde notamos que la fracción Raman va incrementándose al ir incrementando la concentración de P_2O_5 , pero el incremento de la fracción Raman cada vez es menor al ir incrementando el dopaje, y mantiene un estado estable de 28.4 de 17 mol% a 20 mol% de P_2O_5 .

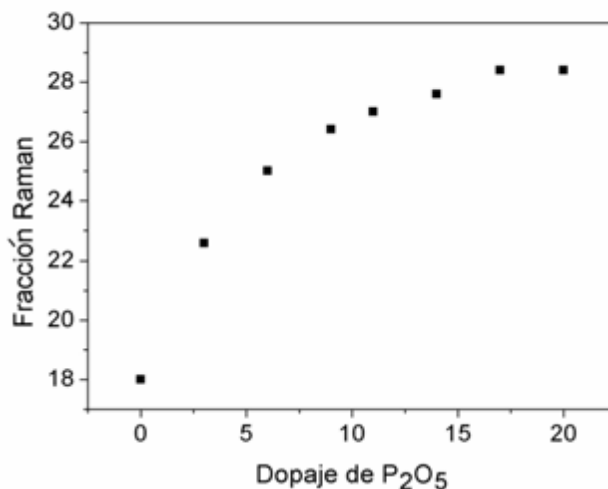


Figura 3.5 Fracción Raman en función de la concentración de P_2O_5 .

En la práctica la región espectral de 1.2 μ m a 1.6 μ m las pérdidas ópticas son menor a 1dB/km para un dopaje de 13 mol% de P₂O₅ [10].

Utilizando el método de fabricación (MCVD, modified chemical vapor deposition) se fabrican fibras dopadas con P₂O₅ y GeO₂ con perdidas bajas para altas concentraciones [11, 12], por lo que las pérdidas dependen del proceso de fabricación, y en la actualidad no se puede dar un valor exacto de las pérdidas en función de la concentración de P₂O₅, ya que se siguen desarrollando mejoras para los diferentes métodos de fabricación.

3.6 Referencias

- [1] A. Martinez-Rios, "Raman-Kerr Interaction in Optical Fibers and Application en Optical Switching," Tesis de doctorado, Centro de Investigaciones en Optica A.C., Diciembre 2000.
- [2] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Optics Letters*, 11, 10, October 1986.
- [3] Keith J. Blow and David Wood, "Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering I Optical Fibers," *IEEE Journal of quantumelectronics*, 25, 12, December 1989.
- [4] R. H. Stolen and J. P. Gordon, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, 6, 6, June 1989.
- [5] Dawn Hollenbeck and Cyrus D. Cantrell, "Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function," *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, 12, December 2002.
- [6] Q. Lin and Govind P. Agrawal, "Raman response function for silica fibers," *Optics Letters*, 31, 21, November 1, 2006.
- [7] Q. Lin and Govind P. Agrawal, "Raman response function for silica fibers," *Optics Letters*, 31, 21, November 1, 2006.
- [8] P.N. Butcher, D. Cotter, *The elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, 1990)
- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics 2nd Ed.*, (Academic Press, San Diego, California, USA, 1995)
- [10] Evgeny M. Dianov, *Member, IEEE, "Advances in Raman Fibers"*, *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, 20, 8, AUGUST 2002.
- [11] M. M. Bubnov, E. M. Dianov, O. N. Egorova, S. L. Semjonov, A. N. Guryanov, V. F. Khopin, and E. M. DeLiso, "Fabrication and investigation of single-mode highly phosphorus-doped fibers for Raman lasers," in *Proc. SPIE Advances Fiber Opt.*, 4083, E. M. Dianov, Ed., 2000, 12–22.
- [12] E. M. Dianov, V. M. Mashinsky, V. B. Neustruev, O. D. Sazhin, A. N. Guryanov, V. F. Khopin, and N. N. Vechkanov, "Origin of excess loss in single-mode optical fibers with high GeO -doped silica core," *Opt. Fiber Technol.*, 3, 77–86, 1977.

CAPÍTULO 4

Propagación no-lineal

En este capítulo resolvemos numéricamente la ecuación no-lineal de Schrödinger generalizada para el caso de propagación en fibras dopadas con P_2O_5 . En la parte Raman usaremos las funciones de respuesta obtenidas en el capítulo anterior. Se utilizará un pulso secante hiperbólico para modelar la propagación de este mismo a través de la fibra.

4.1 Ecuación no-lineal generalizada de Schrödinger (ENGs)

La ecuación no-lineal generalizada de Schrödinger se describe de la siguiente forma [1]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \left(\sum_{n \geq 1} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) A + i\gamma \left(1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left\{ (1 - f_R)A|A|^2 + f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, t - \tau)|^2 d\tau \right\} \quad (4.1)$$

Donde $A \equiv A(z, t)$ es la envolvente compleja del campo, α es el coeficiente de pérdidas, γ es el coeficiente no-lineal y las β_n son los coeficientes de dispersión de alto orden obtenidos mediante la expansión en serie de Taylor de la constante de propagación:

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{2!} (\omega - \omega_0)^2 \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{3!} (\omega - \omega_0)^3 \left. \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} + \dots +$$

Es decir que

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega}, \quad \beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega}, \dots$$

$$\beta_n = \frac{d\beta_n}{d\omega}$$

En notación de operadores lineal y no-lineal la ecuación (4.1) puede escribirse como

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, t) \quad (4.2)$$

Donde el operador lineal \hat{D} esta dado por

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \quad (4.3)$$

Y el operador no-lineal por:

$$\hat{N} = \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i\gamma}{A(z, t)} \left(1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left\{ (1 - f_R)A|A|^2 + f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, t - \tau)|^2 d\tau \right\} \quad (4.4)$$

En el método de Runge-kutta en la descripción de interacción (RKDI4) la ENGS se transforma en una descripción de interacción para separar el efecto de la dispersión contenida en \hat{D} de los términos no-lineales contenidos en \hat{N} [1].

Se sigue el uso de técnicas explícitas para llegar a la solución. La envolvente del campo A se transforma en la representación de interacción A_I por [1]

$$A_I = \exp\left(-\left(z - z'\right)\hat{D}\right)A \quad (4.5)$$

Donde z' es la separación de distancia entre la interacción y la descripción normal. Diferenciando (4.5) obtenemos la evolución de A_I

$$\frac{\partial A_I}{\partial z} = \hat{N}_I A_I$$

Donde

$$\hat{N}_I = \exp\left(-\left(z - z'\right)\hat{D}\right)\hat{N}\exp\left(-\left(z - z'\right)\hat{D}\right)$$

Escogiendo un paso de medio punto como la distancia de separación $z' = z + \frac{h}{2}$, el algoritmo que avanza de $A(z, T)$ a $A(z + h, T)$ en un escalón espacial h expresado en la descripción normal A, es ahora escrito como

$$\begin{aligned} A_I &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)A(z, T) \\ k_1 &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)[h\hat{N}(A(z, T))]A(z, T) \\ k_2 &= h\hat{N}\left(A_I + \frac{k_1}{2}\right)\left[A_I + \frac{k_1}{2}\right] \\ k_3 &= h\hat{N}\left(A_I + \frac{k_2}{2}\right)\left[A_I + \frac{k_2}{2}\right] \\ k_4 &= h\hat{N}\left(\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)(A_I + k_3)\right)\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)[A_I + k_3] \\ A(z + h, T) &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)\left[A_I + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3}\right] + \frac{k_4}{6} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Que es en esencia el algoritmo de Runge-Kutta

Explicítamente, indicando las operaciones de transformación de Fourier necesarias para aplicar el algoritmo, podemos reescribir las ecuaciones anteriores como:

$$\begin{aligned}
A_I(z,t) &= IFT \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}(\omega)\right) FT\{A(z,t)\} \right\} \\
k_1 &= IFT \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}(\omega)\right) FT(h\hat{N}(A(z,t))A(z,t)) \right\} \\
k_2 &= h\hat{N}\left(A_I(z,t) + \frac{k_1}{2}\right)\left(A_I(z,t) + \frac{k_1}{2}\right) \\
k_3 &= h\hat{N}\left(A_I(z,t) + \frac{k_2}{2}\right)\left(A_I(z,t) + \frac{k_2}{2}\right) \\
k_4 &= h\hat{N}\left(IFT \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}(\omega)\right) FT\{A_I(z,t) + k_3\} \right\}\right) IFT \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}(\omega)\right) FT\{A_I(z,t) + k_3\} \right\} \\
A(z+h,t) &= IFT \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) FT \left\{ A_I(z,t) + \frac{k_1}{6} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{3} \right\} \right\} + \frac{k_4}{6}
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Donde el operador no-lineal es definido como

$$\begin{aligned}
\hat{N}(A(z,t)) &= \frac{1}{A(z,t)} \left[i(1-f_R) \left(\gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) - 2i\gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \left\{ |A(z,t)|^2 A(z,t) \right\} \right) + i\gamma A(z,t) \right. \\
&\quad \left. IFT \left\{ \tilde{h}_R(\omega) FT \left\{ |A(z,t)|^2 \right\} \right\} - \gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \left\{ A(z,t) IFT \left\{ \tilde{h}_R(\omega) FT \left\{ |A(z,t)|^2 \right\} \right\} \right\} \right]
\end{aligned} \tag{4.8}$$

En las relaciones anteriores FT e IFT denotan la transformada de Fourier y la transformada de Fourier inversa respectivamente, $\tilde{h}_R(\omega)$ es la transformada de Fourier de la función de respuesta Raman.

Usando (4.4) para desarrollar aun más el operador no lineal \hat{N} tenemos

$$\begin{aligned}
\hat{N} &= i\gamma(1-f_R)|A|^2 + i\gamma f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau + i\gamma \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \left\{ (1-f_R)|A|^2 A + f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A|^2 d\tau \right\} \\
\hat{N} &= i\gamma(1-f_R)|A|^2 + i\gamma f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau + \frac{i\gamma(1-f_R)}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) + \frac{i\gamma f_R}{A} \frac{\partial}{\partial T} \left\{ A \int_0^\infty h_R(\tau) |A|^2 d\tau \right\}
\end{aligned}$$

Tenemos que

$$\frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) = A \frac{\partial}{\partial T} |A|^2 + |A|^2 \frac{\partial}{\partial T} A = 2A|A| \frac{\partial}{\partial T} |A| + |A|^2 \frac{\partial}{\partial T} A$$

Y además

$$\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} A = \frac{\partial}{\partial T} [\ln A]$$

Entonces

$$\begin{aligned} \hat{N} &= i\gamma(1-f_R)|A|^2 + i\mathcal{J}_R \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau + \frac{i\gamma(1-f_R)}{A \omega_0} \left\{ 2|A| \frac{\partial}{\partial T} |A| + A^* \frac{\partial}{\partial T} A \right\} \\ &+ i\gamma \frac{f_R}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \int_0^\infty h_R(\tau) |A|^2 d\tau + i\mathcal{J}_R \frac{\partial}{\partial T} (\ln A) \times \int_0^\infty h_R(\tau) |A|^2 d\tau \\ \hat{N} &= i\gamma(1-f_R)|A|^2 + i\mathcal{J}_R F^{-1} \left\{ \tilde{h}_R(\tau) F \left\{ |A|^2 \right\} \right\} - 2\gamma \frac{(1-f_R)}{\omega_0} |A| F \left\{ \omega F \left\{ |A| \right\} \right\} - \gamma \frac{(1-f_R)}{\omega_0} A^* F^{-1} \left\{ \omega F \left\{ A \right\} \right\} \\ &- \gamma \frac{f_R}{\omega_0} F^{-1} \left\{ \omega \tilde{h}_R(\tau) F \left\{ |A|^2 \right\} \right\} - \mathcal{J}_R F^{-1} \left\{ \omega F \left\{ \ln A \right\} \right\} \times F^{-1} \left\{ \tilde{h}_R(\tau) F \left\{ |A|^2 \right\} \right\} \end{aligned} \quad (4.9)$$

El algoritmo de Runge-kutta se implemento en MatLab y los resultados se presentan en la siguiente sección

4.2 Auto-desplazamiento Raman de frecuencia en fibras dopadas con P₂O₅.

En esta sección compararemos el auto-desplazamiento Raman de pulsos ultracortos en fibras dopadas con P₂O₅ con el que experimentan un pulso en una fibra de puro sílice. Para este cálculo consideramos un pulso secante hiperbólico de 200fs con potencia pico de 200W a una longitud de onda de 1.55μm. En estos cálculos hemos supuesto que la dispersión y las pérdidas son similares en ambos casos, es decir, usamos el mismo valor del parámetro de dispersión de velocidad de grupo β₂.

La figura 4.1 muestra una grafica de densidad de la evolución temporal de la propagación del pulso secante hiperbólico en 100 metros de fibra de sílice pura (figura 4.1a) y para una fibra dopada con 9 mol% de P₂O₅ (figura 4.1b), donde podemos notar que para el caso de la fibra dopada con 9 mol% de P₂O₅ la evolución temporal es mayor que para el caso de sílice pura. En la figura 4.2a y 4.2b observamos el retraso temporal del pulso de salida para la fibra de sílice pura y la fibra dopada con 9 mol% de P₂O₅, respectivamente.

En las figuras 4.3a y 4.3b se muestra la densidad de evolución espectral en los 100 metros de fibra de sílice puro y sílice dopado con 9 mol% de P_2O_5 , respectivamente, donde notamos que el auto desplazamiento de frecuencia es mejor para el caso de fibras dopadas con P_2O_5 . En las figuras 4.4a y 4.4b se muestra el espectro de entrada y de salida para el caso de sílice puro y sílice dopada con P_2O_5 , podemos notar que para el caso de sílice puro el desplazamiento de frecuencia total es de 7 nanómetros y para el caso de sílice dopada con P_2O_5 el desplazamiento total es de 17 nanómetros por lo que el desplazamiento de frecuencia es mejorado en 10 nanómetros debido al dopaje de 9 mol% de P_2O_5 . Además notamos que el pulso se retrasa mas para el caso de sílice dopada con P_2O_5 debido al autodesplazamiento de frecuencia.

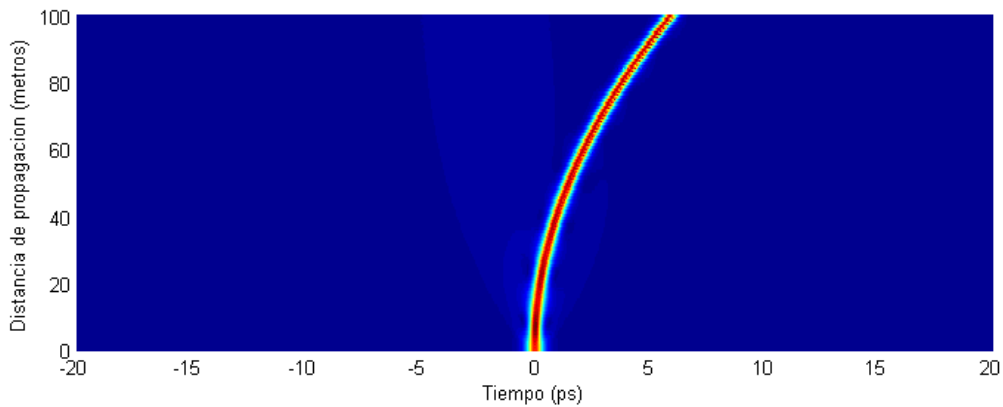


Figura 4.1a Densidad de la evolución temporal en 100 metros de fibra de sílice pura.

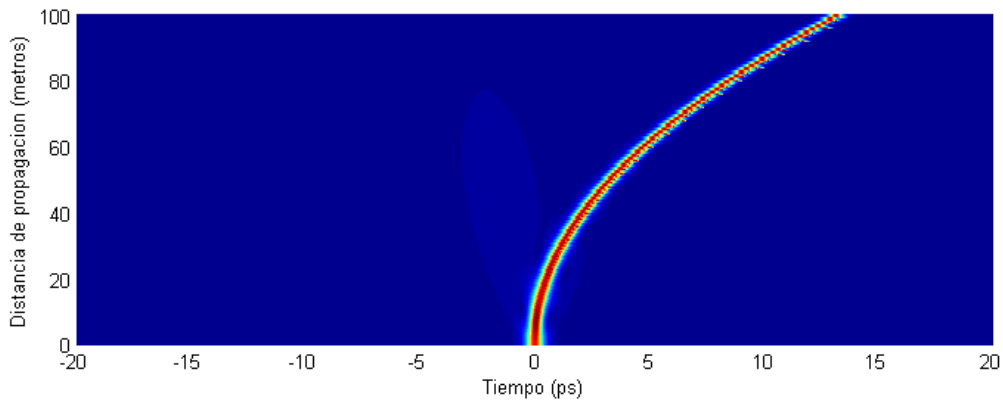


Figura 4.1b Densidad de la evolución temporal en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P_2O_5

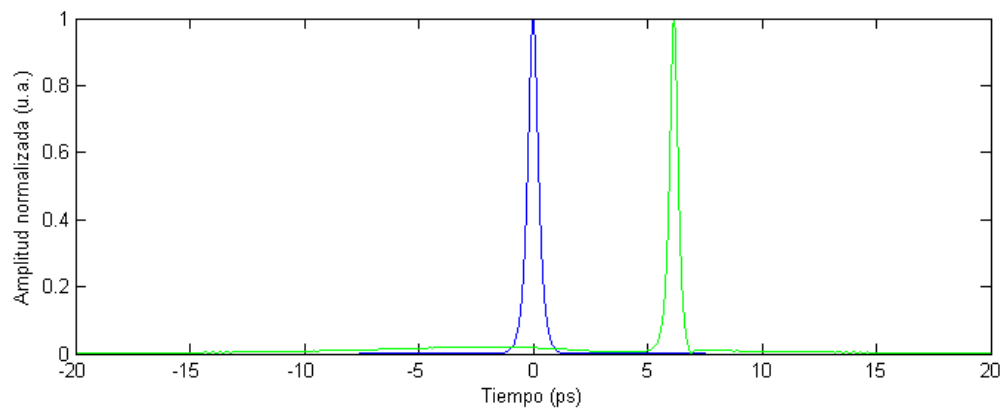


Figura 4.2a Retraso temporal del pulso de salida en 100 metros de fibra de sílice pura (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).

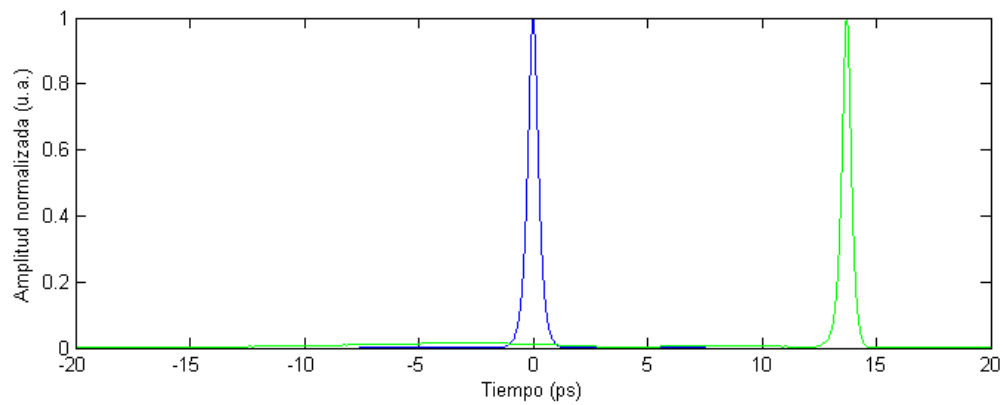


Figura 4.2b Retraso temporal del pulso de salida en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P₂O₅ (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).

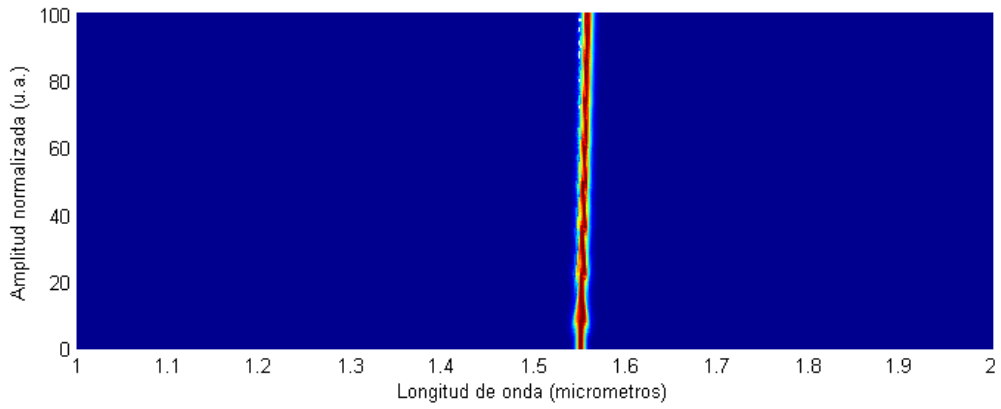


Figura 4.3a Densidad de la evolución espectral en 100 metros de fibra de sílice pura.

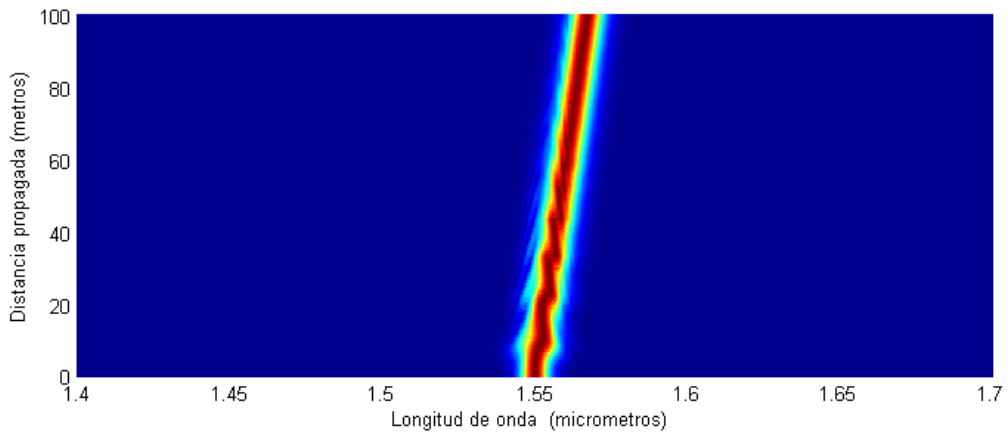


Figura 4.3b Densidad de la evolución espectral en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P₂O₅.

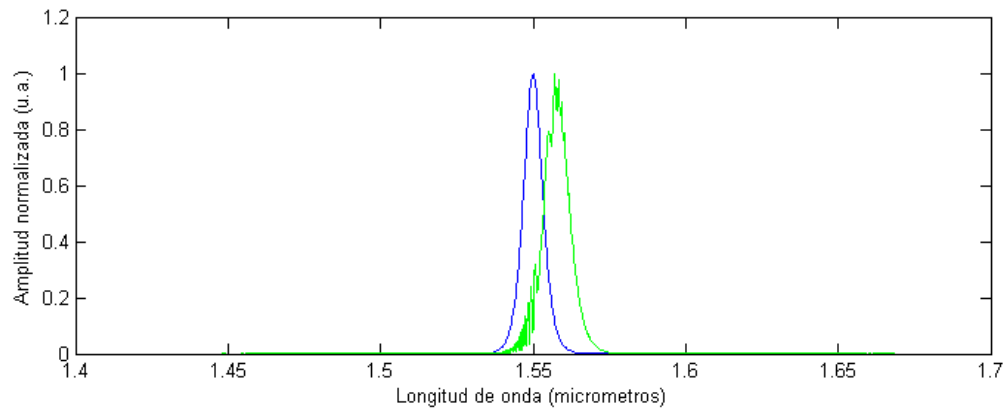


Figura 4.4a Diferencia de longitud de onda del pulso de salida y entrada en 100 metros de fibra de sílice pura (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).

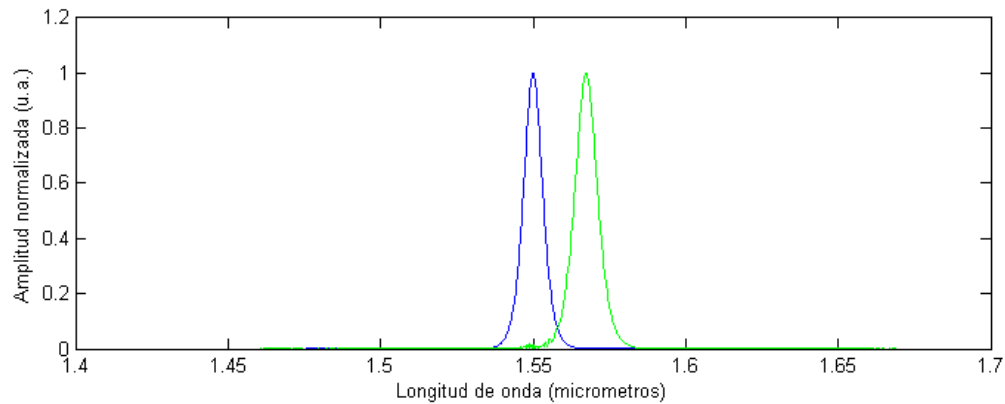


Figura 4.4b Diferencia de longitud de onda del pulso de salida y entrada en 100 metros de fibra de sílice dopada con 9 mol% de P₂O₅ (La curva azul es el pulso temporal de entrada y la curva verde es el pulso temporal de salida).

4.3 Referencias

[1] Johan Hult, “A Fourth-Order Runge-Kutta in the interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, 25, 12, December 2007.

CAPÍTULO 5

Conclusiones

5.1 Resumen general

En el capítulo 1, se estudio el efecto Raman que es un efecto no lineal y está presente en la susceptibilidad de tercer orden del material por el cual se propaga la luz. Este estudio permitió definir lo que es el esparcimiento Raman estimulado en fibras ópticas introduciendo los parámetros del coeficiente de ganancia Raman, onda Stokes, onda Raman, intensidades de bombeo y Stokes, y valor de umbral del esparcimiento Raman estimulado. Además se infirió que para la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas se presenta el auto-desplazamiento Raman, donde el efecto de desplazamiento de frecuencia Raman en la fibra es mayor para fibras dopadas con P_2O_5 .

En el capítulo 2, se estudio lo que es el espectro de ganancia Raman de fibras de sílice puro y de fibras dopadas con P_2O_5 . Donde se asume que el espectro de ganancia Raman para fibras dopadas con P_2O_5 tiene la contribución del espectro de ganancia del sílice, a enlaces de Si-P-O causados por el dopaje de fosforo en el sílice y entre otros tales como enlaces dobles del fosforo con el oxigeno. También se da una introducción de lo que es el índice no lineal que es la suma de la contribución de un índice de refracción instantáneo o electrónico y una parte retardada o Raman, además se supone que el índice de refracción no lineal de fibras dopadas con P_2O_5 es la contribución del índice de refracción no lineal del sílice que se considera constante y la del fosforo multiplicada por la concentración que depende linealmente de la concentración del dopaje.

En el capítulo 3, se da a conocer lo que es la función de respuesta Raman la cual está relacionada con vibraciones moleculares que se tienen debido a la respuesta del material al propagarse un pulso con las propiedades adecuadas para ocasionar el esparcimiento Raman, además se introducen varios modelos que se han utilizado para modelar la función de respuesta Raman, se introduce el modelo para esta función propuesto en este trabajo, se muestra la relación que se tiene entre el índice de refracción no lineal, ganancia Raman y función de respuesta Raman, se ilustran la funciones de respuesta Raman para varios dopajes de concentración de P_2O_5 basados en las suposiciones hechas en el capítulo 2, se calculan los coeficientes del modelo propuesto para la función de respuesta Raman, también se calcula la contribución Raman al índice no lineal y la fracción Raman.

En el capítulo 4, se utiliza la ecuación generalizada de Schrödinger (ENGS) para modelar la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas (por medio de un programa hecho en MatLab utilizando el método de Runge-kutta) y observar así el auto-desplazamiento en frecuencia ocasionado por el esparcimiento Raman.

5.2 observaciones

El objetivo de este trabajo es ilustrar el mejoramiento del auto-desplazamiento de pulsos ultracortos al propagarse en fibras ópticas al dopar la fibra con fosforo.

Los resultados del índice no lineal y espectro de ganancia Raman para fibras dopadas con fosforo obtenidos en este trabajo son teóricos basados en la suposiciones hechas en el capítulo 2. La función de respuesta Raman y la fracción Raman también son teóricas ya que dependen del espectro de ganancia Raman y del índice no lineal.

Este trabajo fue presentado en una exposición oral en el congreso arbitrado "Frontiers in Optics (FIO)" organizado por la OSA en San Jose California.

Este trabajo es de interés para trabajo práctico futuro para comparar el comportamiento experimental con el teórico.

Cabe mencionar que durante el periodo de mi maestría trabajé en la fabricación de fibra adelgazada (Tapers) adiabáticos, los cuales se utilizaron en un dispositivo que consta de dos Tapers concatenados en un trozo de fibra óptica, tal dispositivo actúa como un interferómetro y se puede utilizar para la medición de radios de curvatura debido a que la visibilidad del dispositivo varía con el radio de curvatura al cual está sometido dicho dispositivo. Este dispositivo tiene diversos parámetros que se pueden variar para observar el efecto que tienen, además de un sinnúmero de aplicaciones tales como inclinómetros, una diversidad de sensores que podrían ser medidores de flujo, medidores de ángulo, medidores de deformación en estructuras, monitoreo de secado de cemento en la construcción, etc. Lo cual muestra que se tienen diferentes vertientes para este trabajo por lo que se tiene demasiado trabajo a futuro. Además participe en la elaboración del paper titulado "Compact optical fiber curvature sensor based on concatenating two tapers" en el que se reporta un sensor de curvatura compacto de alta sensibilidad y bajas pérdidas basado en dos Tapers adiabáticos concatenados en un trozo de fibra óptica.

5.3 Conclusiones generales

El efecto Raman se manifiesta como la transferencia de energía de un campo de bombeo a un campo de frecuencia inferior denominado Stokes, la diferencia es determinada por los estados vibracionales del medio, o en otras palabras el espectro de ganancia Raman.

En la propagación de pulsos ultracortos el efecto Raman se manifiesta como la transferencia de energía de componentes de alta frecuencia del espectro del pulso hacia

componentes de baja frecuencia lo cual es denominado como el auto-desplazamiento de frecuencia (self-frequency shift).

La función de respuesta Raman y la contribución Raman al índice no lineal se pueden obtener por medio de transformadas de Fourier, utilizando las relaciones entre la susceptibilidad, el índice de refracción no lineal, y la ganancia Raman.

En este trabajo se obtienen las funciones de respuesta Raman para varias concentraciones de P_2O_5 con el modelo propuesto para la función.

Por medio del modelado de la propagación de pulsos usando la ecuación generalizada de Schrödinger (ENGS), podemos observar los efectos del auto-desplazamiento de pulsos ultracortos en fibras ópticas, en este trabajo podemos notar que el auto-desplazamiento en frecuencia que se presenta al propagarse estos pulsos ultracortos es mejorado al dopar la fibra con fósforo debido a las propias características del fósforo.

El modelo propuesto para la función de respuesta Raman se ajusta exactamente a la función de respuesta Raman del sílice comparado con la aproximación de los modelos disponibles en la literatura, por lo cual se puede usar para funciones de respuesta Raman de materiales de sílice con algún dopaje tal y como el P_2O_5 , GeO_2 , B_2O_3 .

El modelado de la propagación del pulso es mejor hecho en el dominio del tiempo por lo que se introduce la función de respuesta Raman, para simplificar los cálculos numéricos es más conveniente tener una fórmula analítica para la función de respuesta Raman y poderla utilizar de manera simple en el algoritmo de Runge-kutta para la solución de la ENGS.

En este trabajo se ajusta la función de respuesta Raman a la superposición de seis funciones subamortiguadas desplazadas en fase lo que resulta en un muy buen ajuste.

La eficiencia de la energía transferida y la diferencia de frecuencia entre el campo de bombeo y el campo Stokes dependen del espectro de ganancia Raman, a su vez el espectro de ganancia Raman depende de la composición del material, por lo que se podrían cambiar las propiedades de un material dopándolo con algún dopante para tratar de obtener un desplazamiento de frecuencia o una eficiencia de energía transferida deseados para alguna aplicación.

Al aumentar el dopaje de fósforo el índice de refracción no lineal aumenta de una manera más rápida que la contribución Raman al índice no lineal por lo que se pueden tener altas concentraciones de dopaje de fósforo para fracciones Raman pequeñas. Con lo que el resultado de tener un alto dopaje de fósforo en fibras de sílice se puede traducir en un decremento de la fracción Raman.