

Generación de segundo armónico en ADP, con un laser de pigmento, sintonizable en el rango de 285 nm a 300 nm

Manuel Fernández G., Raúl Rangel R.

*Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa
Apartado postal 55-532, México, D.F.*

Manuel Yamada

*Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada
Espinoza 843, Ensenada, Baja California, México*

(Recibido el 30 de junio de 1989; aceptado el 5 de diciembre de 1990)

Resumen. En el presente trabajo se reporta la producción de luz ultravioleta monocromática y sintonizable en el rango de 285 nm a 300 nm a partir de luz visible proveniente de un laser de pigmento orgánico bombeado por un laser de nitrógeno, usando para ello la generación de segundo armónico en un cristal de ADP (fosfato dihidrogenado de amonio). Tanto el laser de pigmento como el cristal de ADP fueron des-arrrollados en México.

PACS: 42.65.Ky; 42.10.Qj

1. Introducción

Durante mucho tiempo los espectroscopistas habían estado a la búsqueda de fuentes monocromáticas intensas de luz ultravioleta (UV) para el estudio de espectros de fluorescencia con excitación selectiva. La invención de algunos láseres ultravioletas (de nitrógeno molecular, excímeros, etc.) sirvió parcialmente para este propósito, sin embargo, debido a la falta de sintonía (o sintonía muy limitada) de estas fuentes, gran parte del espectro de UV seguía sin cubrir. Con la invención de los láseres de pigmento a principios de los setenta se logró cubrir continuamente el espectro visible hasta el cercano UV, sin embargo estos láseres no pueden funcionar por debajo de cierta longitud de onda, debido a limitaciones intrínsecas a los pigmentos [1]. Con el descubrimiento de la generación del segundo armónico [2] (GSA) y del mezclado paramétrico de ondas en medios no lineales (del cual el segundo armónico es un caso particular), se abrió la posibilidad de cubrir todo el espectro de UV de una manera continua a partir de láseres sintonizables en el visible [3]. En la actualidad la importancia del proceso de GSA va más allá de este interés inicial y se ha extendido a un amplio campo de acción que abarca, por ejemplo, la detección de pulsos luminosos ultracortos [4].

2. Marco teórico

La GSA puede describirse teóricamente a un nivel macroscópico dentro del marco de las ecuaciones de Maxwell para la propagación de ondas electromagnéticas en un medio que presenta una respuesta no lineal.

2.1 Las ecuaciones de Maxwell en un medio no lineal

Usemos las ecuaciones de Maxwell para un medio sin cargas ni corrientes libres, complementadas con la siguiente ecuación constitutiva

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1)$$

donde \mathbf{D} es el desplazamiento eléctrico, ϵ_0 la permitividad del vacío, \mathbf{E} el campo eléctrico y \mathbf{P} la polarización eléctrica, la cual describe la respuesta del medio ante la propagación del campo eléctrico. Escribamos esta respuesta como la suma de una parte lineal más otra no lineal,

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_L \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL} \quad (2)$$

donde χ_L es la susceptibilidad eléctrica usual y

$$\mathbf{P}_{NL} \cong d : \mathbf{E}\mathbf{E} \quad (3)$$

es la polarización a segundo orden en el campo, y d es un tensor de tercer orden que representa la susceptibilidad no lineal. Esta expresión puede verse como un desarrollo de Taylor hasta orden dos en el campo \mathbf{E} [5]. Por simplicidad consideremos un medio no magnético, de manera que $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, sustituyendo la polarización en la ecuación $\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2$ obtenemos la ecuación de onda en un medio no lineal,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (4)$$

Esta es una ecuación parcial no lineal para \mathbf{E} , por lo que no hay una forma estándar de resolverla. Para hacerlo hagamos algunas suposiciones:

- i) los campos no dependen de x o y (ondas planas), de manera que podamos restringirnos al caso unidimensional; sea z la dirección de propagación,
- ii) las envolventes de los campos \mathbf{A}_j , definidas en la Ec. (5), varían suavemente, de manera que $\frac{d^2 \mathbf{A}_j}{dz^2} \ll \mathbf{k}_j \cdot \frac{d \mathbf{A}_j}{dz}$, donde \mathbf{k}_j es el vector de onda del campo \mathbf{E}_j .

Consideremos que se propagan tres campos con frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 , estos campos son

$$\mathbf{E}_j(z, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}_j(z) e^{i(k_j z - \omega_j t)} + \text{c.c.}], \quad (5)$$

donde c.c. denota complejo conjugado y $j = 1, 2, 3$ etiqueta las diferentes frecuencias. El campo completo será la suma de ellos,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1(z, t) + \mathbf{E}_2(z, t) + \mathbf{E}_3(z, t). \tag{6}$$

Introduciendo estas expresiones en la Ec. (4) obtenemos

$$\sum_{j=1}^3 ik_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} \frac{d\mathbf{A}_j}{dz} + \text{c.c.} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \tag{7}$$

El término del lado derecho de esta ecuación puede verse como una fuente para el campo eléctrico, al cual transfiere energía a una razón dada por [6]

$$(\nabla \cdot \mathbf{S})_{NL} = \frac{1}{2}(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*) \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{P}_{NL} + \mathbf{P}_{NL}^*) \tag{8}$$

con \mathbf{S} el vector de Poynting, $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$.

2.2 Condiciones de transferencia de energía

Sólo la parte de la polarización no lineal que varía en el tiempo con la misma frecuencia que alguno de los campos involucrados contribuye a modificar la amplitud de ese campo, ya que el promedio en el tiempo de la razón de transferencia de energía $\langle (\nabla \cdot \mathbf{S})_{NL} \rangle_t$ sólo será significativo para la parte que oscile con la misma frecuencia; a esta restricción se le conoce como la condición de acoplamiento temporal. Así, si estamos interesados en describir al campo \mathbf{E}_3 oscilando con frecuencia $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, sólo consideraremos los términos que oscilen con esta frecuencia en (7),

$$\frac{d\mathbf{A}_3}{dz} = i\omega_3 \frac{1}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right]^{1/2} d : \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2 \exp[i(k_1 + k_2 - k_3)z], \tag{9}$$

donde usamos $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$; de manera similar,

$$\frac{d\mathbf{A}_1}{dz} = i\omega_1 \frac{1}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right]^{1/2} d : \mathbf{A}_3 \mathbf{A}_2^* \exp[i(k_3 - k_1 - k_2)z] \tag{10}$$

y

$$\frac{d\mathbf{A}_2^*}{dz} = i\omega_2 \frac{1}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right]^{1/2} d : \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_3^* \exp[i(k_1 - k_3 + k_2)z]. \tag{11}$$

Este es un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales de primer orden que describen el caso más general de mezcla de tres ondas. La GSA se tiene cuando hacemos $\omega = \omega_1 = \omega_2$, $\mathbf{A}_1 = \mathbf{A}_2$ y $\omega_3 = 2\omega$. De aquí se ve que sólo tendremos una

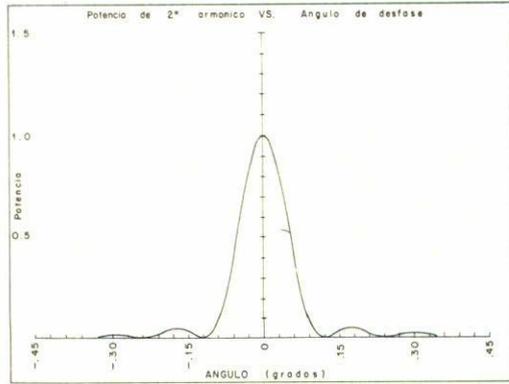


FIGURA 1. Gráfica de la potencia de segundo armónico (en unidades arbitrarias) contra ángulo de desfase, evaluada de la Ec. (13) para una longitud del cristal de 0.4 cm y $\lambda = 595$ nm.

onda responsable de la generación del armónico, sin embargo el formalismo de tres ondas es necesario para enfatizar la interacción del haz fundamental consigo mismo. Con esto el sistema de Ecs. (9–11) se reduce a sólo dos, para resolverlo supongamos que el porcentaje de conversión de radiación con frecuencia ω_1 en radiación con frecuencia ω_3 es muy pequeño, de manera que $\mathbf{A}_1 = \text{cte.}$, quedándonos entonces una sola ecuación por resolver, a esta aproximación se le suele llamar de onda de bombeo constante.

La Ec. (9) puede entonces integrarse directamente ya que $\mathbf{A}_1 = \text{cte.}$; si tomamos $\mathbf{A}_3(z = 0) = 0$ como condición inicial, de manera que inicialmente no haya campo en el segundo armónico,

$$\mathbf{A}_3(L) = i\omega \frac{1}{2} \left[\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right]^{1/2} d : \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_1 \frac{e^{i\Delta k z} - 1}{i\Delta k}, \tag{12}$$

donde L es el espesor del medio no lineal y $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ es el desfase espacial del vector de onda resultante. La potencia de salida para el segundo armónico está dada por el cuadrado de la amplitud \mathbf{A}_3 ; tomando la razón de esta potencia y la potencia de entrada (dada por \mathbf{A}_1) se obtiene la eficiencia de conversión

$$\frac{P(2\omega)}{P(\omega)} = 2 \left[\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right]^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 L^2}{n^3} \left(\frac{P(\omega)}{\text{Area}} \right) \frac{\text{sen}^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2}, \tag{13}$$

donde hemos reescrito la permitividad relativa en términos del índice de refracción n , $\epsilon_r = n^2$.

En la Fig. 1 se muestra la eficiencia de conversión al segundo armónico como función del desfase espacial Δk ; si Δk es diferente de cero la onda generada en el plano z_1 no estará en general en fase con la onda generada en otro plano z_2 , con la cual interferirá al propagarse hasta ese plano. Esta interferencia está descrita

por el factor

$$\frac{\text{sen}^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2}, \tag{14}$$

de donde resulta claro que la eficiencia de GSA es máxima cuando $\Delta k = 0$, es decir, cuando $k(2\omega) = 2k(\omega)$; así, el tener este desfase espacial igual a cero equivale a pedir que las ondas generadas de 2ω en dos planos cualesquiera estén en fase y su interferencia sea constructiva, de ahí que a esta condición se le conozca como de acoplamiento de fase (*phase matching* en inglés).

Nos enfrentamos pues al problema práctico de lograr la condición de máxima eficiencia de conversión de energía al segundo armónico. El término cuadrático de la susceptibilidad no lineal responsable de la GSA sólo existe en materiales cuya estructura carece de simetría ante inversiones [7], por lo que únicamente se puede obtener el segundo armónico en este tipo de materiales, aunque no en todos ellos sea posible cumplir la condición de acoplamiento de fase. Los cristales birrefringentes son materiales no centrosimétricos y en algunos de ellos puede cumplirse esta condición; el ADP es un ejemplo de este tipo.

La condición de acoplamiento de fase se puede escribir en términos de índices de refracción, recordando que $k(\omega) = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}n(\omega)$, la condición es $n(\omega) = n(2\omega)$, es decir, la condición impone a las ondas con frecuencia ω y 2ω a viajar con la misma velocidad en el medio no lineal, de aquí que a veces se le llame condición de acoplamiento de velocidades.

Los índices de refracción para rayos ordinarios n_0 y extraordinarios n_e , lejos de resonancia, son funciones monótonas de ω , por lo que la condición sólo se cumple si los haces propagándose con frecuencias ω y 2ω son de distinta naturaleza, es decir, uno ordinario y otro extraordinario.

Para un cristal uniaxial negativo ($n_e < n_0$) como el ADP, la dependencia del índice de refracción para rayos extraordinarios con la dirección de propagación θ , medida con respecto al eje óptico, está dada por [8]

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_0^2} + \frac{\text{sen}^2 \theta}{n_e^2}. \tag{15}$$

Como el haz de segundo armónico será extraordinario, la condición de acoplamiento es

$$n_e(2\omega, \theta_m) = n_0(\omega). \tag{16}$$

Es decir, si proyectamos un haz a la frecuencia fundamental a un ángulo θ_m con el eje óptico del cristal, el haz con el segundo armónico saldrá como un haz extraordinario en la misma dirección y la eficiencia de conversión será máxima, por dicha razón a este método se le llama de sintonía por ángulo, Fig. 2. Existe otra forma de lograr el acoplamiento de fases que consiste en hacer incidir el haz fundamental a

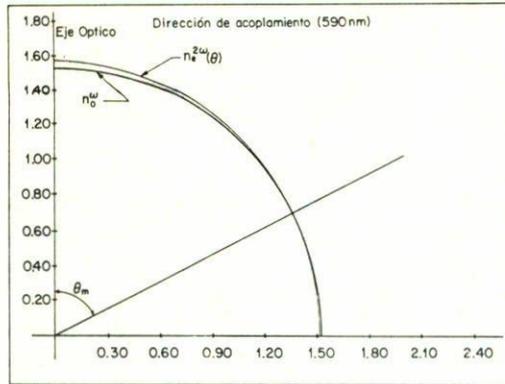


FIGURA 2. Gráfica del índice de refracción ordinario de la frecuencia fundamental y del índice de refracción extraordinario para la frecuencia armónica como función de la dirección de propagación del haz incidente con respecto al eje óptico (la distancia del origen a cada curva representa el índice de refracción respectivo). La polarización de los haces ordinario y extraordinario es perpendicular y paralela al eje óptico, respectivamente; la condición de acoplamiento de fases se muestra explícitamente.

90° y controlar la birrefringencia del cristal cambiando su temperatura [9], la cual no describiremos aquí.

Si introducimos esta condición en la Ec. (15), obtendremos

$$\frac{1}{n_0^2(\omega)} = \frac{\cos^2 \theta_m}{n_0^2(2\omega)} + \frac{\sin^2 \theta_m}{n_e^2(2\omega)}; \tag{17}$$

resolviendo para el ángulo θ_m llegamos a

$$\theta_m = \arcsen^{-2} \left[\frac{n_0^{-2}(\omega) - n_0^{-2}(2\omega)}{n_e^{-2}(2\omega) - n_0^{-2}(2\omega)} \right]. \tag{18}$$

De aquí se obtiene una restricción importante: el argumento en (18) deberá estar acotado en $(-1, 1)$. Esto implica que $n_e(2\omega) < n_0(\omega)$. Esta condición aunada a las características de absorción del cristal imponen los límites del rango de longitudes de onda en que es posible obtener el segundo armónico.

Estos resultados tienen como base la suposición de que los haces involucrados son ondas planas, la teoría debe entonces modificarse para poder contemplar el caso en que no lo son. De la expresión (13) para la eficiencia de conversión, se ve que ésta aumenta conforme crece la intensidad del haz fundamental, lo cual puede lograrse enfocándolo sobre el cristal; la teoría de GSA con haces gaussianos enfocados, está descrita en la Ref. [9] y su principal resultado es que la eficiencia máxima se logra cuando

$$L = 5.68 Z_0, \tag{19}$$

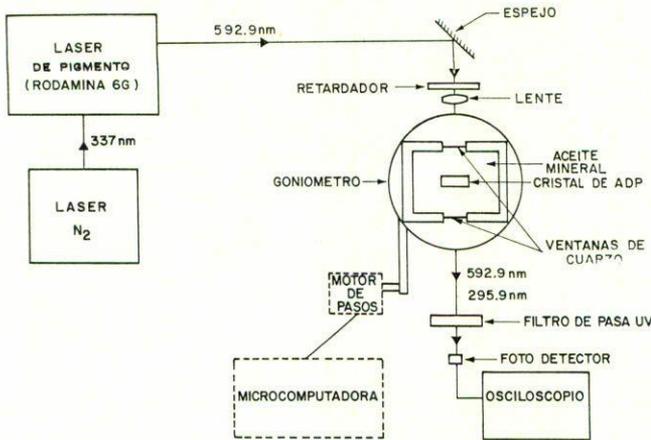


FIGURA 3. Arreglo experimental para la generación de segundo armónico. En líneas sólidas se muestra el sistema actual con movimiento manual del goniómetro para obtener el ángulo de acoplamiento de fase. En línea punteada se muestra el sistema de barrido de ángulo que se está implementando.

donde $Z_0 \equiv \pi n \omega_0^2 / \lambda$ es el rango de Rayleigh del haz enfocado y ω_0 es el diámetro del haz en el foco.

3. Montaje experimental

El montaje experimental requiere de una fuente laser sintonizable, un medio no lineal provisto de un montaje adecuado para lograr las condiciones óptimas de acoplamiento y un equipo de detección (Fig. 3). Describiremos el dispositivo experimental por partes.

3.1 La fuente primaria de luz

El proceso de generación de segundo armónico (o doblamiento de frecuencia) es un proceso no lineal y por tanto dependiente de la intensidad, por lo que resulta esencial utilizar una fuente intensa en un rango estrecho de frecuencias para obtener un efecto apreciable. Por esta razón y por ser además sintonizable, usamos como fuente un laser de pigmento orgánico, que fue diseñado y fabricado por la UAM-Iztapalapa [10].

Dicho laser se utilizó con el pigmento *Rodamina 6G*, marca Excitón, diluido en alcohol etílico a una concentración 5×10^{-3} Molar, según recomendación del fabricante [11], este pigmento es de alta pureza química, fabricado específicamente para su uso en láseres. El laser de pigmento es bombeado por un laser de nitrógeno molecular también manufacturado en la UAM-I [12]. Puesto que el laser de N_2 produce pulsos luminosos de aproximadamente 6 ns de duración, el laser de pigmento

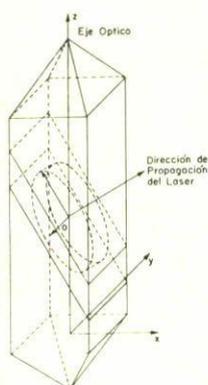


FIGURA 4. Dibujo de un cristal de ADP y el ángulo de corte adecuado para obtener acoplamiento de fase a incidencia normal a las caras.

también funciona en forma pulsada, de manera que aunque la energía liberada en cada pulso es pequeña, se producen potencias pico muy altas, del orden de los kW.

Las características del laser de pigmento se muestran en la siguiente Tabla [10]:

Frecuencia de repetición	1 Hz
Rango de sintonía	570–600 nm
Ancho de banda	0.04 nm
Energía por pulso	70 μ J
Potencia pico del pulso	12 kW
Duración del pulso	6 ns
Divergencia del haz	3 mrad

El haz con estas características es dirigido hacia la celda que contiene el cristal y es enfocado en el centro del cristal por medio de una lente de 8.9 cm de distancia focal, como se ve en la Fig. 3.

3.2 El medio no lineal

La producción del segundo armónico se lleva a cabo en un cristal de ADP, el cual fue cultivado por uno de los autores en el CICESE [13]. Este es un cristal transparente desde el cercano IR hasta el cercano UV y birrefringente (uniaxial negativo, con celda unitaria tetragonal clase $\bar{4}2m$), que fue cortado de manera que al incidir en forma normal a la superficie del cristal, éste se encontrara en la dirección de acoplamiento de fase θ_m , Fig. 4, ya que la eficiencia de conversión es apreciablemente diferente de cero sólo para un pequeño rango de direcciones alrededor de ésta. Para ello lo primero que debemos hacer es calcular cuál es este ángulo para el ADP a una longitud de onda específica. Los índices de refracción del ADP como función de la longitud

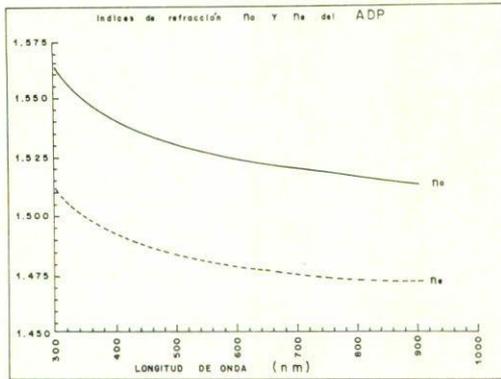


FIGURA 5. Gráfica de los índices de refracción ordinario y extraordinario como función de la longitud de onda. El índice extraordinario mostrado es el observado con propagación en la dirección ortogonal al eje óptico.

de onda se pueden ajustar a una función de la forma [14]

$$n^2 = A + \frac{B\nu^2}{(1 - \nu^2/C)} + \frac{D}{(E - \nu^2)}, \tag{20}$$

con la frecuencia $\nu = 1/\lambda$ en cm^{-1} y las constantes A, B, C, D y E son diferentes para los índices ordinario y extraordinario y se encuentran tabulados en la Ref. [14], la Fig. 5 ilustra el ajuste que se obtuvo de la Ec. (20). El eje óptico se identificó a partir de la forma macroscópica del cristal así como con la localización de los rayos ordinario y extraordinario con un laser de HeNe y polarizadores; el corte se realizó en la dirección deseada ($62^\circ 30'$ para $\lambda = 5925 \text{ \AA}$) con una cortadora de disco, siendo posteriormente pulido, resultando un cristal de 4 mm de espesor.

En el dispositivo, el cristal está inmerso en aceite mineral con un índice de refracción semejante al del cristal, contenido en un recipiente de plexiglas con ventanas de cuarzo, por las que pasan el haz fundamental y su armónico; se usó cuarzo debido a su transparencia en la longitud de onda del segundo armónico generado que se encuentra en el cercano UV. Se escogió este montaje para eliminar los cambios de dirección del haz en las interfases aire-cristal, así como para minimizar las pérdidas de energía por reflexiones en ellas y debido a que el cristal es higroscópico.

Esta celda está montada en un goniómetro de alta precisión, de manera que el cristal se puede girar independientemente de la base con una precisión de $1'$ de arco.

3.3 Detección

A la salida del cristal de ADP el haz armónico y lo que resta del haz fundamental salen en la misma dirección, por lo que para observar el primero hay que separarlo del fundamental, utilizándose para ello un filtro de absorción marca Oriel tipo U-330, que bloquea el haz fundamental y que es transparente al armónico. Después, el haz

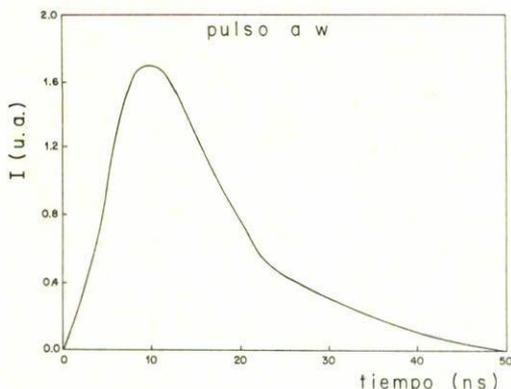


FIGURA 6. Digitalización de la fotografía tomada en osciloscopio del pulso incidente en el cristal.

de salida es llevado a un monocromador tipo Czerny-Turner, el cual se ajusta para medir la longitud de onda de la emisión a 2ω (o sea $\lambda/2$) y para medir su intensidad, haciéndola incidir sobre un fotodiodo tipo PIN ultrarrápido, marca EG&G modelo FND-100Q sensible al UV. La señal así producida se lleva a un osciloscopio de 300 MHz de ancho de banda modelo Tektronix 485. El tiempo de respuesta de todo el sistema electrónico es de 1 ns, aunque también se utilizó un limitador de ancho de banda a 20 MHz en el osciloscopio, debido a que esto elimina parte del ruido electrónico generado por el disparo del laser de N_2 que se introduce a la señal del fotodiodo, con esto, el tiempo de respuesta del sistema aumenta hasta 15 ns.

4. Resultados

Se logró generar cantidades apreciables de luz en el segundo armónico en el rango que va de $\lambda = 285$ nm a $\lambda = 300$ nm, correspondientes al rango de 570 nm a 600 nm del fundamental; el procedimiento usado es el siguiente:

Se determina la longitud de onda del laser con el monocromador, se ajusta el ángulo del cristal con el goniómetro al ángulo calculado con las Ecs. (18) y (20) para la longitud de onda previamente medidas, el ajuste fino se hace observando la fluorescencia que produce el segundo armónico en una tarjeta pigmentada, usándose después el monocromador y el fotodiodo para detectarlo y medir su longitud de onda. Moviendo el espejo sintonizador del laser se cambia la longitud de onda y se repite el proceso.

La medición de la eficiencia de conversión de luz visible a UV y de la divergencia angular de UV se llevaron a cabo a una sola longitud de onda, en el fundamental $\lambda = 592.9$ nm y por tanto $\lambda = 296.45$ nm para el segundo armónico. Para medir la eficiencia se hizo incidir todo el haz fundamental en el detector y debido a su alta intensidad se tuvo que hacer pasar a través de filtros de densidad neutral de atenuación conocida para evitar la saturación del fotodiodo; luego se tomó el haz UV y se hizo incidir sobre el detector. Debido a la presencia de ruido electrónico en

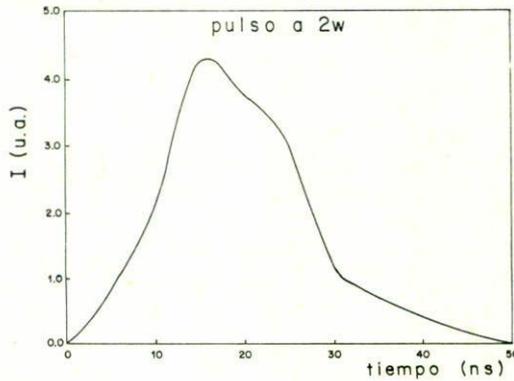


FIGURA 7. Digitalización de la fotografía tomada en osciloscopio del pulso emergente del cristal al doble de la frecuencia del haz incidente.

el sistema de detección, ambas medidas se tomaron con el limitador de ancho de banda del osciloscopio, en las Figs. 6 y 7 se muestran las digitalizaciones hechas a partir de las fotos del haz fundamental y del segundo armónico respectivamente, en cada foto se superimpusieron 20 pulsos. La eficiencia experimental obtenida fue

$$\left[\frac{P(2\omega)}{P(\omega)} \right]_{\text{exp}} = 0.04\%,$$

para su cálculo se tomó en cuenta la diferencia en sensibilidad del detector entre las dos longitudes de onda detectadas y la absorción del aceite mineral y del filtro que elimina al haz fundamental.

Se hizo también un cálculo de la eficiencia teórica de conversión, la cual resultó ser

$$\left[\frac{P(2\omega)}{P(\omega)} \right]_{\text{teo}} = 0.6\%.$$

En este cálculo se hizo uso del valor de la potencia del laser, del espesor del cristal y del valor del coeficiente no lineal d del ADP [15]. Se usó como aproximación la Ec. (13), pero debido a que el haz estaba enfocado, consideramos sólo la porción de la energía del laser contenida dentro del ángulo de aceptación del cristal $\Delta\theta$, definido como

$$\Delta\theta = 2(\theta_m - \theta_\sigma), \tag{21}$$

donde θ_σ es el ángulo en el que la función sinc tiene su primer cero, véanse la Fig. 1 y la Ec. (14); para un cristal de 0.4 cm de espesor la aceptación calculada es $\Delta\theta_{\text{teo}} = 3.6$ mrad. Dicho ángulo se determinó experimentalmente midiendo la

divergencia angular del segundo armónico, el valor obtenido fue $\Delta\theta_{\text{exp}} = 3.7$ mrad, en buena concordancia con el valor teórico.

5. Conclusiones

Se ha generado radiación coherente sintonizable en el ultravioleta con componentes enteramente nacionales. Dicha radiación tiene aplicaciones importantes en espectroscopia de alta resolución y detección de pulsos ultracortos.

Se estima que la eficiencia de conversión del visible al UV puede incrementarse con cristales más homogéneos y con una mayor longitud de interacción, así como reduciendo la divergencia del haz visible y optimizando su enfocamiento.

Agradecimientos

Reconocemos el apoyo otorgado por el CONACYT y por Pronaes-SEP a este proyecto. Agradecemos al Dr. E. Haro por su colaboración en la elaboración del manuscrito.

Referencias

1. Schäfer, F.P., *Dye lasers*, Springer-Verlag (1977).
2. Franken et al., *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961) 118.
3. Bradley et al., *Appl. Phys. Lett.* **19** (1971) 172.
4. Fork, R.L. and F.A. Beisser, *Appl. Opt.* **17** (1978) 22.
5. Kleinman, D., *Phys. Rev.* **126** (1962) 1977.
6. Landau, L. y E. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon Press (1975).
7. Hulme, K.F., *Rep. Prog. Phys.* **36** (1973) 497.
8. Born, M. and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 5a. Ed. (1975).
9. Boyd, G.D. y D. Kleinman, *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 3597.
10. Cudney, R.B., "Diseño y construcción de un laser de pigmento", Tesis de Licenciatura en Física, UNAM (1986).
11. *Exciton*, Chemical Co. Inc., panfleto comercial, P.O. Box 31126 (1983).
12. Fernández Guasti, M., A. Silva y D. Iturbe, "Laser de nitrógeno", artículo en preparación.
13. Yamada, M. et al., "Cristales electro-ópticos de ADP: técnica de evaporación para su crecimiento", en *Memoria del duodécimo Congreso de la Academia Nacional de Ingeniería*, Septiembre 1986.
14. Zernike, F., *J. Opt. Soc. Am.* **54** (1964) 1215 y la errata en: *J. Opt. Soc. Am.* **55** (1965) 210.
15. François, G.E. *Phys. Rev.* **143** (1966) 597.

Abstract. We report the production of tunable monochromatic ultraviolet light in the range of 285 nm to 300 nm generated from visible light via a nitrogen pumped dye laser, by means of the second harmonic generation in an ADP (ammonium dihydrogen phosphate) crystal. Both the dye laser and the ADP crystal were developed in Mexico.