

CARACTERÍSTICAS NO EXPLORADAS DEL CIRCUITO DE TRANSFERENCIA CAPACITIVA EN LÁSERES PULSADOS

UN-SURVEYED CHARACTERISTICS OF CAPACITIVE DISCHARGE CIRCUITS FOR PULSED LASERS

I. Ríos ¹, I. Tarnapolsky ², M. González ¹ y G. Santiago ¹

1. Laboratorio Láser, Facultad de Ingeniería, UBA, Paseo Colón 850 (1063), Buenos Aires, Argentina
2. INVAP SE, P. Moreno 1089 (8400), Bariloche, Río Negro, Argentina

El sistema de descarga por transferencia capacitiva es, probablemente, el más popular de los esquemas de bombeo de láseres gaseosos pulsados. Ha sido extensamente ensayado en sus versiones básicas y también extendido con el agregado de circuitos más complejos como los de compresión magnética de pulsos. Varios autores han estudiado las características de este circuito en forma totalmente analítica, bajo la suposición de componentes invariantes en el tiempo, o bien a través de simulaciones numéricas. Sin embargo quedan aún algunos puntos importantes a estudiar, dependientes de cada caso particular. Uno de ellos es la relación entre la capacidad externa e interna que maximice la excitación para una dada mezcla de gases. Dado que los capacitores internos son utilizados al mismo tiempo como fuente de preionización, la densidad electrónica inicial, y su distribución espacial, también quedan determinadas por la relación de capacidades. Otro punto relevante es la distribución de corriente en los electrodos, la que no aparece reflejada en un modelo equivalente de parámetros concentrados. Presentamos aquí un análisis teórico y experimental de la influencia de estos factores en un láser TEA de CO₂ en vista al desarrollo de un modelo de alta repetición y buen rendimiento, dirigido a procesos fotoquímicos.

The capacitive transfer circuit is, perhaps, the most widely used system to pump gaseous pulsed lasers. In its basic form it has been thoroughly tested and it has been extended into more complex systems such as magnetic pulse compressors. The circuit's basic characteristics have been analytically analyzed under the assumption of invariant circuitual values or resorting to numerical simulations. However, some important issues have yet to be resolved. The main one is the ratio of external to internal capacity that maximizes the pumping efficiency. In addition, since the internal capacitors are usually employed as the source of pre-ionizing UV photons, the initial electron density and its spatial distributions are also a function of the internal capacitance. Another important topic is the current distribution in the main electrodes, a fact that is not taken into account when lumped parameter models are employed. We present a theoretical and experimental study on the influence of these aspects on a CO₂ TEA laser taking into account the requirements of a high-repetition-rate model directed to photochemical processes.

I. Introducción

El circuito de descarga capacitiva es quizás el más popular entre los sistemas de excitación de láseres pulsados. Su simpleza y un relativo bajo costo lo hacen favorito aunque existen soluciones técnicamente superiores pero de alto precio y elevada complejidad.

El esquema básico es el de la figura 1.

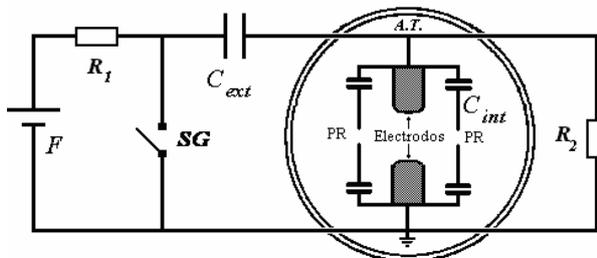


Figura 1. Esquema del circuito de transferencia capacitiva

La fuente F carga al capacitor principal C_{ext} a través de las resistencias R_1 y R_2 . Al cerrarse la llave SG (*spark-gap*) aparece un pulso de alta tensión negativo sobre el terminal marcado $A.T.$ y la carga

almacenada en C_{ext} es transferida a un conjunto de capacitores internos C_{int} . Durante el tiempo en que la llave está cerrada la resistencia R_1 limita la corriente que entrega la fuente F . Los capacitores internos están conformados por un arreglo, usualmente en dos filas a los lados de los electrodos principales. Para que la mencionada transferencia de carga tenga lugar es necesaria la presencia de un camino conductivo que se concreta a través de un arco entre puntas aguzadas roscadas en los extremos de cada capacitor interno (PR). Este arco no sólo provee el camino que cierra el circuito, sino que también es fuente de fotones ultravioleta que preionizan al medio antes de que ocurra la descarga principal. Además de generar los fotones que preionizan al medio, los capacitores internos sirven a otros propósitos. Por razones de dimensiones físicas, el circuito externo tiene asociada una inductancia relativamente elevada. Esto hace que el tiempo característico de la descarga tienda a ser largo y con ello se incrementan las probabilidades de que la descarga degenera en arco puesto que el tiempo de crecimiento de las inestabilidades puede ser más corto que el periodo de descarga del circuito externo. Al encontrarse los capacitores internos en serie con el principal, la capacitancia total es menor y por lo tanto

se acorta el tiempo de descarga. Además, un análisis del transitorio muestra que la tensión máxima sobre los capacitores internos es superior a la inicial sobre el externo. Esta sobretensión, de aparición rápida, sirve para incrementar rápidamente el número de electrones, consiguiéndose así una corriente principal más elevada. Asimismo, la descarga interna entre los electrodos del láser tiene lugar a través de un circuito de baja inductancia dada la menor área encerrada.

Todos estos aspectos cualitativos son simples de comprender, pero en general la literatura se ha limitado a exponer los resultados experimentales antes que modelos, muy probablemente debido al carácter no lineal de la impedancia de la descarga que impide encontrar soluciones analíticas simples. En este trabajo nos proponemos desarrollar un modelo simple que provea la capacidad de evaluar los efectos de distintos componentes, poniendo énfasis en la eficiencia. Mostraremos cómo cambios menores en la forma de los conductores del circuito externo pueden conseguir acortamientos importantes del pulso de descarga. Asimismo analizaremos la influencia de la capacidad interna, atento al alto costo de los mismos y a los esfuerzos por electro-estricción a los que están sometidos durante la carga y descarga que limitan la vida útil.

II. Modelo equivalente y análisis de componentes

Entre muchos autores que estudiaron modelos equivalentes, Papadopoulos y Serafetinides ^(1,2) llevaron a cabo uno de los análisis más detallados. Ellos consideraron el circuito equivalente de parámetros concentrados y linealizado de la figura 2 bajo la suposición de que las corrientes en ambas mallas se encuentran en régimen oscilatorio subamortiguado.

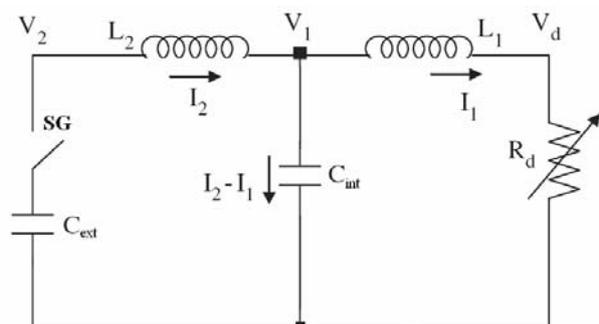


Figura 2. Circuito equivalente de parámetros concentrados

En dicha figura L_2 es la inductancia del circuito externo, L_1 la del interno, R_d es la resistencia media de la descarga (aunque el ícono la represente como variable).

Los resultados obtenidos muestran que la presencia del capacitor interno determina oscilaciones amortiguadas con frecuencias características ω_0^- y ω_0^+ , que satisfacen la desigualdad: $\omega_0^- < \omega_0 < \omega_0^+$,

donde ω_0 es la pulsación natural de oscilación del circuito en ausencia de C_{int} . Estas frecuencias son computables a través de una relación algebraica dependiente del cociente de capacitancias C_{int}/C_{ext} y de la relación de inductancias L_1/L_2 .

Dada la complejidad del problema, a pesar de contar solamente con dos mallas, hace que las variables relevantes del problema (frecuencias de oscilación, constantes de amortiguamiento) queden determinadas por polinomios de grado cuarto. Sólo en el caso de presuponer un bajo amortiguamiento es posible encontrar soluciones aproximadas para dichas variables.

Lamentablemente, al presuponer un bajo amortiguamiento, las soluciones quedan marcadamente oscilatorias. Tal situación ocurre cuando la impedancia media de la descarga del láser es muy inferior a la impedancia característica del circuito. Por ejemplo es el caso de láseres excímeros o de N_2 . Esta situación se corresponde con una fuerte inversión de la corriente sobre la llave y de la tensión sobre el capacitor principal. Llaves de tipo spark-gap son insensibles a la inversión de corriente (no así las de tipo tiratrón). Por el otro lado, los capacitores se degradan rápidamente si se los somete a tal régimen. El caso del láser TEA de CO_2 es diferente por cuanto es posible encontrar, para un amplio rango de componentes circuitales, la composición de la mezcla que lleva al sistema a operar en un régimen de amortiguamiento crítico o muy ligeramente subamortiguado. En estas condiciones, las conclusiones del trabajo de Papadopoulos deben ser tomadas con criterio cualitativo y no cuantitativo.

Kumar et al. ⁽³⁾ evitaron los modelos analíticos con componentes lineales y constantes y estudiaron un circuito semejante al de la figura 2 a través de un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas:

$$\begin{aligned} \frac{dV_2}{dt} &= \frac{-I_2}{C_{ext}}; & \frac{dI_2}{dt} &= \frac{(V_2 - V_1)}{L_2} \\ \frac{dV_1}{dt} &= \frac{(I_2 - I_1)}{C_{int}}; & \frac{dI_1}{dt} &= \frac{(V_1 - I_1 R_d)}{L_1} \end{aligned} \quad (1)$$

La resistencia variable R_d es computada como $R_d = \frac{V_d}{enSU_d}$, donde e es la carga elemental, n la densidad electrónica, S el área de los electrodos y U_d la velocidad de deriva de los electrones. La densidad electrónica evoluciona a lo largo del tiempo en la forma:

$$\frac{dn}{dt} = (\alpha - \beta)nU_d - \gamma n^2 \quad (2)$$

Donde α es el coeficiente de ionización, β el de recombinación por "attachment" y γ el de recombinación ión-electrón. La última ecuación presupone que la descarga se encuentra dominada por recombinación volumétrica y desprecia efectos difusivos por el gran volumen involucrado. Los mencionados coeficientes, así como la velocidad de deriva, son función de la razón del campo eléctrico

aplicado E a la densidad de moléculas neutras N y son ampliamente conocidos para distintas mezclas ^(4,5).

Kumar y sus colegas optaron por tomar una aproximación constante por tramos para R_d . Es decir que a partir del valor inicial $R_d(0)$ computada con la densidad electrónica inicial provista por la preionización el algoritmo calculaba las variables a un paso de integración δt , y entre ellas el valor $R_d(\delta t)$ que era utilizado como dato para el segundo paso de integración y continuar así la secuencia. Recurrieron así a una aproximación de resistencia de carga constante entre pasos de integración.

Los autores no informaron si el paso de integración era fijo o variable. En todo caso, parece una simplificación numéricamente arriesgada, particularmente durante el corto lapso de tiempo durante el cual se produce el crecimiento de la densidad electrónica.

Atento a esto, preferimos modificar el sistema de ecuaciones diferenciales acopladas. El conjunto de (1) y (2) permanece igual :

$$\begin{aligned} \frac{dV_2}{dt} &= \frac{-I_2}{C_{ext}} ; & \frac{dI_2}{dt} &= \frac{(V_2 - V_1)}{L_2} \\ \frac{dV_1}{dt} &= \frac{(I_2 - I_1)}{C_{int}} ; & \frac{dI_1}{dt} &= \frac{(V_1 - V_d)}{L_1} \\ \frac{dn}{dt} &= (\alpha - \beta)nU_d - \gamma n^2 \end{aligned} \quad (3)$$

y el cambio central se encuentra en el tratamiento de la rama que representa a la resistencia variable. Si suponemos que el campo eléctrico E entre los electrodos, que se encuentran separados una distancia h , es uniforme, entonces la corriente I_1 y su derivada pueden ser expresadas como:

$$\begin{aligned} I_1 &= enSU_d \\ \frac{dI_1}{dt} &= eS \left[\frac{dn}{dt} U_d + n \frac{dU_d}{dt} \right] \\ &eS \left[\frac{dn}{dt} U_d + n \frac{dU_d}{dV_d} \frac{dV_d}{dt} \right] \\ &eS \left[\frac{dn}{dt} U_d + n \frac{dU_d}{d(E/N)} \frac{d(V_d/hN)}{dt} \right] \\ &eS \left[\frac{dn}{dt} U_d + \frac{n}{hN} \frac{dU_d}{d(E/N)} \frac{dV_d}{dt} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

De esta última expresión es posible despejar dV_d/dt para completar el sistema de ecuaciones diferenciales acopladas a resolver.

Es interesante notar que la suposición de Kumar corresponde a considerar sólo el segundo sumando de la (4), obviando el primero, proporcional a dn/dt , que es importante en el lapso en que la densidad electrónica cambia rápidamente.

El conjunto anterior de ecuaciones es simple y no pretende describir hasta el menor detalle observado de las curvas de tensión o corriente. De hecho, al tratarse

de un sistema de ecuaciones diferenciales totales, ignora detalles espaciales que serán considerados independientemente. Nuestro objetivo es encontrar un modelo que prediga las variables de mayor relevancia física. Por ejemplo, no consideramos el proceso de carga inicial de los capacitores de preionización (antes de la generación del arco entre las puntas preionizadoras). Éste se da durante las primeras etapas de la descarga del capacitor principal, cuando aún no hay corriente en el canal principal. Por lo tanto no hemos incluido una descripción de este fenómeno que, al desarrollarse en una escala de tiempo muy corta, genera un sistema rígido de ecuaciones diferenciales. Los algoritmos eficaces para sistemas rígidos son de menor precisión que los que no tratan con dicha clase de sistemas. Por lo tanto, y en base a consideraciones físicas, hemos eliminado ecuaciones que describan procesos que, a nuestro juicio, no sean relevantes para la determinación de la excitación.

Antes de resolver el sistema de ecuaciones es pertinente discutir características físicas del sistema y del modelo para llevarlas a las mejores condiciones posibles.

Un análisis cualitativo de las ecuaciones muestra el papel importante de la inductancia L_2 del circuito externo en lo que hace el tiempo de descarga. En efecto, en ausencia de corriente a través de los electrodos principales tenemos un régimen de corriente aproximadamente sinusoidal en el circuito externo, con un período dado por:

$$T = \sqrt{L_2 C_{eq}} ; C_{eq} = \frac{C_{ext} C_{int}}{C_{ext} + C_{int}} \quad (5)$$

Es bien conocido que a menor período T , más estable es la descarga ^(6,7). Conseguir esto por reducción de la capacidad requiere de mayores tensiones para mantener la energía y con ello se torna casi imprescindible utilizar circuitos del tipo de banco de Marx.

La reducción de L_2 parece estar limitada a compactar el arreglo lo máximo posible para reducir el área. Sin embargo es posible conseguir el mismo resultado recordando que la inductancia total de varias inductancias en paralelo es inferior a la menor de ellas. También la forma de los conductores que transportan la corriente en el circuito externo afecta la inductancia. Típicamente se utiliza una faja metálica de unos 5 a 7 cm de ancho y 1 a 1.5 mm de espesor para vincular el capacitor externo, la llave y los electrodos del láser. Esta faja sigue un contorno complicado, pero que groseramente puede ser aproximado a una circunferencia de unos 30 cm de diámetro para un láser TEA de unos 1000 a 1500 cm³ de volumen activo. Una simulación numérica nos indica que un conductor de estas características tiene una inductancia de aproximadamente 2 μ Hy. Si pasamos a un conductor de sección circular con igual área (4 mm de radio), la inductancia resulta de unos 0.75 μ Hy. Estos son valores correspondientes a corrientes estacionarias y varían, debido al efecto

pelicular, al tener corrientes variables en el tiempo. Sin embargo la desigualdad se preserva y muestra un progreso por el sólo hecho de cambiar la forma del conductor principal.

Esta mejora por forma puede ser extendida por el uso de varios conductores en paralelo. En la figura 3 mostramos la solución simple que empleamos. El spark-gap (cilindro negro a la izquierda) está conectado a siete cables que ingresan equiespaciados a la cámara donde se encuentran los electrodos. En la base del spark-gap se puede observar al capacitor externo de $0.15 \mu\text{F}$ (paralelepípedo de color blanco) y conectado a éste la punta de alta tensión con la que registramos la tensión sobre los electrodos principales.



Figura 3. Vista general del láser con los siete alimentadores equiespaciados

El efecto de los alimentadores separados puede ser apreciado en la figura 4 donde mostramos la tensión sobre los electrodos. Se operó al láser en régimen ligeramente subamortiguado para observar diferencias de comportamiento al variar la cantidad de alimentadores.

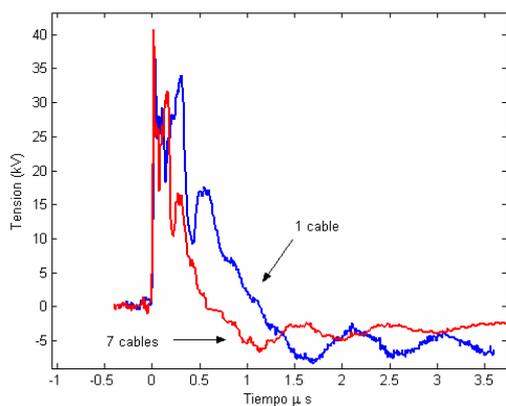


Figura 4. Tensión sobre los electrodos principales para distinto número de alimentadores

Relevamos las curvas para 1,3, 5 y 7 cables pero preferimos mostrar los casos extremos para enfatizar el cambio. Se puede notar que el circuito responde más rápidamente cuando se utilizan 7 alimentadores, la presencia de oscilaciones es mucho menos relevante y éstas se atenúan más rápidamente. Dada la

disposición espacial de los alimentadores, debimos recurrir a un cómputo numérico de la inductancia equivalente. De no existir acoplamiento el resultado sería $L_0/7$, donde L_0 es la inductancia de un único alimentador. El resultado que obtuvimos fue aproximadamente $L_0/5$, lo que refleja el acoplamiento magnético entre alimentadores.

En síntesis, la inductancia del circuito externo se redujo de $2 \mu\text{Hy}$ a $0.15 \mu\text{Hy}$. Este es un paso importante para acortar el tiempo de descarga.

Otro aspecto positivo, pero más difícil de evaluar con los datos disponibles, es la reducción del gradiente de tensión a lo largo de los electrodos principales. El efecto pelicular hace que, a las frecuencias de las componentes espectrales del pulso más relevantes (1-10 MHz), la profundidad de penetración sea de unos $10 \mu\text{m}$. En estas condiciones, y con las altas corrientes involucradas, los electrodos dejan de ser equipotenciales y el campo eléctrico entre ellos resulta variable con la posición. Esto acarrea inhomogeneidades en la distribución de corriente y una mayor tendencia de la descarga a degenerar en arco. Como indicio experimental de estas mejoras el láser operó en forma estable a presiones de hasta 1500 mbar con tensiones de 39 kV. En lo mejor de nuestro conocimiento es la presión más elevada conseguida en nuestro país sin recurrir a sofisticados sistemas de preionización y excitación principal.

Habiendo analizado las mejoras en el circuito externo podemos analizar los resultados de las simulaciones asociadas con las ecuaciones 3 y 4. La figura 5 muestra un primer resultado relativo a las medidas experimentales de tensión y los valores calculados. Puede apreciarse una diferencia en los instantes iniciales cuyo origen estriba en la no inclusión del proceso de carga inicial de los capacitores de preionización. Como ya mencionamos, esto no significa un detrimento dado que en dichos instantes la corriente de bombeo es virtualmente nula.

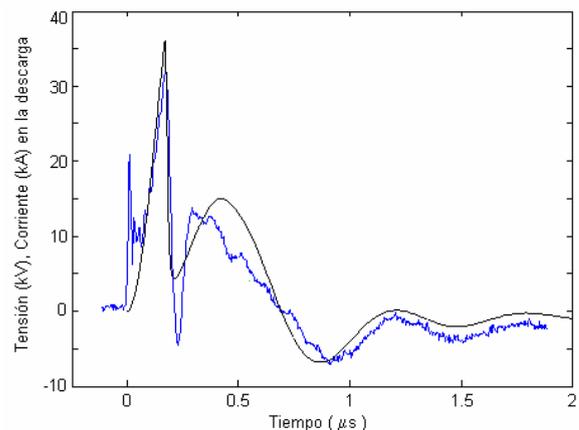


Figura 5. Tensión sobre la descarga: azul, valores medidos, negro, computados. Mezcla 1:1:8, presión 600 mbar, capacitor externo $0.15 \mu\text{F}$

Luego de transcurrido el transitorio inicial asociado con la preionización, la tensión sobre los electrodos principales crece rápidamente hasta

producirse la descarga principal, momento en que la tensión cae abruptamente. Las curvas de la figura 5 corresponden a una situación en la que la impedancia de la descarga se encuentra desadaptada para observar el comportamiento oscilatorio del circuito. En condiciones óptimas, la composición de la mezcla y la presión total permiten una mejor adaptación de impedancias y las oscilaciones son mucho más reducidas en amplitud.

Dado que muchos de los componentes del circuito equivalente de la figura 2 son desconocidos recurrimos a un algoritmo de búsqueda para encontrar los valores que ajustaran mejor a las medidas. Obtuvimos $L_2 \approx 0.18 \mu\text{Hy}$ y $L_1 \approx 10 \text{ nHy}$ (con mucha incerteza en el valor).

Con los valores de los componentes aproximadamente determinados, es posible analizar las corrientes en el circuito externo y en la descarga. La primera es habitualmente medida por medio de una bobina de Rogowsky, pero la segunda puede ser inferida sólo a partir de métodos numéricos.

La figura 6 muestra los valores computados de la tensión sobre los electrodos y la corriente en el circuito externo para las mismas condiciones de la figura 5. Es interesante notar que la corriente alcanza un máximo y comienza a disminuir cuando aún no se ha producido la descarga principal. Una vez desarrollada ésta, los capacitores internos quedan virtualmente descargados, por lo que aparece un segundo pulso de corriente que evoluciona, para estas condiciones, en forma sinusoidal amortiguada.

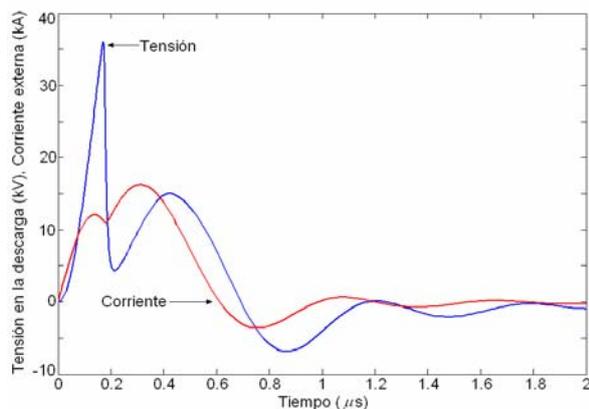


Figura 6. Valores computados de tensión sobre los electrodos y corriente en el circuito externo. Mismas condiciones figura 5.

La evolución de la corriente en el circuito interno es de más interés porque determina el bombeo. Los resultados numéricos son mostrados en la figura 7. Por la baja impedancia característica del circuito interno, una vez comenzada la multiplicación de electrones por ionización, la corriente crece a valores de varias decenas de kA comparado con algunos kA en el circuito externo. De hecho, el lóbulo secundario aparece empujado por la escala pero corresponde al pico secundario de la figura 6. Del análisis de los datos se observa que durante el pico de corriente principal los circuitos externo e interno

quedan virtualmente desacoplados y entonces la corriente a través de los electrodos puede ser simplemente calculada como $I_1 \approx C_{int} dV_d/dt$.

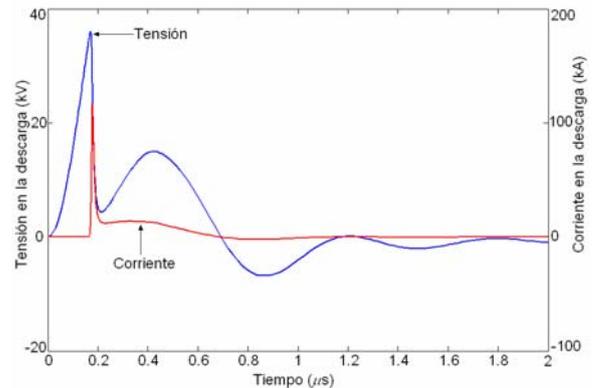


Figura 7. Valores computados de tensión sobre los electrodos y corriente en el circuito interno. Mismas condiciones que figura 5.

Dentro de ciertos límites, un aumento de la tensión de alimentación conlleva un aumento de la corriente (hasta llegar al régimen inestable). Sin embargo, la corriente no es la única variable relevante. En estos láseres de descarga autosostenida el valor de E/N que asegura una generación neta de electrones es superior al que maximiza la transferencia de energía al nivel 00^01 del CO_2 y a los primeros niveles excitados del N_2 . Este problema es bien conocido y condujo, en el pasado, al desarrollo de los modelos de descarga no autosostenida con aporte de electrones por una fuente externa. La complejidad, costo y falta de confiabilidad de dicha fuente externa de electrones hizo que predominara el modelo de descarga autosostenida a pesar de que el valor óptimo de E/N para la excitación no coincida con el que asegura generación neta de electrones.

La figura 8 presenta la fracción de potencia transferida al nivel láser superior y a los primeros estados excitados del N_2 ⁽⁴⁾.

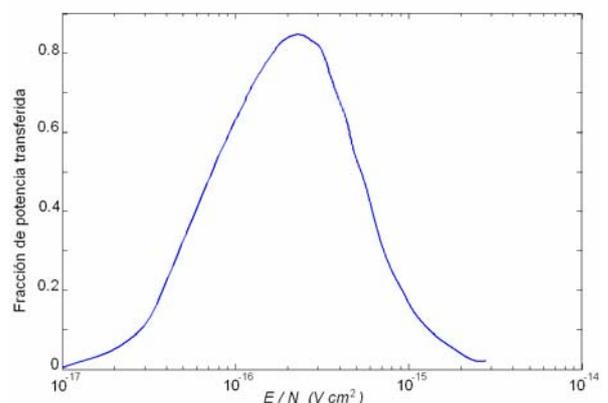


Figura 8. Fracción de potencia transferida al nivel superior del CO_2 y a los primeros niveles excitados del N_2 en función de E/N . Mezcla 1:1:8

Si multiplicamos la tensión sobre la descarga por la corriente en la misma y el resultado lo pesamos por la figura 8, obtenemos la fracción de potencia que sirve como bombeo en función del tiempo.

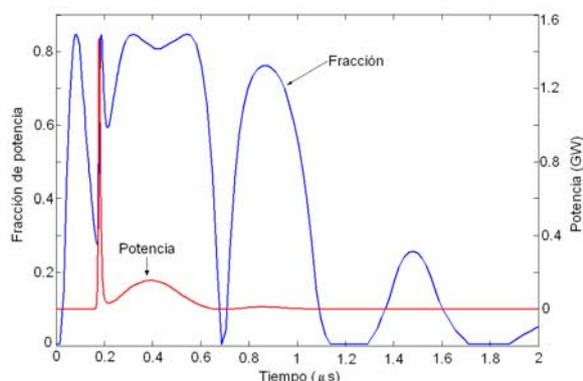


Figura 9. Fracción de potencia transferida de la descarga a excitación útil en función del tiempo.

La figura 9 muestra un resultado interesante. Al momento de obtenerse la máxima potencia entregada a la descarga, no se consigue la mejor eficiencia. Esto se debe a que el campo eléctrico en la descarga es elevado. Esto asegura una alta tasa de generación de electrones, pero un bajo aprovechamiento debido a que el campo presente en la descarga es superior al óptimo. Entonces, visto el proceso en forma integrada, son más importantes los instantes posteriores al correspondiente al máximo de corriente.

En base a este concepto decidimos computar dos factores de eficiencia: el primero es la razón de la energía depositada en la descarga a la almacenada inicialmente en el capacitor principal, el segundo es la razón de la energía efectivamente entregada al nivel superior del CO_2 y el N_2 a la almacenada inicialmente en el capacitor principal. La figura 10 muestra la evolución del segundo de estos factores. Se observa que al aumentar la energía de entrada (mayor campo eléctrico) la eficiencia se reduce. Sin embargo la energía depositada en los niveles excitados aumenta como muestra la figura 11.

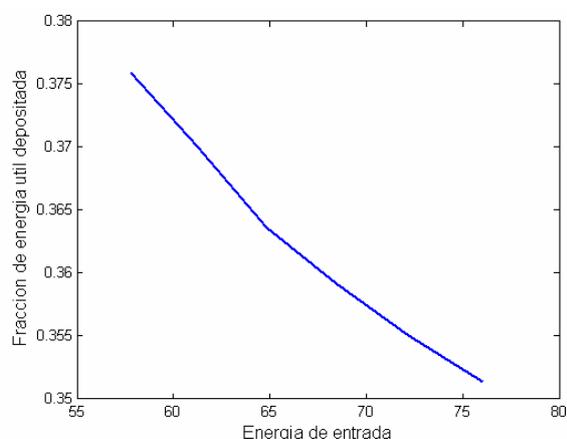


Figura 10. Fracción de energía útil transferida en función de la energía de entrada. Mezcla 1:1:8, capacitor 0.15 μF

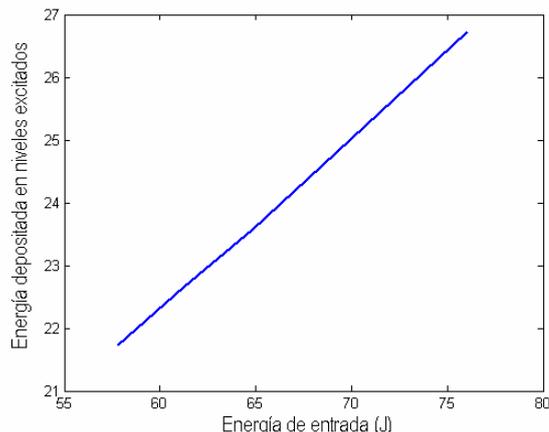


Figura 11. Energía depositada en función de la de entrada. Mezcla 1:1:8, capacitor de 0.15 μF

Es muy importante enfatizar que la figura 11 presenta la energía depositada en los niveles excitados del láser y que no es directamente la energía de salida. Para computar ésta deben contemplarse varios factores menores a la unidad. Los más importantes son el rendimiento cuántico de la transición y la eficiencia de extracción óptica. Tomando en cuenta éstos y otros factores menores se llega a una eficiencia global del orden del 5%.

El carácter decreciente del rendimiento con el aumento de tensión se aprecia en la figura 12 donde presentamos la eficiencia normalizada al valor máximo obtenida en un rango, en función de la energía de entrada. Nuevamente las predicciones del modelo siguen bien a los valores experimentales.

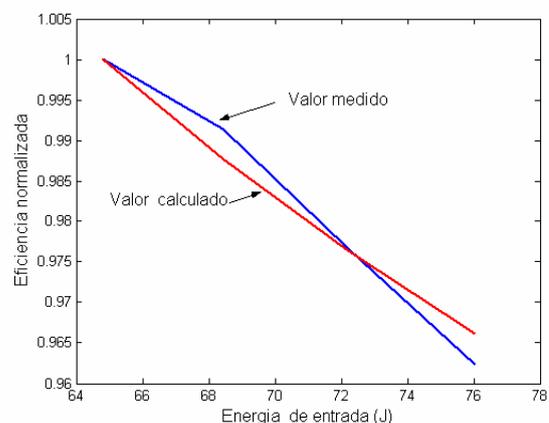


Figura 12. Eficiencia normalizada versus la energía depositada. Mezcla 1:1:8, capacitor 0.15 μF

III. La influencia de los capacitores internos en el rendimiento

En párrafos anteriores hemos mencionado las funciones principales de los capacitores internos: generar preionización del medio por absorción de fotones ultravioleta generados durante la carga de dichos capacitores y proveer un camino de corriente para la descarga principal de baja impedancia y corto tiempo de establecimiento.

Dado que estos capacitores son costosos, ocupan un volumen importante y sufren importantes esfuerzos mecánicos en los ciclos de carga y descarga, resulta de interés disponer de una cuantificación de la influencia de los mismos en el rendimiento, para mantener un costo acotado. Los resultados son presentados en la figura 13.

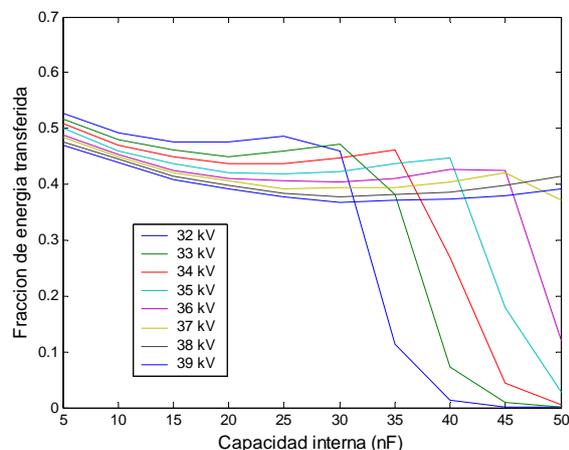


Figura 13. Dependencia de la fracción de energía depositada en el medio versus la capacidad interna. Presión 600 mbar, mezcla 1:1:8, capacitor externo de 0.15 μF

Podemos notar en algunas de las curvas un punto de quiebre. Éstos se corresponden con descargas en arco y por lo tanto el láser no es operativo en tales condiciones. Esto se debe a que al aumentar la capacidad interna la sobretensión desarrollada sobre los electrodos disminuye, limitando así la generación de electrones por ionización. Para cada tensión existe un máximo de capacidad interna recomendable. Curiosamente, la supuesta “condición ideal”, es decir aquella en que la capacidad interna es muy próxima a la externa no es conveniente a menos que se aumente mucho la tensión de alimentación, con la consiguiente merma en la eficiencia. Como se puede apreciar, el carácter alineal de la impedancia de la descarga y la no correspondencia entre el campo óptimo de bombeo con el de ionización, tornan al sistema muy poco “intuitivo” en cuanto a los resultados.

Las curvas sugieren que la mejor eficiencia se obtendría a bajos valores de capacidad interna. Esto se opone a la obtención de una buena preionización por cuanto mayor sea la capacidad interna, tantos más fotones ultravioletas se obtendrán. Afortunadamente las curvas muestran una evolución suave, por lo que el valor no resulta crítico. Es importante notar nuevamente que las condiciones de mejor rendimiento se oponen a la de mayor energía de salida. Es un compromiso que debe elucidarse en base a consideraciones aparte de las mencionadas, por ejemplo costos operativos.

IV. Conclusiones

El modelo presentado es semejante al utilizado por otros autores. Sin embargo, el tratamiento de la descarga como una componente resistiva variable es

superior en cuanto a que considera al unísono los cambios de tensión sobre la descarga y la variación de la densidad electrónica. Además, un simple cambio en los conductores del circuito externo permitió reducir el tiempo de descarga. Por último elucidamos la influencia del valor de la capacidad interna sobre la eficiencia. Las curvas muestran un óptimo pero éste es afortunadamente muy suave, lo que compensa la imposibilidad de variar dicha capacidad en un amplio rango por razones de espacio ocupado y costo.

Referencias

1. A. Papadopoulos and A. Serafetinides, *IEEE Journal Quantum Electron.*, **26**, 177, (1990).
2. A. Papadopoulos and A. Serafetinides, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **24**, 1917, (1991).
3. M. Kumar, J. Khare, C. Gupta and A. Nath, *Opt. and Laser Tech*, **39**, 129, 2005.
4. J. Lowke, A. Phelps and B. Irwin, *J. Appl. Phys.*, **44**, 10, (1973).
5. K. Kumar and M. Nath, *Proceedings of National Laser Symposium*, Thiruvananthapuram, India 2002:62-4.
6. W. Niegand and W. Wiegand, *Physical Review A*, **10**, 922, (1973).
7. W. Nighan, *Physical Review A*, **16**, 1209, (1977).