

Abstract Raman lidar is commonly used for the measurement of water vapor profiles in the lower atmosphere. However, the treatment of the Raman lidar signals from clouds is not well established. Raman lidar signals were observed to increase from zero at the cloud base to a maximum at a penetration distance of about 45 m. This can be explained using a simplified model taking multiple scattering into account. The model results in a difference of two exponential functions, one which represents the extinction of laser light inside the cloud, and another which represents the multiple scattering inside the cloud.

1. 序論

大気中分子からのラマン散乱を用いるレーザレーダ（ラマンライダ）は対流圏における水蒸気分布計測や温度分布計測に利用されており[1,2], 大気観測における有効なリモートセンシングの手法の一つである。また, 大気中粒子からのミー散乱を用いるミーライダと併用することによって, 水蒸気の凝縮状態などを知ることが出来る。雲を対象とした場合, 雲中における多重散乱の影響を考慮する必要がある, ミーライダに関しては詳細な検討がなされている[3]。一方, ラマンライダに関しては原理的な解析モデル[4], Shipley モデルに基づく解析と観測結果との対比[5]などが報告されているが, 雲中からのラマン散乱信号の評価方法は確立しているとは言えない。

2. ラマンライダによる水蒸気計測

2.1 計測原理

ラマンライダは大気中にレーザ光を照射し, 大気中の窒素, 酸素, 水蒸気などの分子からのラマン散乱光を受光する。ラマン散乱光の波長 λ_r はレーザ波長 λ に対して長波長側にシフトしており, シフト量は分子種によって異なる。ライダ装置から距離 r と $r+\Delta r$ の間からの受光信号 P_r はラマンライダ方程式(1)で与えられる。

$$P_r(r) = P_0 A \eta_r N_r(r) \frac{\Delta r}{r^2} \sigma_r e^{-\int_0^r (\alpha_0(r') + \alpha_r(r')) dr'} \dots \dots \dots (1)$$

ここで, P_0 はレーザ出力, A は受光面積, η_r は受光効率, $N_r(r)$ は対象分子の密度, Δr は距離分解能, σ_r は対象分子の後方ラマン散乱断面積, α_0 と α_r はレーザ波長とラマン散乱波長における消散係数である。通常, 水蒸気分布を求めるときは, 大気中窒素と水蒸気からのラマン散乱信号を同時に計測し, 式(2)に示す信号比を求める。

$$\frac{P_w(r)}{P_{N_2}(r)} = \frac{\eta_w}{\eta_{N_2}} \frac{N_w(r)}{N_{N_2}(r)} \frac{\sigma_w}{\sigma_{N_2}} e^{\int_0^r (\alpha_{N_2}(r') - \alpha_w(r')) dr'} \dots \dots \dots (2)$$

受光効率比 η_w/η_{N_2} は校正可能, 窒素密度 N_{N_2} は既知(大気密度 $\times 0.79$), 散乱断面積比は $\sigma_w/\sigma_{N_2}=3.1$ である。消散係数の波長依存性は $\alpha(\lambda)=c\lambda^k$ (c =定数, $k \sim -1$)で近似できるため,

$$\alpha_{N_2} - \alpha_w = \alpha_{N_2} \left[1 - \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_{N_2}} \right)^k \right] \approx -k \alpha_{N_2} \left(\frac{\Delta \lambda_w}{\lambda_{N_2}} \right) \dots \dots \dots (3)$$

となる。ここで $\Delta\lambda_w = \lambda_w - \lambda_{N_2}$ である。ラマン散乱断面積は λ^4 に比例するため、ラマンライダーは一般的に紫外光を用いる。一例として、 $\lambda = 280\text{nm}$ とすると、 $\lambda_{N_2} = 299\text{nm}$ 、 $\lambda_w = 311\text{nm}$ となるため、 $\Delta\lambda_w / \lambda_{N_2} = 0.04$ となる。雲がない場合の大気中の消散係数は $\alpha_{N_2} = 10^{-4} \sim 10^{-3} \text{m}^{-1}$ であることから、 $\alpha_{N_2} - \alpha_w = 10^{-6} \sim 10^{-5} \text{m}^{-1}$ のオーダーとなり、観測距離を $r \sim 10^3 \text{m}$ としても、式(2)右端の積分値は0としても差し支えない。よって、大気中窒素に対する水蒸気混合比の分布は式(4)で与えられる。Cは装置に依存する定数である。

$$\frac{N_w(r)}{N_{N_2}(r)} = C \frac{P_w(r)}{P_{N_2}(r)} \dots\dots\dots (4)$$

式(4)から、水蒸気分布は信号比 $P_w(r)/P_{N_2}(r)$ に比例することが分かる。

2.2 計測結果

電力中央研究所横須賀地区（横須賀市）において、ラマンライダーによる観測を行った。装置構成を Fig. 1 に示す。照射波長は $\lambda = 280\text{nm}$ 、 N_2 および水蒸気のラマン散乱光の受光波長は $\lambda_{N_2} = 299\text{nm}$ 、 $\lambda_w = 311\text{nm}$ である。ライダー視野内に雲が現れた2010年10月12日12:02におけるラマン散乱信号を Fig. 2(a)に、雲底（ $r_c = 780\text{m}$ ）付近における距離二乗補正信号を Fig. 2(b)に示す。 N_2 のラマン散乱信号における $r = 0\text{m}$ 付近の増加はレーザー光、 $r = 800\text{m}$ 付近における小さな凸部はミー散乱光の影響であり、重なり関数が1となる距離は $r \sim 400\text{m}$ である。水蒸気のラマン散乱信号に関しては、レーザー波長との波長差がより大きいため、レーザー光やミー散乱光の影響は無い。

Fig. 2(a)において、雲底以下においては N_2 および水蒸気のラマン散乱信号はほぼ比例関係にあり、式(4)に基づき水蒸気分布を求めることができる。一方、雲中（ $r_c > 780\text{m}$ ）においては、Fig. 2(b)に示した N_2 信号は雲底から単調減衰しているが、水蒸気信号は雲底から徐々に立ち上がり、高度 $r_m = 825\text{m}$ で最大となっている。 N_2 信号の減衰係数、つまり $r > 800\text{m}$ における傾きは雲中においてほぼ一定であることから、水滴などの粒子数の分布に急峻な変化はないと推測される。また、雲中において水蒸気は飽和状態にあり、混合比は大きく変化しない。この場合、式(4)により N_2 と水蒸気のラマン散乱信号は同じ減衰係数を有することになり、計測結果と矛盾する。また、水蒸気ラマン散乱信号が雲中において最大となる結果が説明できない。

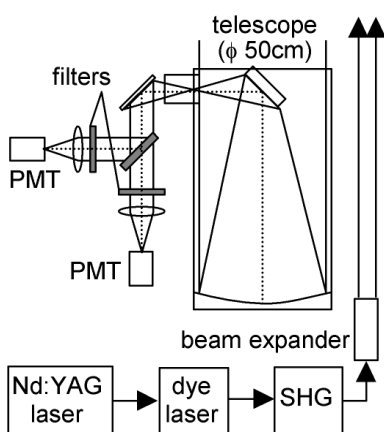


Fig. 1. Schematic diagram of the Raman lidar (SHG: second harmonic generator, PMT: photomultiplier tube)

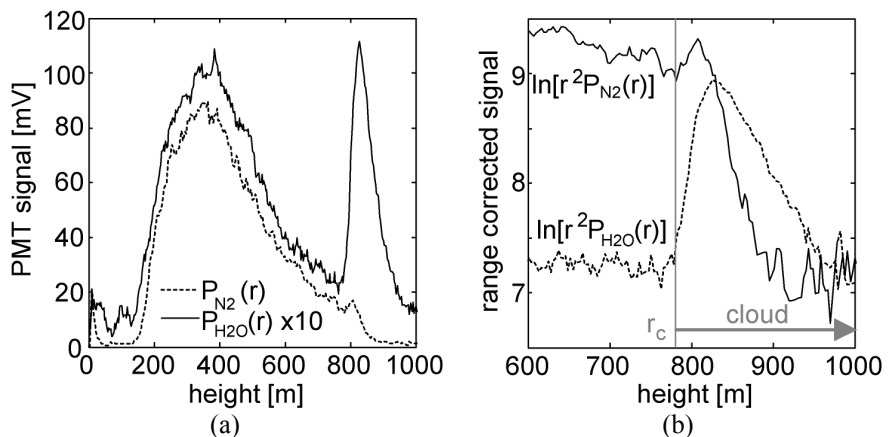


Fig. 2. (a) N_2 and H_2O Raman scattering signals, (b) range corrected signals for range 600-1000 m. The cloud base is observed at $r_c = 780\text{m}$, and the maximum of $\ln[r^2 P_{H_2O}]$ is observed at 825 m.

3. 雲中からのラマン散乱信号評価

3.1 多重散乱を考慮したモデル

ここで雲中における多重散乱を考慮した簡易なモデルを提案する。雲底高度を $r=r_c$ 、雲底付近の雲中の水蒸気量と粒子数を一定と仮定して消散係数を α_c 、後方散乱係数を β_c (双方ともほぼ一定) とすると、高度 r におけるレーザ強度は式(5)で与えられる。

$$I(r) = I(r_c)e^{-\alpha_c(r-r_c)} \quad (r>r_c) \dots\dots\dots (5)$$

多重散乱を考慮せずにライダ方程式を適用した場合、高度 r からの散乱光は往復 $2r$ の距離を伝搬してライダ装置に戻る光で、距離二乗補正信号は

$$\left[r^2 P_r(r) \right] \propto I(r_c)\beta_c e^{-\alpha_c(r-r_c)} \quad (r>r_c) \dots\dots\dots (6)$$

となり、雲底 $r=r_c$ から単調減少する。

一方、多重散乱を考慮し、レーザ照射から時間 $t=2r/c$ において計測される散乱光 (見かけ上、高度 r からの散乱光) が実高度 r' ($r_c < r' < r$) からの散乱光の一部を含むと仮定すると、観測される信号は r' を r_c から r まで積分した形となる。まず、最初の散乱 (ラマン散乱でもミー散乱でも良い) が生じる実高度を r' とする。往路の伝搬距離は r' であるが、復路の伝搬距離は多重散乱を経て r' よりも大きくなる。散乱回数が増えるほど復路の伝搬距離は大きくなるが、ライダ装置に戻る確率も低くなる。よって、実高度 r' で最初に散乱した光の散乱強度は見かけ上の高度 r に対し

$$I_r(r';r) = I(r')e^{-\gamma_c(r-r')} \dots\dots\dots (7)$$

とすることが出来る。ここでは Shipley モデルのような前方・後方散乱の区別は行わない。前述の通り、見かけ上の距離 r における距離二乗補正信号への多重散乱の寄与分は

$$\left[r^2 P_r(r) \right]_{mult} \propto \beta_c \int_{r_c}^r I_r(r';r) dr' \quad (r>r_c) \dots\dots\dots (8)$$

であるため、式(5),(7)を代入すると

$$\left[r^2 P_r(r) \right]_{mult} \propto \beta_c \int_{r_c}^r I(r_c) e^{-\alpha_c(r'-r_c)-\gamma_c(r-r')} dr' = I(r_c)\beta_c e^{\alpha_c r_c - \gamma_c r} \int_{r_c}^r e^{(\gamma_c - \alpha_c)r'} dr' \dots\dots\dots (9)$$

となる。 $\alpha_c \neq \gamma_c$ であると仮定し、式(9)の積分を行うと式(10)が得られる。

$$\left[r^2 P_r(r) \right]_{mult} \propto I(r_c)\beta_c e^{\alpha_c r_c - \gamma_c r} \frac{e^{(\gamma_c - \alpha_c)r} - e^{(\gamma_c - \alpha_c)r_c}}{\gamma_c - \alpha_c} = \frac{I(r_c)}{\gamma_c - \alpha_c} \left[e^{-\alpha_c(r-r_c)} - e^{-\gamma_c(r-r_c)} \right] \dots\dots\dots (10)$$

よって、雲中からの距離二乗補正信号は二つの指数関数の差で表される。雲底 ($r=r_c$) においては $\left[r^2 P_r(r) \right]_{mult} = 0$ となり、計測結果と合致する。

3.2 計測結果との対比

Fig. 2(a)に示した水蒸気ラマン散乱信号と雲中 ($r>780\text{m}$) における式(10)に基づく計算結果の対比を **Fig. 3** に示す。ここで、 α_c は雲中における N_2 ラマン散乱信号の減衰係数とし ($\alpha_c=0.0249\text{m}^{-1}$)、観測結果と計算結果が合うように γ_c を最適化した ($\gamma_c=0.0270\text{m}^{-1}$)。式(10)に基づく計算結果は雲中における水蒸気ラマン散乱信号を概ね再現できていることが分かる。立ち上がり部分においては若干の差異が認められるが、これは本モデルが雲底を境に α_c 、 γ_c の値をステップ関数としているのに対し、実際の α_c 、 γ_c の値はある幅を持って変化する

るためと考えられる。この補正には雲底付近における消散係数の詳細な評価が必要であり、今後の課題である。

ライダ装置の頭上に雲が現れた 2010 年 10 月 12 日 12:01~12:05 において計測した 17 個の信号（実線）と雲中における式(10)に基づく計算結果（破線）を **Fig. 4(a)**に示す。また、個々の信号波形について求めた α_c 、 γ_c の値を **Fig. 4(b)**に示す。 α_c が低い値のときに γ_c が大きくなる傾向が見られるが、これは雲からの散乱信号が小さいことが一因である。 α_c が概ね 0.02m^{-1} 以上のときに、観測結果と計算結果はよく一致する。よって、本モデルは光学的に厚い雲に有効であると言える。

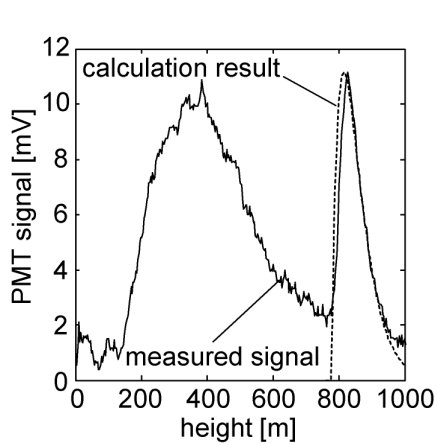


Fig. 3. Observed Raman scattering signal and calculation result ($\alpha_c=0.0249\text{ m}^{-1}$, $\gamma_c=0.027\text{ m}^{-1}$)

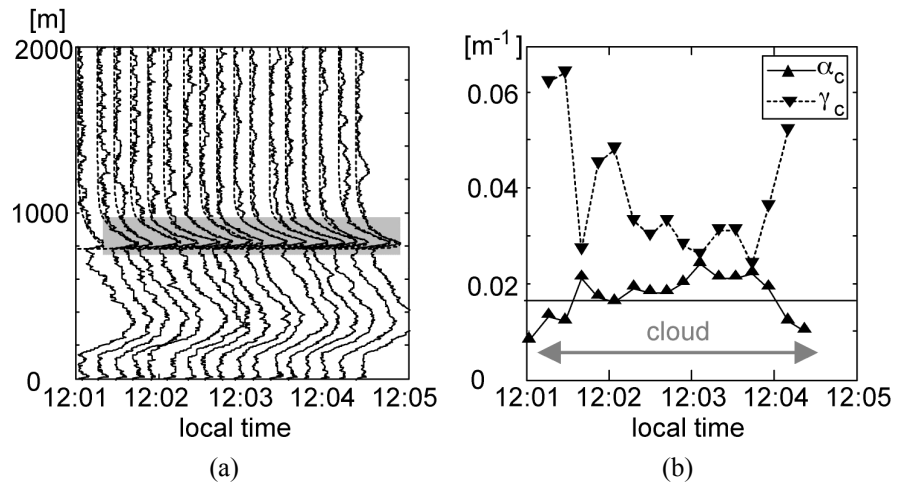


Fig. 4. (a) Raman scattering signals observed from cloud and (b) variation of α_c and γ_c calculated for each waveform (α_c was obtained from the N_2 Raman scattering signal and γ_c was optimized to fit the H_2O Raman scattering signal)

4. まとめ

雲中からの水蒸気ラマン散乱信号の評価のために、多重散乱を考慮した簡易なモデルを提案した。ラマンライダを用いた計測結果は本モデルで概ね説明できることが分かった。多重散乱の影響は受光系の視野によって異なるため[3]、ここで用いたパラメータ γ_c は装置に依存する。モデルの検証には異なる視野角を用いた計測結果との比較などが必要である。

参考文献

- [1] U. Wandiger, "Raman lidar", in *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitcamp (ed.), pp. 241-272, Springer (2005)
- [2] A. Behrendt, "Temperature measurements with lidar", in *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitcamp (ed.), pp. 273-306, Springer (2005)
- [3] L. Bissonnette, "Lidar and multiple scattering", in *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, C. Weitcamp (ed.), pp. 43-103, Springer (2005)
- [4] A. Malinka, E. Zege, "Analytical modeling of Raman lidar return, including multiple scattering", *Applied Optics*, Vol. 42, No. 6, pp. 1075-108 (2003)
- [5] U. Wandiger, "Multiple-scattering influence on extinction- and backscatter-coefficient measurements with Raman and high-spectral-resolution lidars", *Applied Optics*, Vol. 37, No. 3, pp. 417-427 (1998)