

AMPLIFICACION DE PULSOS CON AMPLIFICADORES OPTICOS SEMICONDUCTORES

M. J. Soneira, J. F. González, S. Ruiz-Moreno

Dpto. Teoría de la Señal y Comunicaciones. ETSIT-BARCELONA, UPC.

ABSTRACT

The dynamic pulse response of a travelling-wave semiconductor amplifier has been analyzed. It is shown that the gain saturation can cause pulse distortion during the amplification process. It is also shown that the changes on the shape and phase of amplified pulse depend, mainly, on the input pulse width and energy, and the amplifier gain.

1. INTRODUCCION

Los amplificadores ópticos semiconductores de onda progresiva (TWLA) son dispositivos de gran utilidad en los sistemas de comunicaciones ópticas tanto de detección directa como coherente. Numerosos trabajos [1], [2] han demostrado sus múltiples ventajas entre las que destaca la gran ganancia que proporcionan (>20 dB) sobre un elevado ancho de banda ($>10^{12}$ Hz). Esto es difícil conseguirlo con un amplificador electrónico, por lo que los TWLA son especialmente apropiados para amplificar pulsos de corta duración [3].

Si el proceso de amplificación es lineal los parámetros característicos del pulso a la salida son iguales a los del pulso a la entrada, siempre que el ancho de banda del amplificador sea superior a la anchura espectral del pulso. Sin embargo, la saturación de la ganancia puede provocar la distorsión del pulso. Así, la ganancia del dispositivo puede reducirse significativamente durante el paso del pulso y, en consecuencia, la parte posterior del mismo recibir menor ganancia que la anterior produciéndose su distorsión. Esta reducción de la ganancia es debida fundamentalmente a que ésta es una función de la densidad de portadores. Para pulsos de baja energía la densidad de portadores se mantiene constante, pero cuando la energía aumenta la emisión estimulada reduce la concentración de portadores, decreciendo, por tanto, la ganancia del dispositivo [4].

El objetivo de esta comunicación es analizar el efecto de la saturación de la ganancia sobre la forma, anchura temporal y fase del pulso óptico que se amplifica. En la sección 2 se establecen las ecuaciones básicas que modelan la propagación de pulsos ópticos en un amplificador de onda progresiva. En la sección 3 estas ecuaciones se solucionan numéricamente para pulsos con anchuras que van desde valores menores al tiempo de vida del portador hasta valores comparables al mismo, donde la ganancia saturada tiene tiempo de recuperarse parcialmente, y se presentan algunos de los resultados obtenidos sobre la respuesta dinámica de un amplificador de onda progresiva a pulsos ópticos, teniendo en cuenta su evolución a lo largo de la longitud del amplificador. Finalmente, en la sección 4 se resumen las conclusiones más relevantes obtenidas.

2. MODELO DE PROPAGACION

En el estudio de la propagación de pulsos en un TWLA es habitual considerar un medio semiconductor como un conjunto de sistemas con dos niveles, el superior en la banda de conducción y el inferior en la de valencia [5], [6]. De forma similar a lo ya realizado en láseres gaseosos [7], se pueden obtener las ecuaciones básicas de propagación que gobiernan la evolución de un pulso durante el proceso de amplificación. Estas ecuacio-

nes son

$$\frac{dP}{dz} = \left[\Gamma G(N, P) - L_P \right] P \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = F(N, P) \quad (2)$$

donde P y Φ son las componentes de variación lenta asociadas a la potencia y fase del campo óptico, G y F son funciones de ganancia, L_P son las pérdidas lineales, N es la densidad de portadores y Γ es el factor de confinamiento.

En las funciones de ganancia podemos separar la dependencia con N y P de la forma siguiente:

$$G(N, P) = G_1(N) \left(1 - K_G(I) \right) \quad (3)$$

$$F(N, P) = - \frac{\alpha}{2} G_1(N) \left(1 - K_F(I) \right) \quad (4)$$

donde en $G_1(N)$ está incluida la dependencia con la densidad de portadores, normalmente, ésta consiste en una aproximación lineal cuyos coeficientes dependen de la frecuencia de trabajo y del tipo de material. En nuestro caso supondremos un compuesto de InGaAsP de gap 0,75 eV, una frecuencia de trabajo de 0,8 eV ($1,55 \mu\text{m}$) y utilizaremos una aproximación más precisa de tipo polinómico ($G(N) = -1,92 \cdot 10^5 + 2,42 \cdot 10^5 N_n - 8,47 \cdot 10^5 N_n^2 + 1,55 \cdot 10^4 N_n^3 - 1,06 \cdot 10^3 N_n^4$, siendo $N_n = N/10^{24}$). $K_G(I)$ y $K_F(I)$ son funciones de compresión de G y F respectivamente. En ellas está incluida la dependencia con la potencia y se pueden expresar como [8]

$$K_G(I) = \frac{I}{\sqrt{1+I} \left(\sqrt{1+I} + 1 \right)} \quad (5)$$

$$K_F(I) = \frac{\beta}{\alpha} \frac{I}{\left(\sqrt{1+I} + 1 \right)} \quad (6)$$

siendo I la potencia normalizada respecto a P_s cuyo valor es 420 mW para este material.

Por último, α y β que aparecen en (4) y (6) son constantes de proporcionalidad introducidas fenomenológicamente [8]. La primera se conoce como factor de mejora de ancho de línea. La segunda es mucho menor que la unidad cuando se trabaja a la frecuencia correspondiente a la ganancia máxima y la disminución de portadores es despreciable, en este caso, $K_F(I)$ no aparece en la ecuación (2). Sin embargo, cuando el amplificador opera en régimen no lineal su valor es similar al de α .

Este conjunto de ecuaciones se completa con la ecuación de ritmo para la densidad de portadores expresada como

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_B - N}{\tau_s} - \frac{\Gamma G(N, P)}{h\nu w d} P \quad (7)$$

donde τ_s es el tiempo de vida del portador, h es la constante de Plank normalizada, ν es la frecuencia de la señal incidente, w y d son la anchura y el espesor de la zona activa y N_B es la densidad de portadores de bombeo.

En definitiva, las ecuaciones (1), (2) y (7) caracterizan la propagación de pulsos en un amplificador óptico semiconductor de onda progresiva.

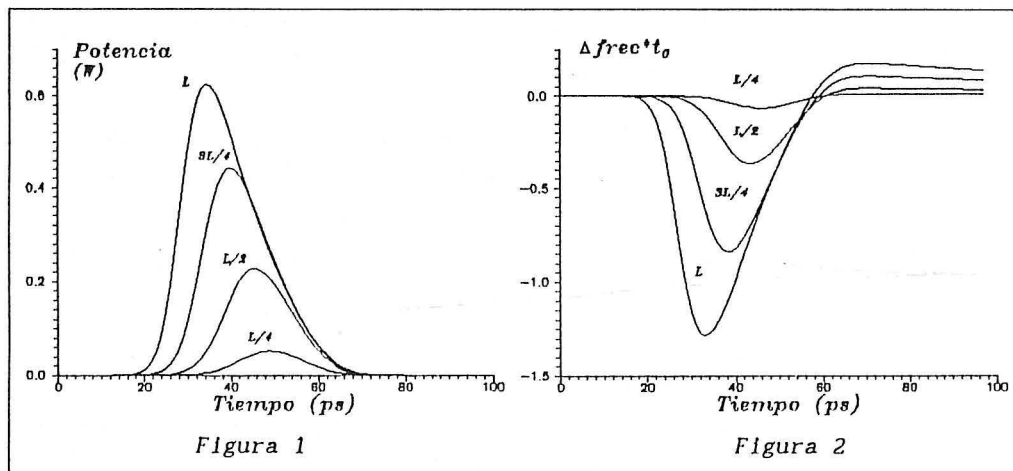
3. EVOLUCION DE UN PULSO OPTICO DURANTE EL PROCESO DE AMPLIFICACION

El conjunto de ecuaciones que constituyen nuestro modelo no tiene soluciones analíticas y, en consecuencia, es necesario su solución mediante métodos numéricos. En las simulaciones realizadas hemos considerado un pulso gaussiano ya que en muchos casos prácticos es una buena aproximación de un pulso generado por un diodo laser y distorsionado por una fibra óptica. Así, el pulso a la entrada se puede expresar como

$$P_{IN}(t) = \frac{E_{IN}}{t_0 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{t}{t_0}\right)^2} \quad (8)$$

siendo E_{IN} la energía del pulso y t_0 el valor al cual la potencia ha disminuido por un factor $1/e$ respecto a la potencia de pico. Además hemos considerado $L = 2000 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5$, $\beta = 4,5$, $wd = 0,3 \mu\text{m}^2$, $N_B = 3 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$.

En las figuras 1 y 2 se muestra la evolución de un pulso con energía $0,1 \text{ pJ}$ y duración 10 ps durante el proceso de amplificación. Cada una de las curvas representadas corresponde al pulso amplificado en determinados puntos de la longitud del amplificador ($L = 300 \mu\text{m}$). La figura 1 muestra



como el pulso amplificado llega a ser asimétrico (se produce un desplazamiento del máximo hacia la parte delantera del pulso) como consecuencia de que la parte posterior del pulso recibe menor ganancia que la parte anterior del mismo.

La fase del pulso a la entrada representado en (8) es nula aunque será modificada debido a la propagación. La diferencia entre la frecuencia instantánea y la frecuencia óptica de la portadora la podemos obtener a partir de

$$\Delta f_{rec} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (9)$$

donde Φ es la fase óptica. En la figura 2 se representa la evolución de este desplazamiento en frecuencia para los mismos parámetros utilizados en la figura 1. Podemos observar como en la parte central del pulso aumenta

de forma aproximadamente lineal. Esta característica indica que el pulso puede ser comprimido utilizando un medio dispersivo.

Con el fin de comprender mejor la evolución del pulso durante el proceso de amplificación, en la figura 3 se ha representado la variación de la densidad de portadores al paso del pulso en las coordenadas correspondientes a las figuras 1 y 2. Claramente se observa que la concentración de portadores decrece drásticamente durante la parte anterior del pulso y, por tanto, disminuye la ganancia que recibirá la parte posterior del mismo. Además, la figura muestra una ligera recuperación de los portadores por efecto del bombeo durante la parte final del pulso y, por tanto, de la ganancia. Este efecto puede ser el responsable del desplazamiento de frecuencia positivo de la figura 2, que no ha sido considerado en [6] para este tipo de pulsos.

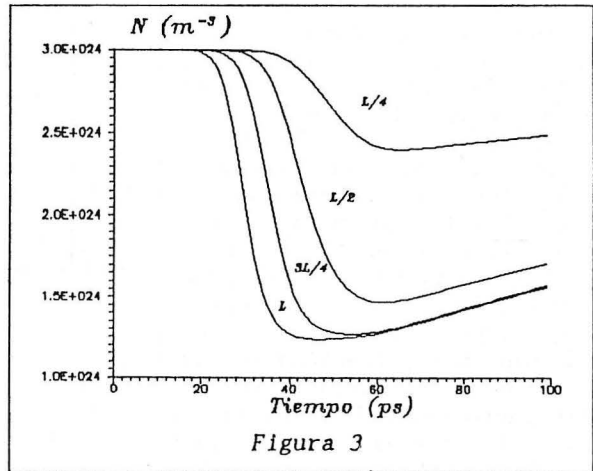


Figura 3

Por otra parte, para estudiar el efecto de la recuperación de la ganancia sobre el pulso amplificado es necesario tener en cuenta la duración del pulso a la entrada. Cuando la anchura del pulso incidente es comparable al tiempo de vida del portador (típicamente $\tau_s = 200$ ps) la ganancia saturada tiene tiempo de recuperarse durante el pulso. Esta recuperación afecta a la forma y fase del pulso amplificado como queda reflejado en las figuras 4, 5 y 6.

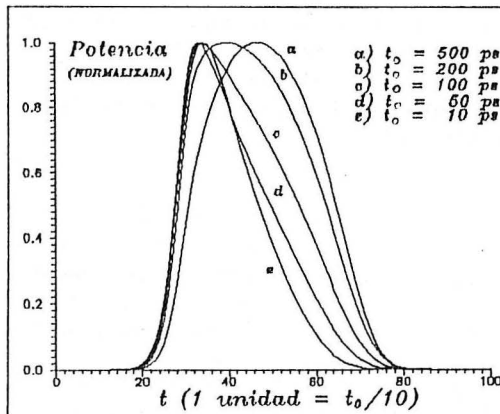


Figura 4

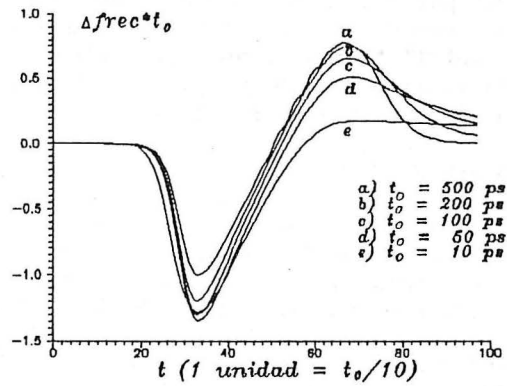


Figura 5

En la figura 4 se muestra el perfil del pulso a la salida del amplificador para pulsos a la entrada con diferentes valores de t_0 . En ella se observa como al aumentar la duración del pulso incidente el desplazamiento del máximo tiende a disminuir y la anchura del pulso amplificado a aumentar. Por otra parte, en la figura 5 se observa como la parte positiva del desplazamiento de frecuencia, Δf_{rec} , aumenta tendiendo a mantener una simetría impar alrededor de la parte central del pulso.

Estos dos efectos se pueden entender a través de la figura 6 donde se representa la evolución de la densidad de portadores en el extremo de salida del amplificador para cada uno de los diferentes pulsos de entrada. Se puede observar que la densidad de portadores, debido a la mayor importancia que toma el bombeo, tiende a recuperar su valor inicial. En esta situación, la parte anterior y posterior del pulso reciben mayor amplificación que la parte central produciéndose su ensanchamiento y tendiéndose a mantener la simetría alrededor del punto central. Asimismo, se pone de manifiesto una relación directa entre la recuperación de la densidad de portadores y el valor máximo del desplazamiento en frecuencia [9].

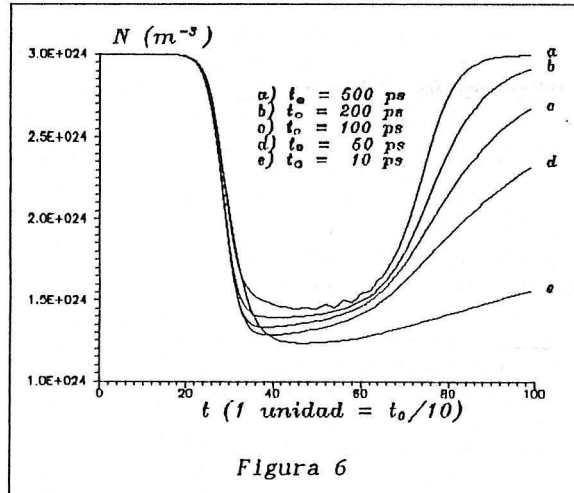


Figura 6

4. CONCLUSION

En esta comunicación hemos analizado la respuesta dinámica de un amplificador óptico de onda progresiva a pulsos ópticos. El modelo de propagación utilizado incluye una descripción de la ganancia más completa que la comúnmente utilizada basada en una aproximación lineal con la densidad de portadores. Los resultados obtenidos ponen de manifiesto la importancia de los parámetros (energía y anchura temporal) del pulso a la entrada sobre el pulso amplificado debido a la variación dinámica de los portadores durante el proceso de amplificación. Cuando la anchura temporal del pulso es menor que el tiempo de vida del portador el pulso a la salida es asimétrico, mientras que cuando la anchura es comparable a τ su simetría tiende a mantenerse alrededor del punto central. Además, debido a la propagación se produce un desplazamiento en frecuencia que puede ser utilizado para comprimir los pulsos amplificados.

5. REFERENCIAS

- [1] J.C.Simon, "Semiconductor Laser Amplifier for Single Mode Optical Fiber Communications", J.Optical Communications, vol. 4 No.2 1983.
- [2] T.Saitoh & T.Mukai, "1.5 μm GaInAsP Travelling-Wave Semiconductor Lasers Amplifiers", IEEE J.Quantum Electronics, vol.QE-23 No.6 1987.
- [3] I.E.Marshall, D.M.Spirit & M.J.O'Mahony, "Picosecond Pulse Response of a Optical Amplifier", Elec.Lett., vol.23 No.16 1987.
- [4] J.C.Simon, "Semiconductor Optical Amplifiers" OFC'90 Tutorial Sessions
- [5] W.W.Chow, G.C.Dente & D.Depatie, "Saturation Effects in Semiconductor Lasers", IEEE J.Quantum Electronics, vol.QE-23 No.8 1987.
- [6] G.P.Agrawal & N.Anders Olsson, "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Lasers Amplifiers", IEEE J.Quantum Electronics, vol.25 No.11 1989.
- [7] A.Icsevgi & W.E.Lamb Jr., "Propagation of Light Pulses in a Laser Amplifier", Physical Rev., vol.185 1969.
- [8] G.P.Agrawal, "Spectral Hole-Burning and Gain Saturation in Semiconductor Lasers: Strong-Signal Theory", J.Applied Physics, vol. 63(4) 1988.
- [9] J.F.González, Proyecto Fin de Carrera: E.T.S.I.T.B (U.P.C.). 1990.