

Simulación de señales de retrodispersión lidar

G.J. Fochesatto, M.B. Lavorato, A.L. Peuriot, E.J. Quel, C.A. Rosito, G.D. Santiago #*

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN LASERES Y APLICACIONES. CITEFA-CONICET.

Zufriategui 4380 (1603), Villa Martelli, Pcia de Bs. As.

FACULTAD DE INGENIERÍA, UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES.

e-mail: willy@udceilap.edu.ar

Se desarrolló un modelo para simular la señal de retrodispersión lidar. El programa tiene como variables de entrada la longitud de onda del láser, la superficie del telescopio de recepción, la transmisión de la óptica y el tipo de detector. La densidad atmosférica se modeló en función de la altura a partir de una distribución promedio de la temperatura, utilizando la aproximación de gases ideales y el equilibrio hidrostático. Se utilizó una distribución típica de aerosoles para una atmósfera limpia, pudiendo incluirse la presencia de diversos absorbentes (O_3 , NO_x). Se calcula el alcance máximo en función de la relación señal a ruido, tiempo de integración y para diferentes condiciones atmosféricas. Estos resultados han sido utilizados para el diseño y construcción de un lidar de Nd:YAG.

A model for the prediction of backscattered lidar signals has been developed. The program has as input variables the laser wavelength, the telescope receiving area, the optics transmission and the detector type. Atmospheric density as a function of height was calculated assuming an average temperature distribution obtained from different references, and using the approximation of ideal gases and hydrostatic equilibrium. A typical aerosol distribution for a clean atmosphere was used. Effects due to absorbers as O_3 , NO_x are also included. Maximum range for several atmospheric conditions is calculated as a function of signal to noise ratio and integration time. These results have been used in the design process of a Nd:YAG lidar already built.

Introducción

Como base para el diseño de un lidar, se efectuó un modelado de las señales retrodispersadas en función de la altura a diferentes longitudes de onda de emisión y para distintas condiciones atmosféricas.

Las longitudes de onda consideradas fueron: 1064 nm (Nd-YAG) que puede utilizarse para determinación de aerosoles¹⁻², 532 nm (2^{da}. armónica Nd-YAG) utilizable para mediciones de temperatura en la alta atmósfera³⁻⁵ y también para aerosoles⁶⁻⁷, y el par de longitudes de onda 308 nm (Excímero de XeCl) y 355 nm (3^{ra}. armónica del Nd-YAG) utilizado en la medición de O_3 estratosférico⁸⁻¹⁰.

En base a mediciones del ruido de fondo del cielo¹¹⁻¹² y de las cuentas de oscuridad del fotomultiplicador elegido, se determinó, en función de los tiempos de integración adoptados, el rango de altura máxima de

operación para cada una de las longitudes de onda mencionadas.

Los resultados obtenidos han servido para el diseño de un lidar ya construido¹³ y otro en proceso de montaje.

Modelo

En base al análisis de la fig. 1 puede mostrarse que la señal óptica retrodispersada desde una altura z , expresada en términos del número de fotoelectrones $n_s(z)$ por unidad de tiempo, está dada por^{14,15}.

$$n_s(z) = \frac{E_0 \lambda A}{2 h z^2} Q_\lambda \beta_\lambda(z) \Gamma_\lambda^2(z) \eta_\lambda \quad (1)$$

donde E_0 es la energía del pulso láser, Q_λ la eficiencia global de la óptica de emisión y recepción, $\beta_\lambda(z)$ el coeficiente total de retrodispersión, $\Gamma_\lambda(z)$ la transmisión de la atmósfera hasta la altura z ; η_λ la eficiencia

cuántica del fotomultiplicador en electrones por fotón, correspondientes a la longitud de onda λ ; A es el área de colección del telescopio de recepción; y h es la constante de Planck.

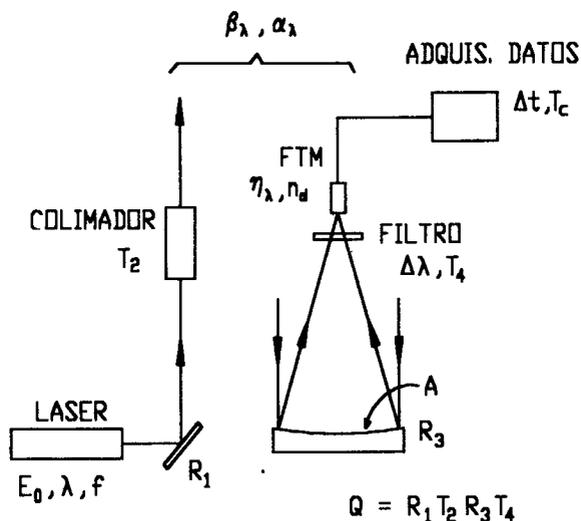


Figura 1. Esquema básico de un LIDAR

La transmisión atmosférica está dada por:

$$\Gamma_{\lambda}(z) = \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda}(z) dz\right) \quad (2)$$

Los valores de $\alpha_{\lambda}(z)$ y $\beta_{\lambda}(z)$ dependen de los parámetros atmosféricos. Su modelización se discute en la sección siguiente.

La tabla I consigna los valores de los parámetros constructivos utilizados en los cálculos:

Modelo de los coeficientes globales α_{λ} y β_{λ}

La densidad atmosférica en función de la altura se obtuvo a partir de la ecuación de gases ideales, considerando equilibrio hidrostático. La densidad media del aire ($1/m^3$) a la altura z resulta:

$$n(z) = \frac{P_0}{k} \frac{1}{T(z)} \exp\left(-\frac{M}{k} \int_0^z \frac{g(z)}{T(z)} dz\right) \quad (3)$$

TABLA I

Longitud de onda λ	Energía por pulso E_0	Área efectiva A	Eficiencia óptica Q_{λ}	Eficiencia cuántica η_{λ}
nm	Joule	m^2	-	electrón/ fotón
308	0.40	0.18	~0.40	0.25
355	0.16	0.18	~0.40	0.26
532	0.31	0.18	~0.45	0.12
1064	0.32	0.18	~0.47	0.40

donde $T(z)$ es el perfil de temperatura, $g(z)$ es la aceleración de la gravedad, $M = 28.96$ es el peso molecular medio del aire, P_0 es la presión a la altura de la ubicación del lidar y k la constante de Boltzmann.

En este trabajo se consideró un perfil de temperatura medio obtenido de la literatura ¹⁶, (fig. 2). Una vez calculado $n(z)$ se pueden obtener los coeficientes globales de retrodispersión β_{λ} y de extinción α_{λ} que son la suma de las contribuciones de la dispersión de

Rayleigh en moléculas y de la dispersión en aerosoles y partículas respectivamente.

Para moléculas la sección eficaz de retrodispersión de Rayleigh vale ¹⁷

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = 5.45 \left(\frac{\lambda(\mu m)}{0.55}\right)^{-4.09} \times 10^{-28} cm^2 . sr^{-1} \quad (4)$$

Los correspondientes coeficientes de extinción y retrodispersión α_R y β_R están dados por:

$$\beta_R = n(z) \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \quad (5)$$

$$\beta_R / \alpha_R = 0.12 \text{ sr}^{-1} \quad (6)$$

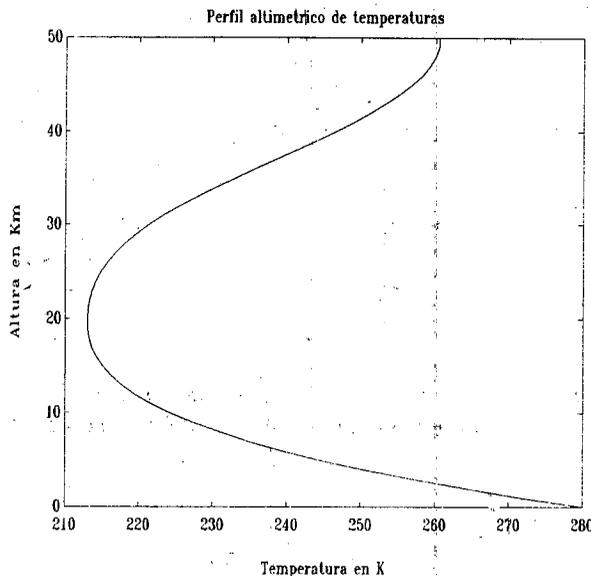


Figura 2. Perfil altimétrico promedio de temperatura en la atmósfera.

Para partículas (aerosoles), la relación entre el coeficiente de retrodispersión β_p y de extinción α_p es más compleja, dependiendo de las características de la atmósfera (nieblas, polución de una ciudad, presencia partículas volcánicas, etc). De los datos de la literatura se encuentra que la relación β_p/α_p es menor que para la dispersión de Rayleigh, encontrándose acotada entre:

$$0.01 < \beta_p/\alpha_p < 0.1 \text{ (sr}^{-1}\text{)} \quad (7)$$

En este trabajo se adoptó como valor representativo:

$$\beta_p/\alpha_p = 0.02 \text{ (sr}^{-1}\text{)} \quad (8)$$

También la dependencia de α_p con la longitud de onda, está determinada por la distribución de tamaños y tipos de partículas (forma e índice de refracción). Una relación empírica, basada en el modelo de Junge¹⁸, válida a nivel de la superficie terrestre es:

$$\alpha_p(z=0) = \frac{3.91}{V(\text{Km})} \left(\frac{0.55}{\lambda(\mu\text{m})} \right)^q \quad (9)$$

donde V es la "visibilidad" atmosférica. Siendo $q=0.585 (V)^{1/3}$ para $V \leq 6 \text{ Km}$ y $q \approx 1.3$ para visibilidades superiores.

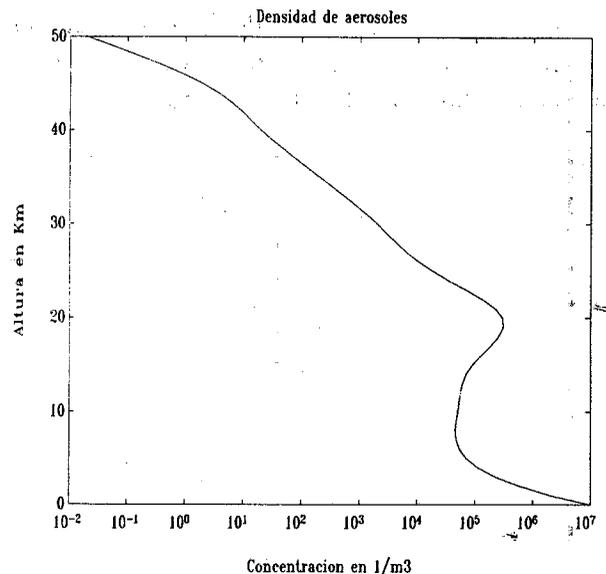


Figura 3. Densidad de aerosoles en función de la altura, según referencia 14.

A los efectos de esta simulación se adoptó una variación del coeficiente de extinción basada en una densidad típica de partículas $N_p(z)$ (fig. 3) que se obtuvo de promediar los resultados de la referencia 14, página 18. En dicha figura se observa la presencia de aerosoles estratosféricos alrededor de los 20 Km de altura. Los coeficientes de extinción a la altura z se obtienen como:

$$\alpha_p(z) = \alpha_p(z=0) \frac{N_p(z)}{N_p(z=0)} \quad (10)$$

Donde $\alpha_p(z=0)$ se evaluó para las distintas longitudes de onda para el valor convencional $V=10 \text{ Km}$. Para otras visibilidades se utilizó el mismo perfil anterior para alturas por encima de los 10 Km; adoptándose por debajo de dicha altura un coeficiente variable según un modelo

polinomial, partiendo del valor anterior para $z=10$ Km y el valor de $\alpha_p(z=0)$ dado por la (10).

Simulación de la señal LIDAR

A partir de la ecuación (1) con los coeficientes definidos según el modelo precedente, se simuló la señal retrodispersada. Las fig. 4 y 5 muestran el número medio de cuentas/seg. y por Joule de pulso láser, en función de la altura, para diferentes longitudes de onda y distintos rangos visuales.

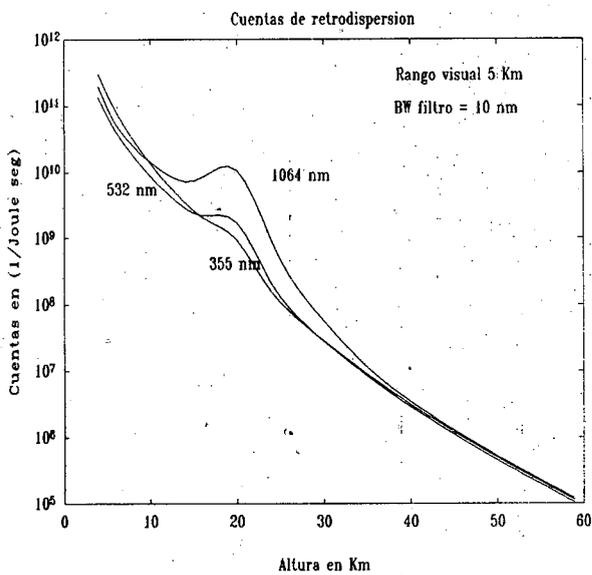


Figura 4. Señal retrodispersada en función de la altura, para diferentes longitudes de onda, con un rango visual de 5 Km.

Los parámetros usados son los de la Tabla 1. Para el desarrollo de un lidar diferencial destinado a mediciones de concentración de ozono estratosférico se simularon las señales a 308 nm que coincide con la banda de Hartley del O_3 y 355 nm, que es la señal de referencia (fig. 6).

La ecuación (1), en estos cálculos, se generalizó agregándose al factor de transmisión óptica el término de absorción del O_3 : $\alpha_{O_3} = \psi_{O_3}(z) \cdot \sigma_{O_3}$, habiéndose utilizado una

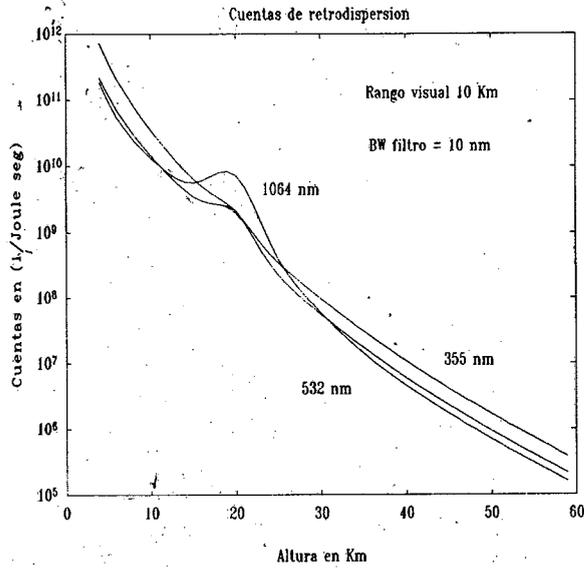


Figura 5. Señal retrodispersada en función de la altura, para diferentes longitudes de onda, con un rango visual de 10 Km.

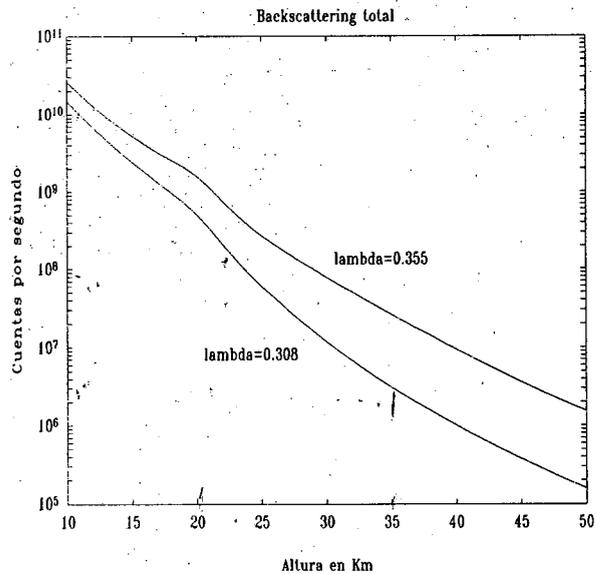


Figura 6. Señal retrodispersada en función de la altura, para $\lambda = 308$ nm (absorción del ozono) y $\lambda = 355$ nm (señal de referencia).

distribución promedio de la concentración del ozono $\psi_{O_3}(z)$ obtenida de¹⁹.

Análisis de la relación señal-ruido

Para mediciones de gran altura, en el visible y ultravioleta es necesario utilizar técnicas de conteo de fotones. El número medio de cuentas de señal será:

$$N_s(z) = n_s(z) \cdot \Delta t \cdot f \cdot T_c \quad (11)$$

donde $n_s(z)$ viene dada por (1), $\Delta t = \frac{2\Delta z}{c}$ es el intervalo de conteo correspondiente a una discriminación de altura Δz , f es la frecuencia de repetición del láser y T_c el tiempo total de acumulación del sistema de conteo.

El número total medio de cuentas será:

$$N_t(z) = [n_s(z) + n_b + n_d] \Delta t \cdot f \cdot T_c \quad (12)$$

donde n_b y n_d son el número de cuentas por segundo asociadas con el "fondo" del cielo y con la emisión de oscuridad del fotomultiplicador.

La dispersión alrededor del valor medio de ec. 3, por tratarse de un proceso de Poisson vendrá dado por $\sqrt{N_t(z)}$, por lo que la relación señal a ruido será:

$$\frac{S}{N} = \frac{n_s(z)}{\sqrt{n_s(z) + n_b + n_d}} \sqrt{\Delta t \cdot f \cdot T_c} \quad (13)$$

El número de cuentas n_b , en condiciones nocturnas es la suma de tres términos: el de origen astronómico, el del "air glow" y el debido a la dispersión de fuentes terrestres.

El valor global puede obtenerse en base a la radiancia espectral fotónica como:

$$n_b = L_\lambda \cdot A \left(\frac{\pi}{4} \theta_r^2 \right) \Delta \lambda \cdot \eta_\lambda \quad (14)$$

donde L_λ es la radiancia espectral del cielo; A el área de colección y θ_r el ángulo de aceptación del telescopio, y $\Delta \lambda$ el ancho espectral del filtro de recepción.

El valor de L_λ obtenido en la ubicación del lidar medido previamente¹¹ es: $L_\lambda = 1.1 \times 10^{10}$ fotones $m^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ centrado en 532 nm. No se

ha medido a las otras λ de interés aunque pueden estimarse en base a este dato.

Por último, el número n_d de cuentas de oscuridad del fotomultiplicador depende del dispositivo elegido y de la temperatura de operación del mismo. El Thorn-Emi 9214 (bialkali) fue seleccionado para el visible y UV por tener capacidad de apagado, un n_d particularmente bajo (~ 200 cuentas seg^{-1} a temperatura ambiente), alta velocidad, S.E.R. (Single Electron Resolution) bien definida y buena linealidad.

Fijando una relación S/N, puede obtenerse de la (13) el número de cuentas $n_s(z_{\text{máx}})$ en función de $n_b + n_d$ y del tiempo efectivo de acumulación $\tau = \Delta t \cdot f \cdot T_c$:

$$n_s(z_{\text{máx}}) = \frac{(S/N)^2}{2\tau} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4(n_b + n_d)}{(S/N)^2}} \right) \quad (15)$$

obtenido este valor, entrando en los gráficos de las fig. 4 y 5 puede obtenerse el alcance $z_{\text{máx}}$ para distintas condiciones de operación.

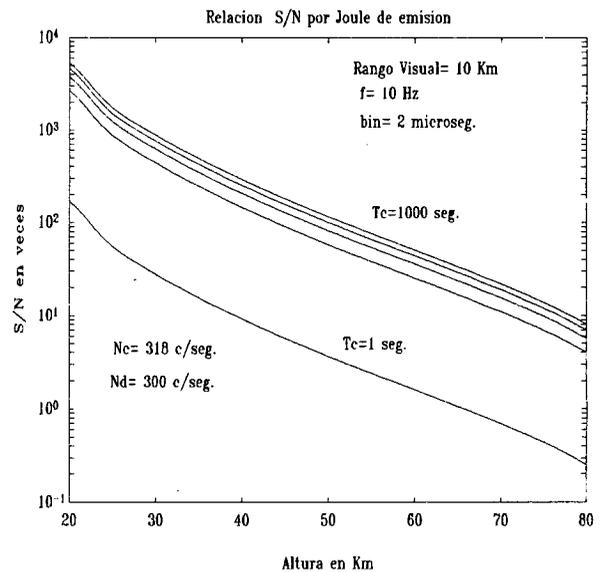


Figura 7. Relación señal a ruido con un láser de $\lambda = 532$ nm a 10 Hz para diferentes tiempos de acumulación. $\Delta \lambda$: ancho espectral del filtro de recepción. Bin: tiempo de apertura de cada canal de conteo.

Aplicando este procedimiento, para el lidar construido: 300 mJ por pulso @ 532 nm, $f=10$ Hz, $\Delta\lambda = 10$ nm y $\Delta t = 2 \mu s$ y adoptando S/N = 10, en condiciones de atmósfera limpia (fig. 5) se obtiene un alcance aproximado de 70 Km para 1000 segundos de tiempo de acumulación. Para una atmósfera de ciudad el alcance se reduce a unos 60 Km aproximadamente.

La figura 7 muestra la relación S/N calculada para un laser de 1 J de energía y un ancho del filtro de recepción reducido a 3 nm, para distintos valores del tiempo total de acumulación. En estos gráficos se mantuvo constante la discriminación relativa de altura $\Delta z/z$. De la misma se observa que aumentar el tiempo de acumulación por encima de 100 s no brinda mejoras sustanciales.

Referencias

- 1.- R. Santer y M Herman. *Appl. Opt.* **22**, 2294., (1983).
- 2.- V.M. Mitev, I.V. Grigorov y V. B. Simeonor. *Appl. Opt.* **31**, 6469, (1992).
- 3.- A. Adriani, G.P. Gobbi, F. Congeduti y G. Di Donfrancesco. *Ann. Geop.* **9**, 25, (1991).
- 4.-A. Hauchecorne y M.L.Chanin. *Geop. Res. Lett.* **7**, 565, (1980).
- 5.-D.B. Jenkins, D.P. Wareing, L. Thomas y G. Vaughan. *J. Atmos. Terr. Phys.* **49**, 287, (1987).
- 6.-P.B. Russell, W. Viezee, R.D. Hake Jr. y R.T. Collis. *Quart. J. Roy Meteor. Soc.* **102**, 619, (1976).
- 7.-H. Jäger y D. Hofmann. *Appl. Opt.* **30**, 127, (1991).
- 8.-J. Werner, K.W. Rothe y H. Walther. *Appl. Phys. B.* **32**, 113, (1983).
- 9.-E. Browell. *Proc. IEEE.* **77**, 419, (1989).
- 10.-R. Neuber. "Optoelectronics for Environmental Science", Edited by S. Martellucci and A.N. Chester, Plenum Press, New York, (1990).
- 11.-S. Fraga, M. Lavorato, E.J.Quel y C.A. Rosito. *Anales AFA*, **5**,(1993).
- 12.- M. Lavorato, A. Peuriot, E. Quel, C.A. Rosito, F. Congeduti, G. P. Gobbi y A. Adriani. *Comunic. Int. CEILAP* (1993).
- 13.-M. B. Lavorato, L.M.De Pablo Pardo, J.C. Dworniczak, M. R. Pagura, A.L. Peuriot, E.J. Quel, C.A. Rosito, O. Vilar, G. Fochesatto y G.D. Santiago. 79^a, Reunión AFA (1994).
- 14.- E. D. Hinkley. "Laser Monitoring of the Atmosphere". Springer -Verlag (1976).
- 15.-R. Measures. "Laser Remote Sensing", Willey (1984).
- 16.- U. S. Standard Atmosphere Supplements (1966), U.S. Government Printing Office, Washington D.C.
- 17.-S. H. Melfi. Cap. 2, E. D. Hinkley. "Laser Monitoring of the Atmosphere". Springer -Verlag (1976).
- 18.-P. Kruse, L. McGlauchlin y R. McQuistan. "Elements of Infrared Technology". Willey (1962).
- 19.-I. St. McDermid, S.M. Gidin, L.O. Lindqvist. T.D. Walsh, J. Burris, J. Butler, R. Farrare, D. Whiteman y Th. McGee. *Appl. Opt.* **29**, 4671, (1990).