

3. ナトリウムD線の共鳴散乱断面積の測定とレーザ・レーダによる超高層ナトリウム層の観測

Measurement of Resonance Scattering Cross Section of Sodium D Lines and Observation of Sodium Layer in the Upper Atmosphere by Dye Laser Radar

十文字正寛 小林喬郎 稲場文男

M. Jyumonji T. Kobayasi H. Inaba

有賀規 上山弘

T. Aruga H. Kamiyama

東北大学 電気通信研究所 * 東北大学 理学部

Research Inst. of Electrical Communication, Tohoku Univ.

* Institute of Geophysics, Faculty of Science, Tohoku Univ.

§1 はじめに

共鳴散乱は Rayleigh 散乱に比べて散乱断面積が桁違いに大きいため、この散乱を利用するレーザ・レーダは極めて高感度の上に、物質を選択的に測定できるという長所を有している。1969年英国の Bowmanら¹⁾は共鳴散乱方式レーザ・レーダにより地球超高層の Na 層の観測に初めて成功した。しかしながら、Na の絶対密度を導出するための散乱断面積についての統一的解析が見当らないのみならず、実験的にも可変波長のレーザを用いた精度よい測定は未だ行われていない。我々は可変波長色素レーザを用いることにより、Na 系子の D₁, D₂ の共鳴散乱断面積を最初に測定し、Huber や Chandrasekhar の理論にもとづいて求めた理論値との良好一致が得られる事が確かめられた。²⁾ この結果にもとづいて、昨年5月から色素レーザ・レーダにより地球超高層の Na 層の観測を行って来たが、³⁾季節変化等の他に、昨年秋のリュウボニ流星雨時の Na 層の興味深い変動を観測したので併せて報告する。

§2 原子の共鳴散乱断面積の導出

共鳴散乱の微分散乱断面積は Huber の理論⁴⁾ を縮退系に対して拡張すると次のようになる。ドップラー幅 γ_D が自然幅 γ_N や衝突幅 γ_c より充分大きく、且つクエンチングが無視出来るときは、縮退している系 α, β (α, β は上および下レベル) の遷移に対し

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha\beta} = \left(\frac{4\pi}{hc^2}\right)^2 (\pi \ln 2)^{1/2} \frac{\omega^4}{\gamma_D \gamma_N} \frac{1}{g_\beta} \left\{ \sum_{ab} |\alpha_i|^2 |\alpha_f|^2 \right\} \exp\left[-\frac{4(\omega-\omega_0)^2 \ln 2}{\gamma_D}\right] \quad (1)$$

となる。ここで、 ω は入射光の周波数、 a, b は系 α, β 内のエネルギー準位、 α_i, α_f は遷移の双極子能率の入射光および散乱光の偏光方向成分のマトリックス要素、 g_β は統計的重みである。

ここで $|\alpha_i|^2 |\alpha_f|^2$ を遷移確率 A_{JT} で表わすと

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{JT} = \frac{9}{4} (\pi \ln 2)^{1/2} \frac{c^2}{\gamma_N \gamma_D \omega^2} \frac{1}{g_{J\alpha}} A_{JT}^2 \exp\left[-\frac{4(\omega-\omega_0)^2 \ln 2}{\gamma_D^2}\right] \quad (2)$$

スプロトル幅を持つ色素レーザー光を用いると、ドップラ幅の測定により温度を求める事が可能になるものと予想される。その場合、ドップラ幅を直接測定するのともう一つの方法であるが例えばD₂線の最大強度と極小の強度の比を測定することも有効な手段と考えられる。図の理論曲線からも明らかのように極小点の強度の温度変化はかなり著しく、超高層の温度200°K前後では強度を±1%の精度で測定出来れば、±1.5°Kの精度で温度が測定出来るものと見積られる。

次に共鳴散乱の微分散乱断面積は次式で与えられる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{I_s}{I_0} \frac{1}{n\Omega l g} \quad (6)$$

ここで、I₀はレーザー光強度、I_sは散乱光強度、Ωは受光立体角、lはビーム有効長、 $g = \frac{1}{\sqrt{1 + (\frac{\Delta\nu}{\nu_0})^2}} \sim \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu}$ (Δν ≫ Δν₀) (7) であり、Δν₀はドップラ幅、Δνはレーザーの

発振幅である。共鳴散乱断面積の測定結果を理論値と併せてTable 1に示す。D線は等方散乱なので特に問題は無いが、通常共鳴散乱方式レーザーレーダに用いられるD₂線の方は、解析より非等方散乱であることが判り、理論の違ひによりわずかの差異を生じている。実験値の精度は±10%であるため、この理論がより正しいかの結論を導くには至っていない。さらに散乱断面積の理論値を導くための遷移確率として従来用いられている誤差の大きい実験値を採用していることが大きな問題であり、今後単モードの色素レーザーの開発によるより高精度の測定と併せてさらに検討を行う予定である。

§4 レーザレーダによる超高層大気中のNa原子層の観測

観測は宮城県蔵王山麓の東北大学理学部付属、超高層観測所で行った。測定装置の概要をFig. 2に示す。放電管は空気を封入したものを開発して用いた。レーザーは入力120Jで約1mJの出力、発振波長幅0.03Åの状態でNa D₂線に同調させた。受信は、レーザー発振線返し1Hzで、毎回100 Shotsの光電子パルスを積算して計数している。

Fig. 3にNa層の観測結果の一例を示す。距離分解能は5kmであり、距離二乗の補正をしてNa原子の密度に比例した値を書いている。縦棒は散乱現象に伴う確率誤差または時間変動の標準偏差のうち大きな方を入れている。誤差が他に比べて大きい所は密度の時間変化が激しい事を意味する。

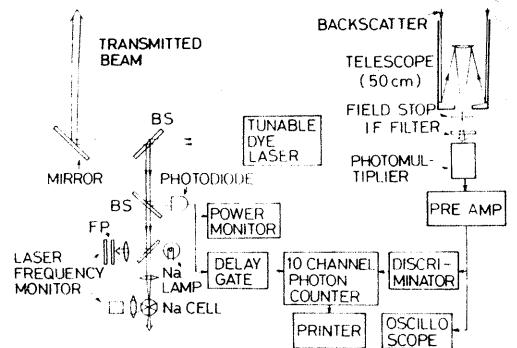


Fig. 2 レーザレーダ装置のブロック図

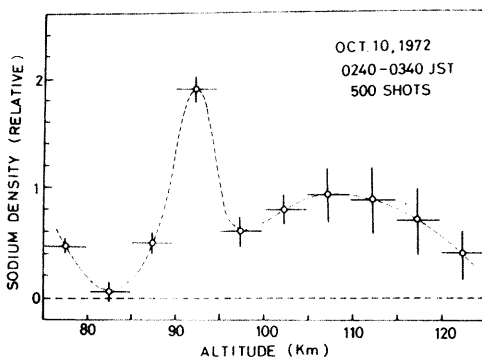


Fig. 3 Na層密度の高度分布

初夏5~6月には高度90~95kmに鋭いピーク (scale height 約2-3 km) が存在することが観測された。秋10~11月にはFig. 3にみられる様に double peak が観測され、特に10月13日にはピーク密度はむしろ高い方の層 (115-120km) が大きく観測された。また10月9日の0時30分頃にツヤコビニ流星雨による大きな流星

となり、 l は $\Delta J = 0, \pm 1$ の 3 つの場合で異なるが、例えば " $J'' = J' + 1$ " のときは、

$$l = \frac{1}{\{(J'+1)(2J'+1)\}^2} \frac{1}{2} \sum_{M=-J'}^{J'} \{ \{(J'+M+1)(J'-M+1)\}^2 (1 + \cos^2 \theta) + (J'+M+1)(J'-M+1) \{ (J'+M+1)(J'+M+2) + (J'-M+1)(J'-M+2) \} \frac{2H(\theta)}{4} \} \quad (3)$$

一方、吸収断面積 σ_0 は全散乱断面積に等しいことから全散乱断面積を
 求めることが出来る。⁵⁾ しかし微分散乱断面積を得るためには、phase
 function $P(\theta)$ を導入して角度依存性を考慮しなければならぬ。⁶⁾
 その結果は

$$\left(\frac{d\sigma(\omega)}{d\Omega} \right)_{\alpha\beta} = \sigma_0 \frac{A_{\alpha\beta}}{\sum A_{\alpha\beta}} \frac{P}{4\pi} \\ = \frac{(\ln 2)^{1/2}}{8\pi^{1/2}} \frac{\lambda_0^2}{\gamma_0 \gamma_N} \frac{g_\alpha}{g_\beta} A_{\alpha\beta}^2 P \quad (4)$$

P は $\Delta J = 0, \pm 1$ の 3 つの場合で異なるが、例えば " $J'' = J' + 1$ " のとき phase
 matrix $\frac{3}{2} \frac{J'(2J'+1)}{10(J'+1)(2J'+3)} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \frac{3(J'+1)(J'+1)}{10(J'+1)(2J'+1)} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$
 から求まる。

§3 Na 原子の D_1 および D_2 線の共鳴散乱断面積の測定

共鳴散乱測定のための色素レーザーとして、楕円筒反射鏡を持つ直管型放
 電管励起構造のものを試作した。色素にはローダミン 6G ($10^{-4} M/l$) を
 用い、発振周波数の同調および発振スロクトル狭帯域化には回折格子 (1440 溝/mm)
 と Fabry-Perot フィルタ (FSR 3.4 Å, Finesse 19) を併用し、0.01 ~ 0.04 Å の鋭
 い発振スロクトルを実現できた。²⁾

共鳴散乱の測定は出力 0.3 mJ (発振幅 0.02 Å) の小出力でも充分行な
 うことが出来た。レーザー光をレンズで集束して散乱セルに照射し、背散光
 はレンズで集光して光電子増倍管で検出し、シンクロスコープで観測し
 た。散乱セルはパイレックス製の直径 3 cm の球形で、 10^{-4} Torr で真空
 蒸留した Na を封入し、セルを取り囲む oven は $\pm 0.5^\circ \text{C}$ の精度で温度制御
 を行なった。なお測定は比較的
 低温の 123°C で実施した。

Fig. 1 に D_1 及び D_2 線の共鳴散乱スロクトル
 の特性を示す。核スピンの
 の結合により D_1 が 4 本、 D_2 が 6 本の
 超微細構造 (h.f.s.) に分離している
 様子を、理論的強度を考慮して縦線
 で示してある。しかし実際にはド
 ップラー効果による広がりがあるた
 め理論曲線は 200°K と 400°K の場合
 にはそれぞれ点線で示す様になる。

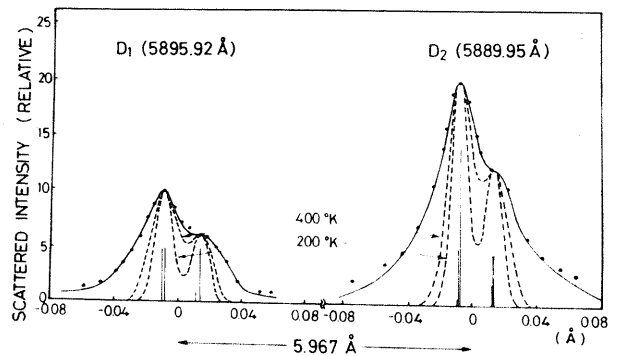


Fig. 1 Na D線の共鳴散乱スロクトル

これに対し黒丸は実験値を示すもの
 で、その半値幅は D_1, D_2 線に対して、各々
 $0.050 \text{ Å}, 0.046 \text{ Å}$ となり、 400°K のときの理論値 (それ
 ぞれ $0.038 \text{ Å}, 0.036 \text{ Å}$) より広い値が得られた。
 これは入射レーザー光のスロクトル幅を考慮してい
 ないことによるもので、色素レーザーのスロクトル
 をガウス形 ($\Delta\lambda_L = 0.02 \text{ Å}$) と仮定して、改めて散
 乱光強度のスロクトル分布を計算してみると、実験
 の様になり、実験値と良好な一致をみる事がわ
 かる。なお、実験的には D_1, D_2 線の各々が h.f.s.
 の一部を反映して双峰形として観測されており、
 このことから Na 原子のドップラー幅の数分の 1 の

Na I Line	D_1		D_2		
	0, π	$\pi/2$	0, π	$\pi/2$	
Measured Direction	—	3.3	—	6.4	
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})$ (10^{-13} cm ² /sr)	Experimental	—	—	—	
	Theoretical	3.1	3.1	6.5 ¹⁾	5.9 ¹⁾
				6.9 ²⁾	5.7 ²⁾
			6.2 ³⁾	6.2 ³⁾	

1) Calculated on the basis of two-photon process.
 2) Calculated from absorption cross section.
 3) Isotropic scattering is assumed.

Table 1 Na D線の共鳴散乱断面積

シャワーが予想されていたので、この期間に連続して観測を行なった。観測結果をまとめて表にしたものが Table 2 である。Na 原子密度の絶対値を求めるために、A-scope 方式で 10-15 km からの Rayleigh 散乱光による光子パルスを計数し、大気の透過率、レーザーの光学的、電気的効率、レーザー出力の変動等の不確定な要素を消去して薬く様にした。

なお、表には column density も示してある。流星雨のピーク時には曇天のため観測が不可能であったが、翌日 10 月 10 日には 6 月に比し column density が 6 倍にも達しているが 10 月 13 日には通常の値 $1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ に減少した。

この観測結果は、SRI の Hake らが流星雨時に通常の 4 倍の Na 密度の増加を観測したとの報告とも一致するもので、Na 層の成因や化学反応に関する一つの説明を与えるものと考えられる。

DATE	TIME	NUMBER DENSITY (cm^{-3})			COLUMN DENSITY (cm^{-2}) 75-130 km
		PEAK 1 (ALTITUDE, km)	PEAK 2 (ALTITUDE, km)	PEAK 3 (ALTITUDE, km)	
JUN. 14	22 ^h 20 ^m - 00 ^h 10 ^m	1.0×10^9 (90-95)	0.2×10^9 (120-125)		1.1×10^9
OCT. 7	00 ^h 30 ^m - 04 ^h 35 ^m	1.0×10^9 (90-95)	1.2×10^9 (100-105)	0.9×10^9 (120-125)	5.1×10^9
OCT. 8	20 ^h 50 ^m - 22 ^h 00 ^m	1.8×10^9 (75-80)	2.3×10^9 (90-95)	1.2×10^9 (120-125)	5.7×10^9
OCT. 10	02 ^h 40 ^m - 04 ^h 40 ^m	2.2×10^9 (90-95)	1.6×10^9 (110-115)	1.7×10^9 (120-125)	7.2×10^9
OCT. 13	03 ^h 40 ^m - 04 ^h 30 ^m	0.4×10^9 (90-95)	0.5×10^9 (115-120)		1.4×10^9
NOV. 12	00 ^h 15 ^m - 05 ^h 15 ^m	1.0×10^9 (95-100)	0.9×10^9 (115-120)		2.4×10^9

Table 2 Na 層の観測結果

§5 まとめ

共鳴散乱現象は、可変波長レーザーの実用化に伴い、分光学、大気汚染測定、地球大気物理学等への種々の応用が考えられるが、散乱断面積について理論的取扱いや実験的検討が十分なされていない様である。

ここでは、二つの異なる観点から微分散乱断面積を理論的に求め、可変波長色素レーザーにより実験的にも確かめた。さらに、色素レーザーレーダにより、地球超高層に存在する Na 層の構造の観測を行なった。90-95 km に鋭いピークを持つ安定した層の他に、100 km 以上に比較的幅が広い変動の激しい Na 原子の分布が見られた。後者は朝夕ほど顕著なものであった。この原因は流星や惑星塵の dust に含まれる Na によるものと予想される。

今後は、色素レーザーの高出力化による測定精度の改善や Na 原子の散乱スプレッド線形形の測定による超高層の温度の観測の可能性について検討を進めて行きたい。

参考文献

- 1) M. Bowman, A. Gibson, and M. Sandford, Nature, 221, 456 (1969)
- 2) 十文字, 有賀, 小林, 箱場, 第19回応用物理学会講演予稿集 12C10, (1972-4)
- 3) M. Jyumonji, T. Kobayasi, H. Inaba, T. Aruga, H. Kamiyama, Abstracts of Fifth Con. on Laser Radar Studies of the Atmosphere, Williamsburg, Virginia (1973)
- 4) D. Huber, Phys. Rev. 170, 2, 418 (1958)
- 5) J. Chainberlain, "Phys. of Aurora and Airglow" Academic Press, New York and London, 422, (1961)
- 6) S. Chandrasekhar, "Radiative Transfer" Dover Pub. Inc. 50, (1960)
- 7) R. Hake et al., J. Geophysical Research, 77, 6839, (1972)