

CARACTERIZACION DE LOS PULSOS GENERADOS MEDIANTE Q-SWITCHING EN UN TRANSMISOR DE RADAR LASER

*J.Fàbrega, C.Puente, F.Rocadembosch, A.Comeron
Grupo Antenas, Microondas, Radar y Fotónica
Dpto. Teoria del Senyal i Comunicacions
Universitat Politècnica de Catalunya*

ABSTRACT

In this paper, a model to characterize Q-switched laser pulses is described. In the power cycle this model takes into account two different equations, one for the time rate of change of the photon density within the small signal growth, and another one for the saturation growth interval respectively. This leads to an improvement in the pulse shape estimation, particularly when slow switching is involved. The model has been used to characterize the pulses emitted by a laser radar transmitter.

1. INTRODUCCION

El análisis clásico del Q-switching conduce a la resolución de dos ecuaciones diferenciales no lineales y acopladas durante el ciclo de potencia: una para la evolución de la densidad de fotones en la cavidad y otra para la densidad de la inversión de población en el medio activo. La derivación de estas ecuaciones fue realizada por vez primera en [1]. Referencias posteriores [2] incorporan su resolución analítica para el caso ideal de conmutación instantánea (fast switching), proporcionando expresiones aproximadas para diferentes parámetros de interés del pulso: energía, potencia de pico, duración, etc. En este estudio, se describe un modelo sencillo para la caracterización de los pulsos en sistemas láser. Este incluye la descripción de las ecuaciones para los ciclos de bombeo y de potencia. Para este último, la ecuación clásica para la densidad de fotones [1] y [2] no es válida en el tramo inicial en el que el medio activo trabaja en pequeña señal, siéndolo para el resto del ciclo. Considerando esto, se han tenido en cuenta, dos ecuaciones distintas en intervalos distintos del ciclo de potencia, lo que se traduce en una mejora en la estimación de las características del pulso, sobre todo en aquellos sistemas con conmutación lenta, (slow switching).

Los pulsos generados a través de Q-switching suelen ser adecuados, dadas sus características de duración y potencia de pico, para su uso en sistemas de detección remota. En este caso, el modelo descrito se ha utilizado para caracterizar los pulsos del láser GCR-190-10 de la firma Spectra Physics, con el fin de habilitarlo como transmisor de un sistema lidar atmosférico.

2. Q-SWITCHING

La operación de un láser de estado sólido mediante la técnica de Q-switching permite la generación de pulsos a través de la introducción en la cavidad láser de un elemento conmutador de pérdidas, comunmente llamado Q-switch. El proceso de Q-switching suele dividirse en dos ciclos o intervalos claramente diferenciados. En el ciclo de bombeo, el Q-switch fuerza un factor de calidad Q bajo, introduciendo unas pérdidas suficientemente altas en la cavidad que evitan que se desencadene la oscilación. Simultaneamente la acción del bombeo sobre el medio activo produce el llenado del nivel superior o metaestable de la transición láser, originando una gran inversión de población. La conmutación del Q-switch a un estado de alta transmisión marca el inicio del ciclo de potencia. Durante este intervalo las pérdidas en la cavidad se mantienen a un nivel mínimo (factor Q alto), mientras que la ganancia en el medio activo, en el instante posterior a la conmutación, es muy elevada. Como consecuencia, la emisión espontánea inicial presente en la cavidad es amplificada rápidamente ante la proliferación de las transiciones por emisión estimulada, consumiendo la energía almacenada en la inversión de población. La saturación del medio activo llega durante el crecimiento de la radiación en la cavidad, provocando la disminución paulatina de las emisiones estimuladas. El resultado final, generalmente, es un pulso de luz asimétrico de gran potencia de pico (del orden de megavatios) y de corta duración (del orden de nanosegundos).

3. DESCRIPCION DEL MODELO

Durante el ciclo de bombeo, en general, se puede considerar la emisión estimulada como despreciable, puesto que la densidad de fotones en la cavidad es muy pequeña. Teniendo en cuenta esto, partiendo de las ecuaciones completas descritas en [3], podemos escribir las dos ecuaciones para este ciclo,

$$\frac{dN}{dt} = R_p - \frac{N}{\tau_2} \quad (1)$$

donde N es la densidad de la inversión de población, τ_2 es el tiempo de vida de los átomos en el nivel superior de la transición láser y el término R_p corresponde al bombeo.

$$\frac{d\phi}{dt} = S N - \frac{\phi}{\tau_{pb}} \quad (2)$$

donde ϕ representa la densidad media espacial de fotones en la cavidad, S es el ritmo de emisión espontánea y τ_{pb} es el tiempo de vida medio de los fotones en la cavidad durante el ciclo de bombeo. La resolución de las ecuaciones (1) y (2) proporciona las condiciones iniciales de densidad de inversión de población y densidad de fotones para el ciclo de potencia.

El ciclo de potencia se inicia con la conmutación del Q-switch. Para la evolución de la densidad de la inversión de población se ha tomado la ecuación [2]

$$\frac{dN}{dt} = -\chi\sigma_{21}c\phi N \quad (3)$$

donde χ es el factor de reducción de la inversión de población, c es la velocidad de la luz en el resonador y σ_{21} es la sección recta de emisión estimulada.

Tomando $\phi(t_m)$ como la densidad media espacial de fotones en el instante $t_m = m\tau_r$, donde τ_r es el tiempo en el cual los fotones completan una vuelta al resonador (round-trip), la densidad de fotones después de completar una vuelta adicional viene dada por la expresión, [2]

$$\phi(t_{m+1}) = \phi(t_m) \exp(2\sigma_{21}N(t_m)l_g - \alpha_l) \quad (4)$$

donde $N(t_m)$ es la densidad de inversión de población instantánea, l_g es la longitud del medio activo y α_l las pérdidas totales en la cavidad. A partir de la ecuación (4) obtenemos el ritmo de crecimiento de la densidad de fotones en cada vuelta,

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{[\exp(2\sigma_{21}Nl_g - \alpha_l) - 1]}{\tau_r} \phi \quad (5)$$

La ecuación clásica para la densidad de fotones obtenida en [1] y [2] es

$$\frac{d\phi}{dt} = \phi \frac{\Delta \ln \phi}{\Delta t} = \frac{(2\sigma_{21}Nl_g - \alpha_l)}{\tau_r} \phi. \quad (6)$$

La ecuación (6) se puede obtener, a partir de la ecuación (5), como aproximación del término exponencial en serie de Taylor asumiendo que $2\sigma_{21}Nl_g - \alpha_l \ll 1$, [4], [5]. Al inicio del ciclo, esta aproximación, generalmente, no es cierta puesto que el coeficiente de ganancia por vuelta en pequeña señal $2\sigma_{21}Nl_g$ es grande, pudiendo ser varias veces superior a las pérdidas totales α_l . A medida que la densidad de fotones crece, la inversión de población en el medio activo mengua lo que, más pronto o más tarde, conduce a la validación de la aproximación. Hay que tener en cuenta, que cuando la densidad de fotones alcanza cierto nivel, el medio activo empieza a padecer saturación de ganancia. En esta situación, la hipótesis de crecimiento exponencial para la densidad de fotones en la que se basa (4), deja de ser cierta y un crecimiento lineal es más adecuado para modelar el fenómeno de saturación [6]. Por esta razón la ecuación (6) resulta mejor que la ecuación (5) para describir el comportamiento del medio activo en saturación. Pero mientras la densidad de fotones no alcanza un nivel suficiente como para empezar a saturar al medio activo, puede considerarse a éste trabajando en régimen de pequeña señal (amplificación exponencial). Consecuentemente, la ecuación (5) supone una mejor estimación para el crecimiento de la densidad de fotones en ese tramo inicial.

La justificación matemática de lo que acabamos de exponer, la encontramos en las dos aproximaciones que se realizan para llegar a las ecuaciones (5) y (6), a partir de la expresión (4). Para el tramo inicial en pequeña señal, el crecimiento de la densidad de fotones se estima mejor tomando

incrementos (5) que tomando los incrementos del logaritmo (6), ya que estos últimos imponen cierta limitación a este crecimiento. Esto implica cierto adelanto en la aparición del pulso. Por otro lado, en saturación, la limitación en el crecimiento (crecimiento más controlado) permite un mejor seguimiento de la desaceleración en el ritmo de crecimiento que experimenta la densidad de fotones debido al proceso de saturación de la ganancia.

En nuestro modelo hemos aunado los dos comportamientos que acabamos de describir, utilizando para la resolución numérica ambas ecuaciones en sendos tramos. El tramo inicial, en el que se usa la ecuación (5), comprende desde el instante de abertura del Q-switch hasta que la intensidad de la radiación en la cavidad alcanza un valor igual a la intensidad de saturación que habría en la cavidad si el medio activo fuera bombeado con el mismo ritmo R_p de forma continua. Este valor viene dado por [5]

$$I_s = \frac{h\nu_{21}}{\sigma_{21}\tau_2} \quad (7)$$

donde h es la constante de Planck y ν_{21} es la frecuencia de la transición láser. Dado que el valor de la intensidad de saturación es mucho menor que el valor máximo alcanzado por el pulso $I_s \ll I_{max}$, el punto en el que el pulso llega a ese nivel de intensidad I_s corresponde a una fase aún temprana de su formación. A partir de ese punto, es más conveniente usar la ecuación (6) para el resto del ciclo de potencia. De ahí que la forma del pulso (energía, potencia de pico y duración) venga determinada exclusivamente por la ecuación (6), mientras que el tiempo de subida lo fija la ecuación (5).

En la figura 1 se muestra un ejemplo de la resolución numérica de las ecuaciones para el ciclo de potencia, en el caso ideal de conmutación instantánea, donde se presentan tres pulsos. El pulso (a) corresponde a la utilización únicamente de la ecuación (5) para todo el ciclo, el pulso (b) corresponde a la utilización únicamente de (6), mientras que (c) es el pulso obtenido con el modelo expuesto de combinación de las dos ecuaciones. El uso combinado de las dos ecuaciones permite conservar tanto el adelanto en la consecución del pulso (menor tiempo de subida) precedido por (a) como la forma de éste precedida por (b).

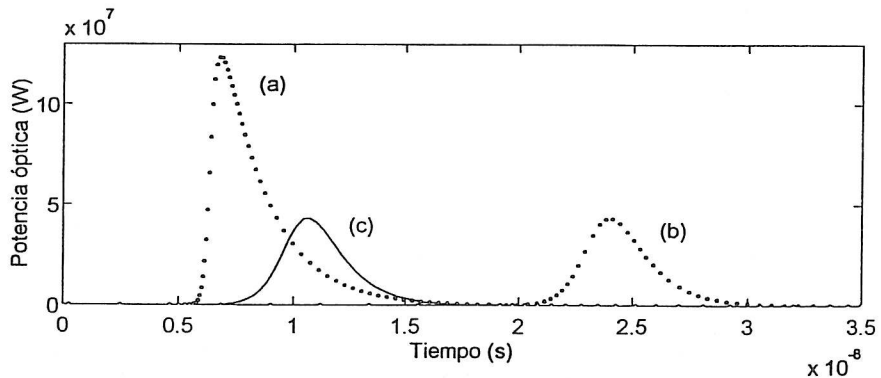


Figura 1. Representación gráfica de los pulsos obtenidos utilizando: (a) ecuación (5), (b) ecuación (6), (c) la combinación de las ecuaciones (5) y (6).

En el caso de conmutación lenta (slow switching), en el que se tiene en cuenta una función temporal decreciente para las pérdidas introducidas por el Q-switch $\alpha_i = \alpha_i(t)$, las consecuencias del uso combinado de las ecuaciones, afectan además a la forma del pulso. La mejora en la estimación del tiempo de subida del pulso supone que éste se produzca en un intervalo de tiempo anterior, donde las pérdidas toman un valor, en general, superior al mínimo. En estos casos, el modelo combinado predice mejor la pérdida de eficiencia experimentada por el pulso, conduciendo normalmente a pulsos más anchos y de menor energía.

Para probar el modelo se ha estudiado el láser de Nd:YAG analizado en [1]. Los datos experimentales describían un pulso de 120 mJ de energía por 6 ns de duración. Los resultados obtenidos en la simulación, donde se ha tenido en cuenta una función de pérdidas con decaimiento exponencial para el Q-switch [7], han sido una energía de 114 mJ y una duración de 3.3 ns, mejores que los correspondientes al análisis clásico 139 mJ y 2.9 ns.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PULSOS EN UN TRANSMISOR RADAR LASER

Basándonos en el modelo descrito en el apartado anterior se han caracterizado los pulsos emitidos por el sistema láser GCR 190-10 de la firma Spectra Physics, con el fin de comprobar su viabilidad como transmisor integrado en un sistema lidar atmosférico y efectuar su control. Este sistema láser incorpora un amplificador a la salida del oscilador. Para su modelado se han tenido en cuenta las ecuaciones de ritmo que describen la dinámica de la radiación y de la inversión de población en el mismo [5]. Para obtener emisión monomodo el sistema incluye la inyección de radiación en el oscilador procedente de un láser que actúa como seeder. La radiación inyectada se incluye en el modelo a través de la densidad de fotones inicial para el ciclo de potencia. Las pérdidas introducidas por el seeder inherentes a su inserción en el sistema también son consideradas. Además, para la transición de las pérdidas introducidas por el Q-switch desde su valor máximo al mínimo se ha considerado una función de tipo coseno alzado. En la figura 2 se representan los resultados obtenidos en la simulación, contrastados con los datos experimentales. El control del láser se realiza mediante un PC a través del protocolo IEEE 488.2 (GPIB). Se ha desarrollado una aplicación en el entorno de programación LABVIEW que permite el control desde el ordenador de todas las funciones disponibles en el sistema láser, y la integración del mismo en el sistema lidar global.

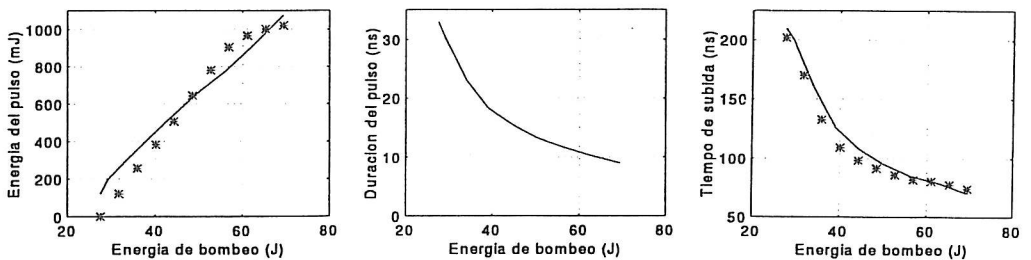


Figura 2. Representación de la energía, duración y tiempo de subida del pulso respecto a la energía eléctrica suministrada a las lámparas de flash. Los resultados de la simulación se presentan en trazo continuo, mientras que los datos experimentales se muestran en trazo discontinuo.

Referencias:

- [1] W. G. Wagner, B.A. Lengyel, *Evolution of the Giant Pulse in a Laser*, J. Applied Physics, vol. 34, n. 7, p. 2042, July 1963.
- [2] J. J. Degnan, *Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Laser*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. 25, n. 2, p. 214, February 1989.
- [3] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering*, New York: Springer-Verlag, 1976, caps. 1, 8, 11.
- [4] O. Svelto, *Principles of Lasers*, New York: Plenum Press, 1989, cap.5.
- [5] J. T. Verdeyen, *Laser Electronics*, New Jersey: Prentice-Hall, 1989, caps. 8, 9.
- [6] R. M. Measures, *Laser Remote Sensing: fundamentals and applications*, Malabar: Krieger, 1992.
- [7] R. S. Afzal, *A Simple Model of the Mars Observer Laser Altimeter Laser Transmitter*, Code 924, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD.