

Imposibilidad de generar pulsos estables mediante la absorción anómala de pulsos electromagnéticos

G. Arroyo-Correa, J.J. Sánchez-Mondragón y G.E. Torres-Cisneros

Centro de Investigaciones en Optica, A.C.,

Jefatura de Optica Cuántica y Láseres,

Apartado postal 948, 37000 León, Guanajuato, México.

(Recibido el 15 de febrero de 1989; aceptado el 1 de diciembre de 1989)

Resumen. En este artículo demostramos que el proceso de absorción anómala en la propagación resonante de pulsos en medios formados por átomos de dos niveles no puede dar origen a pulsos estables de área nula, como fue sugerido a partir de resultados experimentales. Tales pulsos muestran de hecho una baja absorción, pero están sujetos a una dispersión espectral que demuestra conclusivamente su inestabilidad.

PACS: 42.50.Qg

1. Introducción

Dentro de los problemas que han despertado mayor interés por sus características prácticas en comunicación y otros campos, se encuentra la transmisión de señales mediante pulsos luminosos, tanto en materiales cuyas bandas de absorción están lejos de la frecuencia portadora del pulso (por ejemplo, en fibras ópticas), como en el caso resonante (a través de la atmósfera, por ejemplo), en el cual alguna de las bandas de absorción del medio coincide prácticamente con la frecuencia portadora del pulso. En la propagación resonante de pulsos electromagnéticos, el requerimiento de que el pulso sufra el mínimo de pérdidas en la información es satisfecho por el fenómeno de transparencia autoinducida (SIT por sus siglas en inglés), que establece la propagación sin deformación de pulsos cuya área encerrada por su envolvente sea un múltiplo entero de 2π [1]. De especial interés ha sido la familia de soluciones de SIT que satisfacen el caso particular que su área sea nula, los denominados pulsos " 0π " [2], porque, en principio, aun en condiciones muy reales, como las existentes en la atmósfera, mostrarían una absorción despreciable.

Sin embargo, el número de soluciones analíticas conocidas de los pulsos 0π es muy limitado [1-3], y nuestra habilidad para producirlos experimentalmente aún constituye un reto. Dentro de los intentos por generarlos se ha considerado el proceso de absorción resonante en pulsos de intensidades débiles y con duraciones muy breves, generalmente por debajo del orden de nanosegundos, de manera que la anchura espectral del pulso sea del mismo orden o mayor que la correspondiente anchura de pérdida del material. En estas circunstancias se ha observado [2] que la evolución del pulso está caracterizada por un proceso oscilatorio en su envolvente que

conlleva a que el valor de su área sufra un rápido decaimiento, lo que está de acuerdo con la ley de absorción de Beer; pero también a que su contenido energético exhiba sólo una lenta disminución, aún después de haberse propagado varias distancias de propagación efectiva [2] dentro del medio. Este proceso se conoce como absorción anómala, y desde que fue descubierto [4] se sugirió que podía ser la fuente generadora de pulsos estables 0π . El problema ha sido estudiado experimentalmente [2], pero sus resultados todavía son incompletos pues la baja absorción del pulso de área nula dificulta un análisis completo del mismo.

En cuanto a un análisis teórico del problema, la baja intensidad de los pulsos utilizados en los experimentos permite la linealización de las ecuaciones que describen la dinámica del proceso de propagación resonante, de manera que los análisis se han llevado a cabo con base en el modelo dispersivo empleado por primera vez por Crisp [4], pero no han sido conclusivos ni suficientemente detallados al tratar la estabilidad de los pulsos de área nula obtenidos mediante el proceso de absorción anómala. Por otra parte, los estudios teóricos efectuados no fueron analizados desde un punto de vista alternativo espectral, en virtud de que no existía una definición única de espectro para procesos no estacionarios, como lo es de hecho el fenómeno de propagación de pulsos luminosos a través de sistemas materiales resonantes. La adaptación de técnicas espectrales [5,7] como una extensión del llamado espectro físico de la luz [6], nos ha permitido efectuar un análisis más detallado y conclusivo del fenómeno de absorción anómala, y de hecho, hacer un paralelismo con estudios realizados con anterioridad en función de los llamados momentos espectrales [8]. Esto nos permitirá analizar en forma adecuada la evidencia experimental. Demostraremos que la absorción anómala está caracterizada por una anchura espectral y unas frecuencias de pulsación que se incrementan con la distancia de penetración sin alcanzar valores estables, lo que lo inhabilita como un proceso adecuado para generar pulsos estables 0π .

El objetivo de este artículo es presentar un análisis del fenómeno de absorción anómala desde el punto de vista del análisis espectral, cuyos fundamentos básicos son expuestos en la Sec. 2. En las Secs. 3 y 4 se analizan y discuten los resultados derivados de aplicar el tratamiento espectral al proceso de absorción anómala.

2. Elementos básicos del análisis espectral

Supondremos que la propagación de un pulso luminoso de láser con frecuencia portadora ω_L tiene lugar a lo largo de la dirección z , de modo que el vector de campo eléctrico del pulso se puede escribir como

$$\mathbf{E}(t, z) = \hat{\mathbf{e}}E(t, z)e^{i[\omega_L t - kz]} + \text{c.c.}, \quad (1)$$

en donde $\hat{\mathbf{e}}$ representa el vector unitario complejo de polarización, $E(t, z)$ es la envolvente compleja del campo, k es el número de onda, y c.c. denota el complejo conjugado del término precedente. Además, se supone que el pulso de la Ec. (1) interacciona con un medio resonante, formado exclusivamente por átomos de dos

niveles energéticos (TLA por sus siglas en inglés), cuya transición está caracterizada por un elemento de matriz \mathbf{d} y una frecuencia ω_0 . Dentro de la teoría semiclassical, la descripción de la interacción entre radiación y materia está dada por el acoplamiento de las ecuaciones de Bloch–Maxwell [5]

$$\frac{\partial r}{\partial t} = i \left[\Delta + \frac{i}{T_2} \right] r + i\Omega w, \tag{2a}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \text{Im}[\Omega r^*], \tag{2b}$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = -i \left[\frac{\alpha_0}{2\pi g_0} \right] \langle r \rangle = -iBP. \tag{2c}$$

En las Ecs. (2) r es la envolvente compleja del dipolo atómico; P la envolvente de la polarización macroscópica resonante de todo el sistema, definida por $P = \langle r \rangle$; w es la inversión atómica de los TLA; T_2 es el tiempo de decaimiento dipolar; $\Delta = \omega_0 - \omega_L$, α_0 es el coeficiente de absorción de Beer en resonancia, y los paréntesis angulares denotan el valor promedio sobre la función de distribución de frecuencias de transición, $g(\Delta)$, cuyo valor en resonancia es abreviado como $g(\Delta = 0) = g_0$, y cuya anchura media es denotada como $1/T_2^*$. Finalmente,

$$\Omega(t, z) = \frac{2\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}}}{\hbar} E(t, z) \tag{3}$$

es la llamada frecuencia de Rabi compleja.

La dificultad para disponer de un análisis espectral de la propagación de pulsos resonantes radica en la naturaleza no estacionaria del fenómeno. Sin embargo, la extensión del espectro físico, que es una definición operacional del espectro de la luz dependiente del tiempo, ha permitido la adaptación de técnicas espectrales utilizando el análisis de Fourier adecuadamente. En particular, la susceptibilidad atómica resonante queda caracterizada al definir una función de respuesta local del medio atómico, $\chi(\Delta_D, z)$, en la forma [5,7]

$$\tilde{P}(\Delta_D, z) = \chi(\Delta_D, z) \tilde{E}(\Delta_D, z), \tag{4}$$

en donde $\Delta_D = \omega - \omega_L$ y la testa denota la transformada de Fourier, para cada distancia de penetración z , de las funciones correspondientes. Al transformar por Fourier y promediar sobre $g(\Delta)$ en las Ecs. (2a) y (2c), obtenemos que

$$\tilde{P}(\Delta_D, z) = \left\langle F(\Omega w) \left[(\Delta_D - \Delta) - \frac{i}{T_2} \right]^{-1} \right\rangle, \tag{5a}$$

y

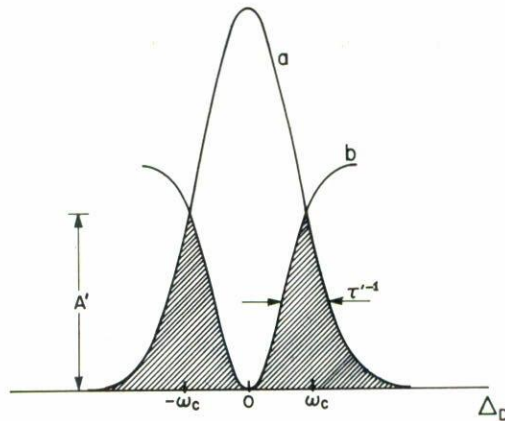


FIGURA 1. Efecto del perfil de absorción del medio atómico resonante, marcado como (b), sobre el espectro del pulso, marcado como (a). El pulso original tiene un perfil temporal gaussiano de la forma $E(t, z = 0) = Ae^{-(t/\tau)^2}$, en donde A es la amplitud del pulso y τ su anchura temporal. La línea atómica de frecuencias tiene la representación $g(\Delta) = (1/\sqrt{2\pi\sigma})e^{-(\Delta/\sigma\sqrt{2})^2}$, en donde $\sigma = 1/2T_2^*(\ln 4)^{1/2}$, siendo $1/T_2^*$ su anchura media. El efecto de $g(\Delta)$ a través del perfil de absorción modifica el contenido espectral del pulso en la región de la resonancia conforme avanza la propagación. A distancias de penetración grandes, en donde el pulso ha perdido su contenido espectral en la región de la resonancia, el espectro del pulso puede concebirse como dos contribuciones gaussianas idénticas, indicadas por las partes sombreadas de la figura, centradas en las frecuencias de pulsación $\pm\omega_c$; A' y τ' definen la amplitud y la anchura de estas contribuciones gaussianas.

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}(\Delta_D, z)}{\partial z} = -iB\chi(\Delta_D, z)\tilde{\Omega}(\Delta_D, z), \tag{5b}$$

de donde

$$\chi(\Delta_D, z) = \frac{\left\langle F(\Omega w) \left[(\Delta_D - \Delta) - \frac{i}{T_2} \right]^{-1} \right\rangle}{\tilde{\Omega}(\Delta_D, z)}. \tag{5c}$$

En las Ecs. (5) $F(\Omega w)$ denota la transformada de Fourier del producto de las funciones Ω y w .

En este artículo estaremos interesados en el límite transiente, es decir, cuando T_2 es muy grande, y cuando la intensidad del pulso es lo bastante débil [9] (del orden o menor que 10^4 Watt/m²) como para considerar a los átomos de dos niveles esencialmente en su estado base ($w \approx -1$). Teniendo esto en consideración, a partir de las Ecs. (5) se obtiene que la intensidad espectral asociada a este pulso débil está

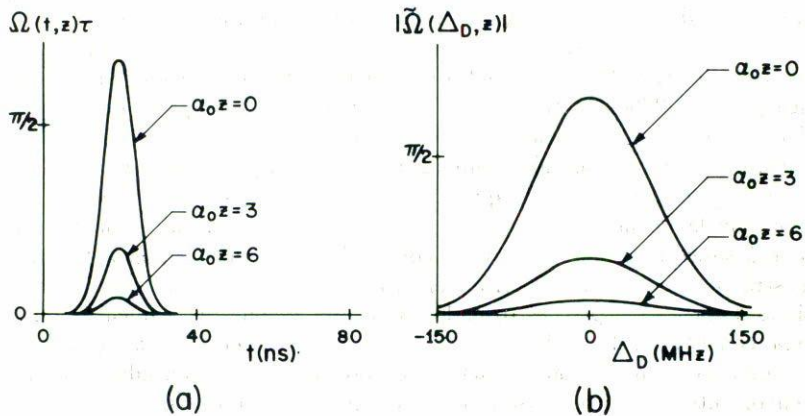


FIGURA 2. Absorción de Beer experimentada por un pulso inicial con perfil gaussiano y de área 0.6π , conforme avanza en el medio resonante: (a) envolvente temporal del pulso, (b) espectro del pulso. Los datos experimentales de esta simulación corresponden a $\tau = 10$ ns y $1/T_2^* = 2760$ MHz.

dada por

$$I(\Delta_D, z) = |\tilde{\Omega}(\Delta_D, z)|^2 = I(\Delta_D, 0)e^{-4\pi Bzg(\Delta_D)}. \quad (6)$$

Esta ecuación muestra la forma en que actúa la línea atómica en el espectro del pulso a medida que la propagación avanza. Este efecto provoca una reducción del contenido espectral del pulso especialmente en la región de la resonancia, y que se traduce en la presencia de máximos locales del espectro del pulso centrados en ciertas frecuencias características, que denominaremos frecuencias de pulsación ω_c , véase la Fig. 1.

3. Frecuencias de pulsación

La modificación del espectro del pulso, y por ende la presencia de las frecuencias de pulsación, dependen en gran medida de la razón de la anchura espectral original del pulso con respecto a la anchura de la línea atómica.

En el caso de que la anchura espectral del pulso sea muy pequeña comparada con la de la línea atómica, la acción del perfil de absorción tendrá un efecto suave y uniforme sobre todo su contenido espectral en la región de la resonancia, de manera que el espectro del pulso preservará esencialmente su forma original. En el dominio del tiempo este mismo comportamiento se presentará en la amplitud del pulso como la bien conocida ley de absorción de Beer [4,9]. Para visualizar este proceso de absorción, en la Fig. 2 se presenta una simulación, obtenida al resolver

numéricamente las Ecs. (2), de la absorción de Beer experimentada por un pulso inicial con perfil gaussiano para las distancias de penetración indicadas (medidas en unidades del coeficiente de Beer en resonancia). Nótese que, como la anchura espectral del pulso ($1/\tau = 100$ MHz) es mucho menor que la anchura de la línea atómica ($1/T_2^* = 2760$ MHz), la absorción en el espectro del pulso en la Fig. 2b es prácticamente uniforme, de manera que no se presentan las frecuencias de pulsación, lo que conlleva a una absorción temporal uniforme del pulso, Fig. 2a.

Por otra parte, en el caso de que la anchura espectral del pulso sea comparable o mayor que la de la línea atómica, el efecto del perfil de absorción del medio ya no será suave ni uniforme sobre el contenido espectral del pulso. En la Fig. 3 se muestra la simulación numérica del proceso de propagación del mismo pulso gaussiano de la Fig. 1, pero escogiendo ahora una anchura de la línea atómica más pequeña, con $1/T_2^* = 400$ MHz. A diferencia del caso anterior, esta figura exhibe el proceso de absorción anómala caracterizado por un desarrollo oscilatorio temporal de la envolvente del pulso (véase la Fig. 3a). En el dominio de frecuencias, Fig. 3b, el módulo del espectro del pulso muestra la definición clara de las frecuencias de pulsación que localizan sus máximos locales. En consecuencia, las frecuencias de pulsación ω_c deben satisfacer la ecuación

$$\left. \frac{\partial I(\Delta_D, z)}{\partial z} \right|_{\Delta_D = \omega_c} = 0,$$

la cual, según la Ec. (6), puede escribirse como [7]

$$\left. \frac{\partial \log[I(\Delta_D, 0)]}{\partial \Delta_D} \right|_{\Delta_D = \omega_c} = \alpha_0 z \left. \frac{\partial}{\partial \Delta_D} \left[\frac{g(\Delta_D)}{g_0} \right] \right|_{\Delta_D = \omega_c}. \quad (7)$$

La Ec. (7) tiene dos implicaciones muy importantes. Por una parte, si z_0 es el mínimo punto en donde ω_c existe, entonces z_0 marcará el punto de penetración de la transición a través de dos regiones durante el proceso de absorción: la región de Beer en donde $z < z_0$, y la región anómala en la cual $z \geq z_0$. Nótese que el parámetro z_0 es relevante, ya que a través de la longitud de Beer α_0^{-1} , indica la distancia de penetración física a la cual estará presente el proceso de absorción anómala. Por otro lado, nótese la dependencia de las frecuencias de pulsación con la distancia de penetración $\alpha_0 z$, que también es notoria en la Fig. 3b, lo cual explica el progresivo comportamiento oscilatorio temporal de la envolvente del pulso y la consecuente carencia de estabilidad en su forma. Esta conclusión queda respaldada también por el hecho de la dependencia de la anchura espectral del pulso con la distancia de penetración, como lo demostramos en la siguiente sección.

4. Anchura espectral

En años recientes, la propagación de pulsos resonantes se ha analizado en función de los llamados momentos espectrales [8], los cuales son experimentalmente importan-

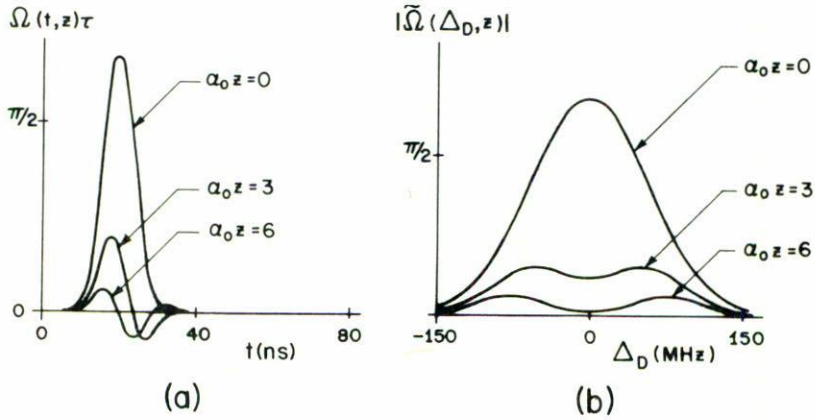


FIGURA 3. Absorción anómala del mismo pulso inicial que en la Fig. 2, pero en un medio resonante cuya línea de absorción tiene una anchura de $1/T_2^* = 400$ MHz. La presentación de las gráficas es idéntica a la de la Fig. 2. Nótese la fuerte modificación del espectro del pulso en la región de resonancia y la clara definición de las frecuencias de pulsación.

tes. En particular, se ha demostrado que en el límite de pulsos débiles los primeros momentos espectrales son idénticos a los correspondientes momentos de Fourier. A nosotros nos interesará analizar el comportamiento de la anchura espectral, $W(z)$, definida como la raíz cuadrada del cociente entre el segundo momento de Fourier y el momento de orden cero, es decir,

$$W(z) = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Delta_D^2 |\Omega(\Delta_D, z)|^2 d\Delta_D}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Omega(\Delta_D, z)|^2 d\Delta_D} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

ya que da una medida del contenido espectral del pulso. El estudio experimental de los momentos espectrales es de suma importancia ya que proporciona una manera simple de obtener información sobre el pulso, de aquí que si relacionamos el concepto de momentos espectrales con los derivados del análisis espectral local, estaremos ante la posibilidad de interpretar claramente los resultados obtenidos en los experimentos de laboratorio. La relevancia del análisis de la anchura espectral del pulso que aplicaremos al problema de la estabilidad del proceso de absorción anómala radica en que es muy conciso: si la anchura espectral del pulso es constante durante su propagación implicará la estabilidad temporal del pulso.

De esta manera, sustituyendo la Ec. (6) en la definición (8), la expresión general para la anchura espectral de un pulso de intensidad débil está dada por

$$W(z) = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Delta_D^2 |\Omega(\Delta_D, 0)|^2 e^{-4\pi B z g(\Delta_D)} d\Delta_D}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Omega(\Delta_D, 0)|^2 e^{-4\pi B z g(\Delta_D)} d\Delta_D} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Con el propósito de efectuar nuestro análisis, supondremos que la línea atómica de frecuencias es debida al ensanchamiento inhomogéneo, y escogeremos un pulso inicial de perfil gaussiano con una anchura temporal media, es decir su duración, representada por τ . En este caso, tanto $g(\Delta_D)$ como el espectro del pulso poseen formas Gaussianas (véase la Fig. 1). Expandiendo las exponenciales en los integrandos de la Ec. (9), y reduciendo el cociente de las dos sumatorias infinitas que resultan [10], obtenemos, después de un poco de álgebra, que la anchura espectral del pulso está dada por

$$W = \left[\frac{\tau}{2\sqrt{2}} \sum_{k=0}^{\infty} (-\alpha_0 z)^k C_k \right]^{1/2}, \quad (10)$$

en donde las C_k satisfacen las siguientes relaciones de recurrencia

$$C_0 = \frac{2\sqrt{2}}{\tau^3}, \quad (11a)$$

$$C_k = (-\sigma\tau) \left[\frac{kC_0}{k!(k + \sigma^2\tau^2)^{3/2}} + \sum_{j=1}^{k-1} \frac{C_{k-j}}{j!(j + \sigma^2\tau^2)^{1/2}} \right], \quad (11b)$$

con $\sigma = 1/2T_2^*(\ln 4)^{1/2}$. La constante C_0 en la Ec. (11a) se ha elegido de tal modo que en $z = 0$ la anchura espectral del pulso sea precisamente la anchura espectral del pulso original ($1/\tau$). A continuación, analizamos la evolución espacial de la anchura espectral del pulso en los casos de absorción clásica y de absorción anómala.

a) *Absorción clásica*

En este régimen la anchura espectral del pulso es mucho menor que la anchura de la línea atómica, esto es $\sigma^2\tau^2 \gg 1$. En este caso las Ecs. (10) y (11) predicen que todas las C_k para $k \geq 2$ tienen un efecto despreciable en el valor de W . De esta manera W está dada aproximadamente por

$$W(z) = \frac{1}{\tau} [1 + (\alpha_0 z)(\sigma\tau)^{-2}]^{1/2} \quad (12)$$

Nótese cómo esta ecuación implica un crecimiento muy lento de W , ya que el factor $\sigma\tau$ es grande, explicando la absorción uniforme de la ley de Beer. En el caso especial de la Fig. 2, $\sigma\tau = 27.6$, lo que convierte en prácticamente constante la anchura espectral del pulso durante la absorción clásica, de modo que el perfil temporal del pulso se absorbe uniformemente conforme avanza en el medio resonante, tal y como lo muestra la Fig. 2a.

b) Absorción anómala

En este caso la anchura de la línea atómica es mucho menor que la anchura espectral del pulso ($\sigma^2\tau^2 \ll 1$). Para efectos de comparación, designaremos por $W_a(z)$ a la anchura espectral del pulso modificada por el proceso de absorción anómala. En este régimen es posible efectuar un análisis algebraico simple que nos permita obtener el valor de W_a . De las Ecs. (11) se deduce que las C_k son expresiones polinomiales en el factor $\sigma\tau$, y dado que este parámetro es pequeño, el comportamiento de ellas para $k \geq 1$ puede aproximarse por

$$C_k = -\frac{\sigma\tau}{k!\sqrt{k}}, \tag{13}$$

de manera que

$$W_a(z) = \frac{1}{\tau} \left[1 + (\sigma\tau) \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \frac{(\alpha_0 z)^k}{k!\sqrt{k}} \right]^{1/2}. \tag{14}$$

Nótese como la Ec. (14) muestra una clara diferencia con el caso clásico (12); ya que a distancias de penetración cortas W_a presenta un marcado crecimiento con respecto al caso anterior. El análisis de W_a para distancias de penetración grandes, en donde el pulso ha perdido su contenido espectral en la región de la resonancia y en donde podemos probar si se llega o no a estabilizar, puede efectuarse sin hacer uso directo de la Ec. (14), valiéndose únicamente del siguiente argumento físico [7]. En el caso de un pulso gaussiano, la modificación de su espectro por la acción del perfil de absorción del medio atómico origina la formación de dos contribuciones idénticas, aproximadamente gaussianas, centradas en las frecuencias de pulsación $\pm\omega_c$ (Figs. 1 y 3). Si A' y τ'^{-1} denota la amplitud y la anchura de los remanentes gaussianos del espectro del pulso, como se especifican en la Fig. 1, éste se puede expresar como

$$|\Omega(\Delta_D z)|^2 = A'^2 \left[e^{-(\Delta_D + \omega_c)^2 \tau'^2 / 4} + e^{-(\Delta_D - \omega_c)^2 \tau'^2 / 4} \right]^2. \tag{15}$$

Sustituyendo la Ec. (15) en la definición (8) obtenemos la siguiente expresión para W_a , válida a distancias de propagación suficientemente grandes en donde se pueda identificar a los dos remanentes en el espectro del pulso,

$$W_a(z) = \frac{1}{\tau} \left[1 + \left(1 + e^{-(\omega_c \tau')^2 / 2} \right)^{-1} (\omega_c \tau')^2 \right]^{1/2}. \tag{16}$$

La característica de crecimiento lento de W_a a grandes distancias de penetración implicado por la Ec. (16) podría sugerir a primera vista un carácter estable del pulso. Sin embargo, la dependencia de la anchura espectral anómala con la fre-

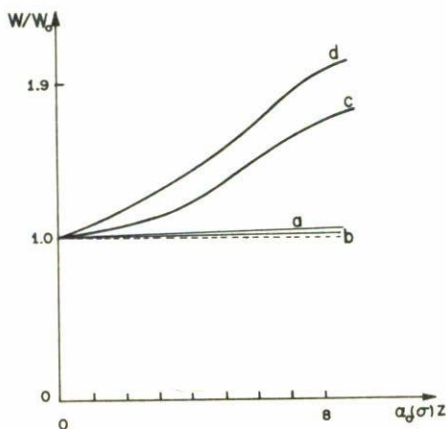


FIGURA 4. Evolución de la anchura espectral relativa a la anchura espectral inicial en función de $\alpha_0 z$, para una σ dada: (a) y (b) corresponden al caso de absorción clásica, con $\sigma = .4$ y 3 , respectivamente; (c) y (d) corresponden al caso de absorción anómala, con $\sigma = .1$ y 4 , respectivamente. W_0 es la anchura espectral del pulso inicial a la distancia $\alpha_0 z = 0$. Los valores experimentales de estas simulaciones los hemos omitido por comodidad, dando sólo el valor numérico adimensional para σ para efectos de comparación. Nótese que a pesar de que todas las figuras se grafican sobre la misma escala para $\alpha_0 z$, físicamente corresponden a distancias de penetración diferentes ya que α_0 depende de σ . Obsérvese, además, cómo en ningún caso la anchura espectral alcanza valores estables.

cuencia de pulsación, que por la Ec. (7) aumenta con z , asegura su crecimiento sostenido conforme la propagación se efectúa, por lo que el proceso de propagación se traduce inevitablemente en un proceso de atenuación monótona en el espectro del pulso, implicando la inestabilidad del mismo, (Fig. 3a). De esta forma, el proceso de absorción anómala no puede generar pulsos estables de área nula, desmintiendo categóricamente la sugerencia propuesta [2] en años recientes.

En la Fig. 4 se grafican los resultados numéricos de la anchura espectral de pulsos iniciales gaussianos como función de la distancia de propagación, para varios valores de σ indicados en la misma figura. Nótese como en el caso de absorción clásica, Figs. 4a y 4b, la anchura espectral crece más lentamente en comparación con el caso de absorción anómala, Figs. 4c y 4d; sin embargo, en ninguno de los dos casos tiende a adquirir valores estables.

Finalmente, debemos hacer hincapié en que la directa conexión que hemos realizado aquí entre los conceptos derivados del análisis espectral local y los momentos espectrales del pulso, representa un interesante campo de investigación de gran viabilidad experimental, puesto que los pulsos de láser necesarios pertenecen al régimen de intensidades bajas, además de que los resultados obtenidos en el laboratorio pueden interpretarse sin ambigüedad a la luz de dicha conexión.

5. Conclusiones

El análisis espectral de la propagación de pulsos de intensidad débil nos ha permitido caracterizar al proceso de absorción anómala como un mecanismo generador de pulsos con una anchura espectral creciente con la distancia de penetración en el medio material resonante, lo cual imposibilita la anteriormente sugerida obtención de pulsos estables en este proceso.

Referencias

1. L. McCall and E.L. Hahn, *Phys. Rev.* **183** (1969) 457.
2. J.E. Rothenberg, D. Grischkowsky and A.C. Balant, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 552.
3. H.P. Grieneisen, J. Goldhar and N.A. Kurnit, en *Coherence and Quantum Optics*, L. Mandel and E. Wolf, Eds., Plenum Press, Nueva York (1973), pp. 5-21.
4. M.D. Crisp, *Phys. Rev. A* **1** (1970) 1604; *Phys. Rev. A* **5** (1972) 1365.
5. J.J. Sánchez-Mondragón y G.E. Torres-Cisneros, *J. Opt. Soc. Am. B* **4** (1987) 64; J.J. Sánchez-Mondragón, en preparación, para ser sometido a la *Rev. Mex. Fis.*
6. J.H. Eberly and K. Wódkiewicz, *J. Opt. Soc. Am.* **67** (1977) 1252.
7. G. Arroyo-Correa, Comparación entre la teoría clásica y semiclásica de la propagación de pulsos en medios dieléctricos resonantes. Tesis de licenciatura publicada como Reporte Técnico # 19 del Centro de Investigaciones en Óptica, A.C. (1984); L. Matulic, J.J. Sánchez-Mondragón, G.E. Torres-Cisneros y E. Chávez Cortés, *Rev. Mex. Fis.* **31** (1985) 259.
8. R. Michalska-Trautman, *Phys. Rev. A* **22** (1980) 2738.
9. R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, Ely House, Londres (1973), caps. 2-5.
10. I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series and Products*, A. Jeffrey, Ed., Academic Press, Inc., Nueva York (1980).

Abstract. We show that the stability presumption for recently experimentally produced null area pulses can not be supported by the resonant coherent pulse propagation in two level atomic media. This process shows a low absorption rate, but the spectral dispersion acquired by the pulses proves their actual unstability.