



Title	霧による透過光のぼけ
Author(s)	大浦, 浩文; OURA, Hirobumi
Citation	低温科学, 3, 123-130
Issue Date	1950-12-15
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/17428
Type	departmental bulletin paper
File Information	3_p123-130.pdf



霧による透過光のぼけ*

大浦 浩文

(低温科学研究所 応用物理学部門)

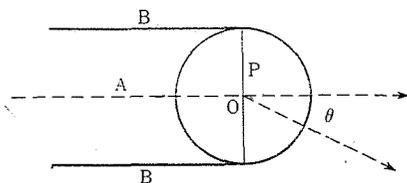
(昭和 22 年 8 月受理)

緒 言

霧の中で光は散乱される。霧粒は直径ほゞ 30μ の水滴である。小さい球状物體による光の散乱は Lord Rayleigh⁽¹⁾, Love⁽²⁾, Mie⁽³⁾, Debye⁽⁴⁾ などが電磁光學的にとり扱つてゐる。Blumer⁽⁵⁾, Ray⁽⁶⁾, Shoulejkin⁽⁷⁾ は Mie の理論によつて一ケの水滴による光の散乱を計算した。

水滴の半径を ρ , 光の波長を λ とすると, 散乱光の特性は $2\pi\rho/\lambda = \alpha$ によつてきまるが, α が大きくなると計算が次第に複雑になる。そして α が 10 を超えると事實上はほとんど計算不能になるが, 直径 30μ の霧粒の場合の α は約 150 である。

電磁光學的に取扱ふのがもつとも正しいのであるが, α が大きい場合は, 小さい散乱角に對して次のやうな近似的な解が成立つものと思はれる。第 1 圖の圓 O は半径 ρ の水滴で, これに



第 1 圖

左から光があたる。水滴にさへぎられる光の部分 A は, 水滴内に入つて, 幾何光學的に反射, 屈折して散乱する。A のまはりの光 B は, 中心が O にあり, 光に垂直に置かれた半径 ρ の不透明圓板 P による廻折と同じやうに廻折されて散乱する。

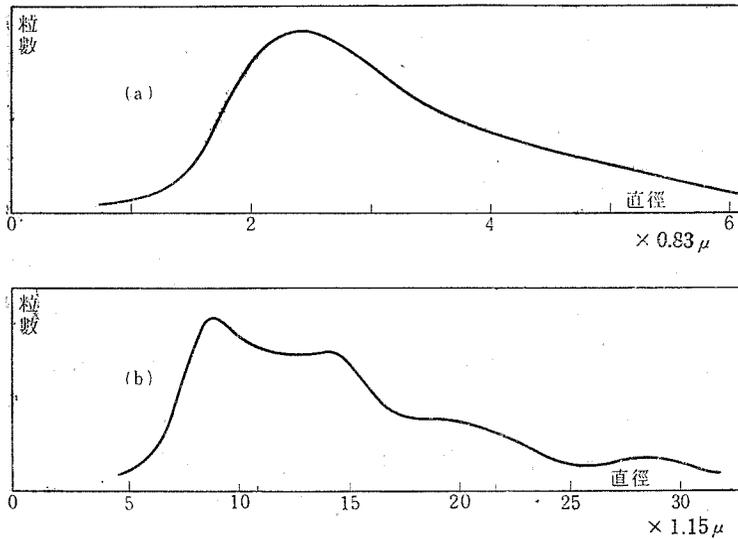
實さいの散乱光はこの二つの部分が合成されたものと考えるのである。以下水滴内で幾何光學的に散乱される光を屈折(散乱)光, 圓板 P によつて散乱される光を廻折(散乱)光といふことにする。この報告はこのやうな近似解がどの程度に正しいかを實驗的に調べた結果の報告である。

従來, 點光源を霧を通して見るとき出る着色輪を霧粒による廻折の現象と解釋し, 着色輪の直径を測つて, 霧粒の直径を求めることがよく行はれてゐる。そしてこのようにして求めた霧粒の直径と, 實際に, 霧粒を顯微鏡で見ても求めた直径とは一致する。したがつて, 小さい散乱角の散乱光には廻折散乱光が含まれてゐることは確實であるがこれだけでは散乱光のどれほどの部分が廻折散乱光になつてゐるかわからない。

Babinet の定理によると, 屈折散乱光の全量と廻折散乱光の全量とは相等しい。しかるに

* 北海道大學低温科学研究所業績 第 58 號。

前者は全角度に分布されるに反し、後者は入射光と小さな角をなす方向にのみ分布される故散乱角の小さな所では、ほとんど廻折光だけになる事が豫想される。計算してみると第2圖(b)



第 2 圖

の如き粒子群の霧に 5800 \AA の光が當つたと假定したとき、散乱角零度に於ては、廻折光の強度に對する屈折光の強度は 7×10^{-4} 程度で、測光の誤差の範囲内にある。又第2圖(a)の如き分布の霧に 4360 \AA の光が當つた場合に

は、 5.5×10^{-3} 程度である。

散乱角が 8° 附近では屈折光は廻折光の $\frac{1}{10}$ 程度になる。實際實驗した結果、霧粒の大きさや入射光の波長を變へて散乱光の角度分布の形を求めたら、廻折光の強度分布とほとんど一致した。それ故散乱光のほとんど全部は廻折光で、屈折光は誤差の範囲程度の少量である事が判る。散乱角が小さい場合には、散乱光の分布は霧粒と同じ大きさの圓板による廻折光の分布と同じである事がわかつたので普通よく行はれる廻折量による霧粒の大きさの測定法に根據が與へられた事になる。

實驗方法及裝置

光源には、マツダの高壓水銀燈を用ひ、東京電機會社製造の Filter V-B2 を掛けて 4359 \AA の光を取出した。直径 2 mm の圓形小孔を通つた光は直径 5 cm 、焦點距離 50 cm の望遠レンズによつて平行光となる。この平行光は人工的に作つた霧の層をとほつたのち、Dagol F 270 mm のレンズを有するカメラにはいり、乾板上に小孔の像を結ぶ。平行光は霧により散乱され、そのため小孔の像はぼやける。このぼやかたから散乱光の分布が求められる。霧の中の光路の長さは 30 cm であつた。乾板には富士プロセスを用ひ、ハレーション止めとして黒エナメルを裏に塗つた。黒エナメルを塗るかほりに、フィルター用の赤ガラスを水で張りつけてもよいが、相當に丁寧にしないと泡が出来て結果がよくない。

霧は凝結法と霧吹法とによつて作つた。ボイラーの蒸気を噴出させて、まはりを雪で囲んだ鉄板の圓筒の中に入れると割に安定な濃い霧が出来る。霧粒の大きさの頻度曲線は第2圖(a)の如くで、大體 $2\sim 4\mu$ 程度の大きさである。天然の霧粒(直徑約 30μ)にくらべると著しく小さい。頻度分布を調べるには、白色ワセリンに、セーダー油を混合したものを、デッキガラスの上に塗り、これを霧の中に入れて霧粒を受け顕微鏡寫眞を撮影した。そして寫眞のうえで粒の大きさを測定して分布圖を作つた。(a)では340粒、(b)では90粒の統計である。

霧によつて光が散亂されない場合、乾板上の小孔の像(すなはち幾何學的像)の直徑は約1mmである。レンズの縁による廻折光の影響はほとんどない。これに對して、霧によつて光が散亂されると乾板上の像は直徑20mm乃至60mmぐらゐの量に擴散され、幾何學的像に比して著しく大きいものとなる。この量は散亂光によつて作られたものである。それ故量の中心から縁へ向つて乾板の濃度をはかれば、散亂光の強度分布が求められる。乾板の濃度と光の強度との關係をきめるための強度目盛を作るには階段狀の光學楔を乾板の前に重ねて平行光で照らして作つた。濃度の測定には島津のHartmann式微小部濃度計を用ひた。

量撮影の露出時間には、5分、10分、15分の三つをえらんだ。露出時間の短い乾板は、中心部即ち散亂角の小さい部分の測光に用ひ、露出時間が長い場合の乾板は割合に散亂角の大きい部分の測光に利用した。散亂角 6° (乾板上では量の中心より約30mm)以上になると乾板のカブリと區別出来なくなつて測定出来なかつた。

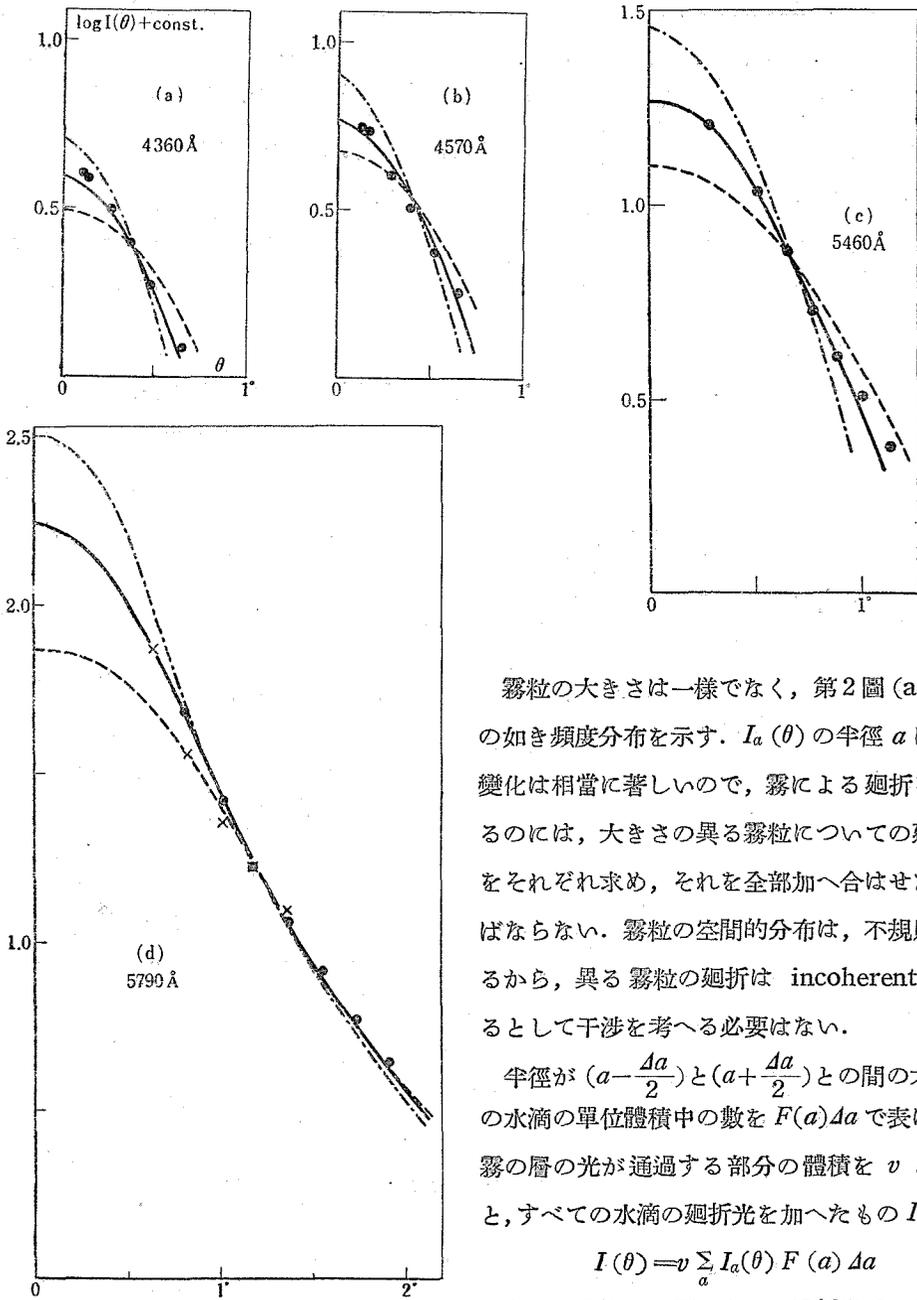
霧を作る別法は、壓搾空氣と霧吹きとで、水を機械的に引きちぎる方法である。但し、この場合の粒子は相當に大きなものを含むので、霧吹きから斜め下に吹き出させ、横から扇風機で風を送つて、小さい粒だけを撰り分けて用ひた。粒子の大きさの頻度分布は第2圖(b)にある如くで、大部分の粒の直徑は $10\sim 20\mu$ の範圍にある。この方法で作つた霧の散亂を調べるには、光源として500Wの電球をフィルター無しで用ひた。そして前に用ひたカメラレンズで、光源の小孔の幾何學的像を、理研のD type spectrographの長方形 slitの短邊に外接して結ばせ、露出時間15~30分で撮影した。すなはち分光寫眞測光を行つた。乾板に當つた光と乾板の濃度との關係を示す強度目盛を作るには、露出時間を30秒、1分、2分、4分、8分、と變化させて作つた。露出時間を變へてこのやうにして作製した強度目盛の誤差は1%程度と考へられるから、今の實驗には差支へない。乾板の濃度測定には理研のB型マイクロフォトメーターを用ひた。

測定結果

波長 λ の平行光線に垂直においた半徑 a の圓板による廻折光の廻折角 θ の方向の強度 $I_a(\theta)$ は、單位面積に單位光量が投射されるとすれば、

$$I_a(\theta) = \left(\frac{a^2\pi}{\lambda}\right)^2 \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda} a \sin\theta\right)}{\frac{2\pi}{\lambda} a \sin\theta} \right\}^2$$

である。此の實驗の如く、 $\theta \ll 1$ を考へる場合には、 $\sin\theta \doteq \theta$ としてよい。



第 3 圖

霧粒の大きさは一樣でなく、第2圖(a), (b)の如き頻度分布を示す。 $I_a(\theta)$ の半徑 a による變化は相當に著しいので、霧による廻折を考へるのには、大きさの異なる霧粒についての廻折光をそれぞれ求め、それを全部加へ合はせなければならぬ。霧粒の空間的の分布は、不規則であるから、異なる霧粒の廻折は incoherent であるとして干渉を考へる必要はない。

半徑が $(a - \frac{\Delta a}{2})$ と $(a + \frac{\Delta a}{2})$ との間の大きさの水滴の單位體積中の數を $F(a)\Delta a$ で表はし、霧の層の光が通過する部分の體積を v とすると、すべての水滴の廻折光を加へたもの $I(\theta)$ は

$$I(\theta) = v \sum_a I_a(\theta) F(a) \Delta a$$

となる。 $I(\theta)$ は測定される廻折光である。

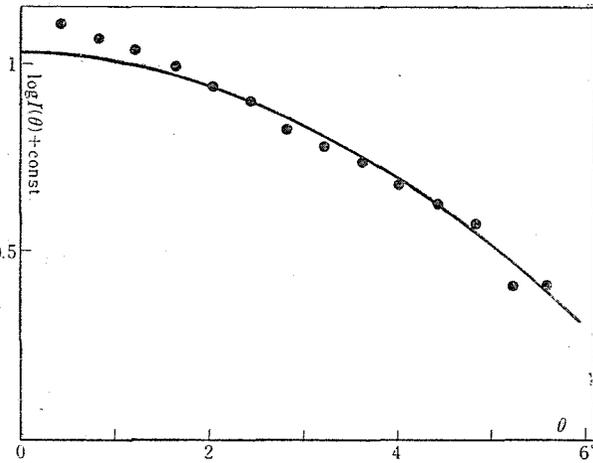
$F(a)$ は霧粒の頻度曲線の第 2 圖(a), (b) の縦坐標 $f(a)$ に比例するから C を比例常數として、

$$I(\theta) = C \sum I_a(\theta) f(a) \Delta a$$

となる。それ故、 $\sum I_a(\theta) f(a) \Delta a = H(\theta)$ を計算し、 $\log H(\theta)$ を縦軸、 θ を横軸にとつてグラフを作り、それが實驗から得られた $\log I(\theta)$ のグラフと縦軸方向に移動させて重ね合はす事が出来れば、實際の散亂光は廻折光である事が證明される。第 3 圖に於て實線で表はしてあるのが計算値 $\log H(\theta)$ である。測定値 $\log I(\theta)$ は \times 又は \cdot で示してある。これ等はみなよく計算結果と一致してゐる。

第 4 圖には計算値を示してないが、この場合にもよく一致した。

第 3 圖は霧吹きによる霧、第 4 圖は湯氣による霧である。第 3 圖には粒子全體の直径が 1.2 倍になつた場合のもの* (鎖線にて圖示す) と $\frac{1}{1.3}$ 倍になつた場合のもの* (破線にて圖示す) と第 4 圖では $\frac{1}{1.2}$ 倍のもの(實線) とについて計算した $\log H(\theta)$



第 4 圖

のグラフを併記した。これによつて、誤差の程度が判る。

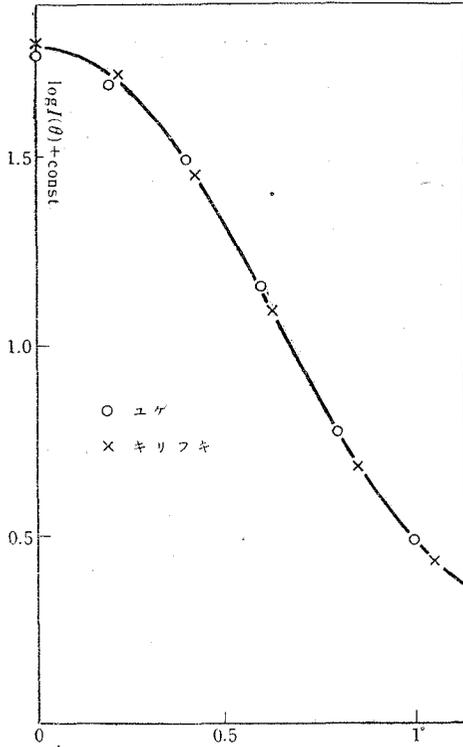
いま二種の霧 1, 2 の霧粒頻度分布の函数 f_1, f_2 の間に $f_1(na) = kf_2(a)$ なる關係があるとする。 n, k は常數である。このとき霧 1 の $\log H_1(\theta)$ をとれば

$$\begin{aligned} \log H_1(\theta) &= \log \sum I_{na}(\theta) f_1(na) \Delta(na) \\ &= \log \frac{k}{n} \left[\sum \left\{ \frac{(na)^2 \pi}{\lambda} \right\}^2 \left\{ \frac{J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda} na \theta\right)}{\left(\frac{2\pi}{\lambda} na \theta\right)} \right\}^2 f_2(a) \Delta a \right] \\ &= \log \sum I_a(n\theta) f_2(a) \Delta a + \text{const.} \\ &= \log H_2(n\theta) + \text{const.} \end{aligned}$$

したがつて霧 1 の θ 方向の廻折光の強度と霧 2 の $n\theta$ 方向の廻折光の強度とは對數を取れば常數の差があるだけである。霧粒の頻度曲線第 2 圖(a)と第 2 圖(b)とは、(b)の横軸の單位の長さを、(a)の横軸の單位の長さの 5.4 分の 1 にとれば二つの曲線は形が大體似てゐる。即ち(a)の曲線を $f_1(a)$ 、(b)の曲線を $f_2(a)$ とすれば $f_1(a) = f_2(5.4a)$ なる關係がある。第 5 圖の○印は第 2 圖(a)の霧について計算した散亂光の強度 $I(\theta)$ の對數と θ と

* $H(\theta)$ 中の $f(a)$ を $f(1.2a)$, $f\left(\frac{a}{1.3}\right)$ にしたもの。

の關係を示す。×印は第 2 圖 (b) の霧の $\log I(\theta)$ と 5.4θ との關係を縦方向に適當な距離



第 5 圖

平行移動したもので、兩方ともよく一致して一つの曲線上に乗る。

此事から、或頻度分布の霧について $\log I(\theta) + \text{const.}$ を測定したとき、標準の頻度分布を有する霧による $\log I(\theta)$ との間に $\log I(\theta) = \log I(n\theta) + \text{const.}$ なる關係がある事が判ればその霧の粒子の大きさは標準のもの n 倍である事が判る。

場合によつては、標準のものと裾を一致させると頭が一致しない事がある。かういふ場合でも頻度曲線の粒子の大きい方の側の數が増加すれば、即ち、頻度曲線の山の右側の勾配がゆるやかになつて裾を引けば、廻折光の角度分布曲線の頭が尖つて來る事を考慮して頻度分布の概略を推察する事が出来る。

若し霧粒の直径が全部同じならば、廻折光の量にはいくつかの輪が認められる。しかし、この實驗では霧粒の直径は第 2 圖に見るやうに

廣い範圍にわたつて變化してゐるので量の輪は認められなかつた。

あとがき

以上の實驗によつて霧による光の散亂光は、散亂角（投射光の進行方向と散亂光の進行方向との間の角）が小さいときには霧粒と同じ直径の不透明圓板による廻折光と同じである事がわかつた。これが成立つことのたしかめられた範圍は、霧粒の直径が $1 \sim 6\mu$ に分布してゐる霧（第 2 圖(a)）では散亂角 6° 以下、直径が $5 \sim 30\mu$ に分布してゐる霧（第 2 圖(b)）では散亂角 1° 以下である。しかし、散亂角がこれ以上になると、散亂光が弱くなつて測定できなかつたので、おそらくもつと大きい角度まで散亂光が廻折光に等しいと考へてよいであらう。

宇野、吉田の兩氏⁽⁸⁾は直径 $5 \sim 30\mu$ の霧粒を含む天然の霧について散亂角 $15^\circ \sim 170^\circ$ の範圍にわたつて散亂光の強度分布をしらべた。それによると、散亂角 $20 \sim 50^\circ$ の範圍では散亂光は水滴内で光が幾何光學的に屈折、反射して生ずると考へた場合に一致する。すなはち、まへがきで述べた屈折散亂光と一致する。散亂光が 50° 以上になると、屈折散亂光とのくひちがひが

大きくなるが、散亂角が大きくなると散亂光は弱くなる。それ故光の波長にくらべて直径が大きい霧粒に對しては、近似的に全散亂角度 $0\sim 180^\circ$ にわたつて屈折散亂光の強度分布がなりたち、散亂角の小さいときには、それに廻折散亂光が加はると考へればよい。

摘 要

水蒸氣を凝結させて、又水を霧吹きで吹いて霧を作り、それに平行光を投射し、散亂光の測定をした。散亂角の小さい場合の散亂光の分布を寫眞測光法によつて求めた。霧粒の小さい場合に對しては投射光として單色光を用ひた。霧粒の大きい場合は白色光を投射し散亂光をスペクトログラフで分光測光を行つた。測定の結果、散亂角が 5° 以下ならば、散亂光は霧粒と同じ直径の圓板によつて廻折される廻折散亂光に等しい事が確められた。宇野、吉田兩氏の天然霧についての測定によると、散亂角の大きい場合は、散亂光は水滴によつて幾何學的に反射、屈折される屈折散亂光とだいたい一致する。それ故、全角度 $0\sim 180^\circ$ にわたつて、近似的に散亂光は屈折散亂光と、廻折散亂光との和であると考へる事が出来る。

終りにこの實驗の御指導と御援助を賜つた吉田順五教授及び測定を手傳つてくれた吉村君に深く感謝する。又色々と器械を貸して下さつた井上直一助教授、マイクロフォトメーターを貸して下さつた北大理學部の堀健夫教授、林正一助教授、又視感測光用の微小部濃度計を貸して下さつた西村雅吉助教授に厚く御禮を申し上げる。なほ、この研究は文部省科學研究費によつて行つた。

文 獻

- (1) Rayleigh, L. 1918. On the scattering of light by spherical shells and by complete spheres of periodic structure when the refractivity is small. Proc. Roy. Soc., 94 296.
- (2) Love, A. E. H. 1899. The scattering of electric waves by a dielectric sphere. Proc. Lond. Math. Soc., 30 308.
- (3) Mie, G. 1908. Ann. d. phys., 25 377.
- (4) Debye, P. 1909. Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigen Material. Ann. d. Phys., 30 57.
- (5) Blumer, H. 1925, 1926. Strahlungsdiagramme Kleiner dielektrischer Kugeln. Z. Phys., 32 119, 38 304.
- (6) Ray, B. 1921, 1923. Scattering of light by liquid Droplets. Proc. Ind. Ass. Cultiv. Sci., 7 1, 8 23.
- (7) Shoulejkin, W. 1924. Scattering of light by very big colloidal particles. Phil. Mag., 48 304.
- (8) 宇野慶三郎, 吉田順五 1945. 天然霧による光の散亂の測定. 學術研究會議第 151 班報告 “霧の研究” 52.

Hirobumi OURA: Diffusion of Light by Fog.

Résumé

A bundle of parallel light was passed through artificially produced fog and the intensity-distribution of light scattered in small angles was studied by photographic photometry. The fog was produced by condensation of water vapour and by spraying of liquid water. The diameter of fog particles was $1\sim 6\mu$ for condensation fog and $5\sim 30\mu$ for spray fog. Through the spray fog was passed a bundle of white light and the scattered light was introduced into a spectrograph. The intensity-distribution was determined for four different wave lengths. The light source used for the condensation fog was a mercury lamp and the light was made monochromatic by filtration before it entered the fog. It was confirmed that the intensity-distribution was the same as that calculated theoretically for the light diffracted by opaque discs which had the same diameters as those of the fog particles.

Uno and Yosida had experimented on natural fog and they had concluded that the intensity of light scattered at large angles ($20^\circ\sim 160^\circ$) had coincided with the theoretical value calculated by geometrical optics. Thus we can use a simple theoretical formula for the intensity-distribution of scattered light through the whole scattering angle $0^\circ\sim 180^\circ$. That is: for small angle, diffraction intensity formula of disc; for large angle, geometrical refraction and reflection intensity formula of water drop.