

新方式の球状誘電体電波レンズの研究について

OCHIAI, Noriomi / 落合, 徳臣

(出版者 / Publisher)

法政大学工学部

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

Bulletin of the Faculty of Engineering, Hosei University / 法政大学工学部
研究集報

(巻 / Volume)

5

(開始ページ / Start Page)

23

(終了ページ / End Page)

32

(発行年 / Year)

1968-03

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00004254>

新方式の球状誘電体電波レンズの研究について

教 授 落 合 徳 臣 (電気工学科)

A New Spherical Dielectric Lens Recently Developed*

Noriomi Ochiai, *Professor*

Abstract

Recently, the Luneberg lens is widely used as radar target. It has a large radar cross-section which is approximately constant for wide angle coverage. But its fabrication involves many complicated processes which must be carried out with high precision, so that the Luneberg lens is inevitably expensive.

In order to remove such a limitation imposed on the production of the conventional lens, a new spherical dielectric lens is developed. It comprises a homogeneous dielectric sphere of a diameter in excess of about 50% of the overall lens diameter, and a plurality of spherical outer layers enclosing the homogeneous dielectric sphere which are the same as those employed in a conventional Luneberg lens.

The specific dielectric constant of the enclosed homogeneous dielectric sphere is selected so that the electromagnetic waves having entered the spherical dielectric lens from a point on the spherical surface thereof will become plane waves after passing through the lens.

The new spherical dielectric lens is essentially the same in its performance as the Luneberg lens and it is easy to produce and requires much less manufacturing processes. Performance data for the lens are given at wavelength of 3.2 centimeters.

1. 緒言並に本件に関する諸外国の研究状況

球状誘電体電波レンズ (従来標準形ルーネベルグレンズといわれるものは1焦点は球面上に他の焦点は無限遠点にある) の主なる用途はレンズの大円に沿うた一点 P より電磁ホーンにより、マイクロ波を放射すると、レンズを通過した電波は平面波になるという特性を利用して、開口幅数 10 m の大形走査アンテナとして利用しようと言う試みがある。従来使用されている方式のアンテナ系では、この全装置を回転しようとする 1000 吨程度の重量のものを回わすことになるが、球状誘電体電波レンズをアンテナとして使用する場合にはレンズの方は固定にして、電磁ホーンのみを大円に沿うて回転させれば電波ビームを回転させることができるので、約 1000 分 1 の重量のものを回わすことになる。従ってこの機構を使用することにより、大形の走査アンテナ

が始めて実現可能となる。しかしピーク出力 MW (メガワット) 級の大電力を放射しようとする
と誘電体損失による温度上昇のため誘電体が局部的に耐えられず、現在はまだ1ヶだけの誘電体
レンズを使用した大形レンズアンテナは実現されていない。現在これが実現のため諸外国におい
て誘電体損失の減少、誘電体の耐熱性向上に関する研究が行なわれている。

球状誘電体電波レンズのもう一つの用途はレンズに平面波が入射すると、レンズ内を通過した
電波は反対側の球面上の一点Pに集束されるので、そこに金属反射板を設けることにより、電波
を入射方向に反射させることになり (第1図参照)、この特性を利用して広角度反射体を得るこ
とができる。これをルーネベルグレンズ反射体と呼び最近数年間に急速に需要が増加しつつある
ものである。現在生産している所は米国エマーソン社、仏国 LTT 社、日本 TKS 社の3社の
みである。

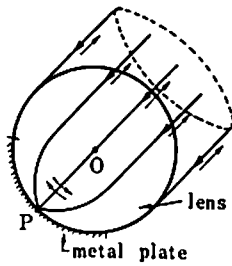


Fig. 1 An explanatory diagram of
the operation of a conventional
Luneberg lens

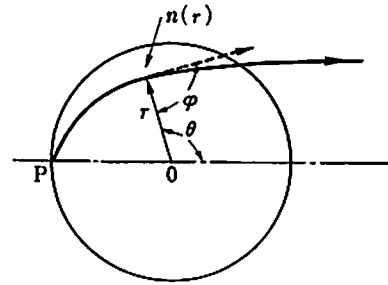


Fig. 2 An explanatory diagram of
the ray path of a conventional
Luneberg lens

ルーネベルグレンズのように屈折率 n が球の中心よりの距離 r のみに関係する場合には、電
波の通路は Fermat の原理に従うものであって、このような媒質内では平面上の曲線を描き、次
のような Snell の法測を満足するものである (第2図参照)。

$$n(r)r \sin \varphi = k \quad (1)$$

但し φ は電波の通路に沿うての正方向と r の増加する方向とのなす角、 k は特定の電波に対す
る定数である。

$$\sin \varphi = \frac{r \frac{d\theta}{dr}}{\sqrt{1 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2}}$$

であるから

$$\frac{n(r)r^2 \frac{d\theta}{dr}}{\sqrt{1 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2}} = k \quad (2)$$

なる関係が求まる。(2) 式より

$$\int_{\pi}^0 d\theta = \pm \int_1^{\infty} \frac{kdr}{r\sqrt{n^2r^2 - k^2}} \quad (3)$$

が得られる。

この積分方程式を解くことにより (附録参照), ルーネベルグレンズの場合には

$$n^2 = 2 - r^2 \quad (4)$$

の関係が求まる。但し r は規準化された半径である。電波の場合には $n^2 = \epsilon$ [ϵ : 誘電率] であるから (4) 式は次のようになる。

$$\epsilon = 2 - r^2 \quad (5)$$

従ってレンズの中心では, $\epsilon = 2$ [$r = 0$], レンズの外周では $\epsilon = 1$ [$r = 1$] となる。

(5) 式は第3図実線で示すように放物線の形となる。しかし実際に誘電率が連続的に変化している誘電体を作ることは困難であるので, 同図点線で示すように階段的に誘電率を変える方法がとられている。球形のルーネベルグレンズを製作する場合に誘電率の異なる球殻を組立てて球形にするが, 球殻の数は直径5吋のもの (反射体として使用する時は 3 cm 波帯に対し小形航空機と同等の電波反射能力がある) でも少なくとも 15 ケ 以上, 48 吋のもので 50 ケ位が使用されている。各層の誘電率の精度が極めて高く ± 0.02 を要求され, しかも同一層内では誘電率が均一であることが必要であるので, ルーネベルグレンズの製造は複雑であり, しかも特殊の技術を必要とするので, 極めて高価なものとなる。諸外国の研究¹⁾も, 層の数を少くし, できれば数層以内にし, 価格の低減を図ろうとしているが, 前に発表されている Morgan の論文²⁾ に影響を受けて, レンズの外層の方をなるべく厚く, 均一な誘電率を使用しようとしているため, 本研究のようにレンズ表面上に焦点を持って来ることはできなく, 球表面外に半径程度離れて焦点を結ぶことになり, アンテナ系としても, また反射体としても, まだ実用にはほど遠い段階のように思われる (第4図参照)。

本研究は独自の考案に基いて研究を行なったもので, レンズ半径の約 70% までを均一誘電体

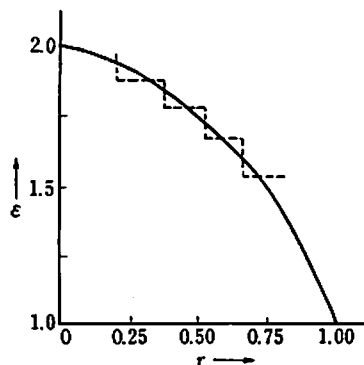


Fig. 3 A graph illustrating the relationship between r & ϵ of the Luneberg lens

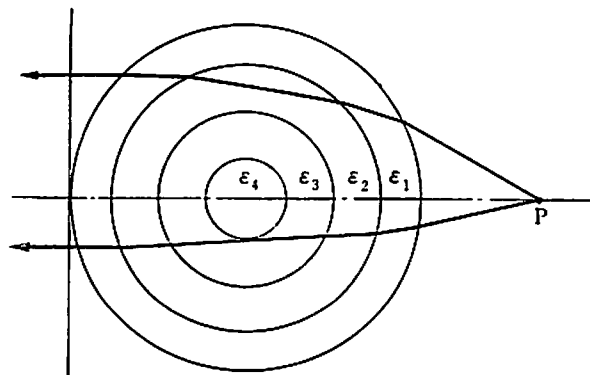


Fig. 4 An explanatory diagram of the ray path of a lens studied by Cornbleet

の球形で作り、その外側に誘電率の異なる球殻を 2, 3 層かぶせるようにしたもので、従来のルーネベルグレンズと同様に、一焦点はレンズ球面上に、他の焦点は無限遠点にあり、しかもその外観、寸法、重量は従来のルーネベルグレンズと同等であり、性能は却って優れているという結果を示している。この研究は昭和 41 年 6 月完了し、球状誘電体レンズとしてはルーネベルグレンズ方式のものに代り、この新方式のものが既に生産されている状況である。

2. 新方式の球状誘電体電波レンズの研究

2.1 球状均一誘電体電波レンズについて

これは相当古くから知られている電波レンズであるが、いまだに実用化されていない。しかし本研究に密接な関係があり、しかも本研究に係るレンズの中央部にこの球状均一誘電体を使用しているのです、その概要を述べることにする。

球状均一誘電体レンズは第 5 図に示すように同一誘電率を有する球形のレンズであって、電磁ホーンにより、外周球面上の一点 P より照射された電波はレンズ内では誘電率が均一であるので直線状に伝搬するが、レンズ外に出る時は誘電率が異なるため屈折することになる。均一誘電体レンズの誘電率を ϵ 、外周空気の誘電率を ϵ_0 とする。均一誘電体レンズは外周球面上の一点 P より照射した電波が F 平面において殆ど等位相面になるように ϵ を選定したものである。

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} = \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{\sqrt{\epsilon}} \quad (6)$$

いま P 点において α の角度をなす電波通路 PAD と PB の両電波の電氣的通路差 Δ は次のようになる。

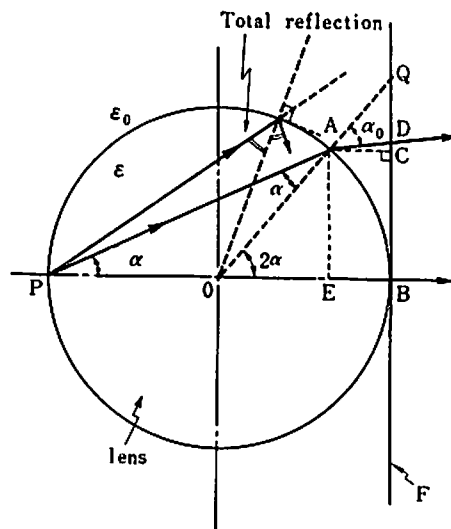


Fig. 5 A diagram showing the relationship among refraction, reflection and phase of waves through the homogeneous spherical dielectric lens

$$\begin{aligned}
 \Delta &= (\sqrt{\epsilon} \overline{AP} + \sqrt{\epsilon_0} \overline{AC}) - \sqrt{\epsilon} \overline{PB} \quad (\text{近似的に } \overline{AD} \text{ の代りに } \overline{AC} \text{ をとる}) \\
 &= 2\sqrt{\epsilon} R \cos \alpha + (R - R \cos 2\alpha) - 2\sqrt{\epsilon} R \\
 &= R\{(1 - \cos 2\alpha) - 2\sqrt{\epsilon}(1 - \cos \alpha)\} \quad [\epsilon_0=1] \quad (7)
 \end{aligned}$$

また $BC=S$ とおくと

$$S = R \sin 2\alpha \quad (8)$$

電波の入射角 α の種々の値に対して Δ がすべて零に近くなるように ϵ の値を選定すればよい。 $\epsilon=3.50$ の時 Δ が最小になることは既に周知である。いま一例として α の種々の値に対し、 S と Δ との関係を計算し、図示すると第6図の通りである。但し横軸も、縦軸も単位として R をとっている。(6) 式において $\alpha_0 \geq 90^\circ$ になった場合にはレンズ内を通った電波はレンズ外に出ることができず、レンズと空気との境界面において全反射を行なうことになる。すなわち ($\alpha_0=90^\circ$)、 $\alpha=32^\circ 20'$ が臨界角を示すことになる。この α の値を (8) 式に代入すると $S=0.9038 R$ となる。 S がこの値以上に対応するレンズの部分は、もはやレンズとして作動しないことを意味する。第6図の曲線中、点線で画いてある所はこの部分に相当する。いま第6図において Δ の最大は $0.0083 R$ である。レンズの半径を 12.7 cm (5 吋) とし、使用波長を X 波帯 (3.2 cm) とすると $R=3.97 \lambda$ であり、 Δ の最大は 0.033λ となる。

従ってこの程度の大きさのレンズでは位相差の点は余り問題とはならないが、レンズの直径が更に大きくなると、位相差は他の問題と共に致命的なものとなる。均一誘電体レンズがいまだに実用化できない理由は、誘電率が高いためにレンズ内の伝搬損失が大きいこと、レンズの重量が大になること、全反射のためにレンズの有効部分が減少し、そのためにレンズとしての性能が低下すること (たとえば反射体として使用した時の有効反射面積が著しく低下する) 等があげられる。

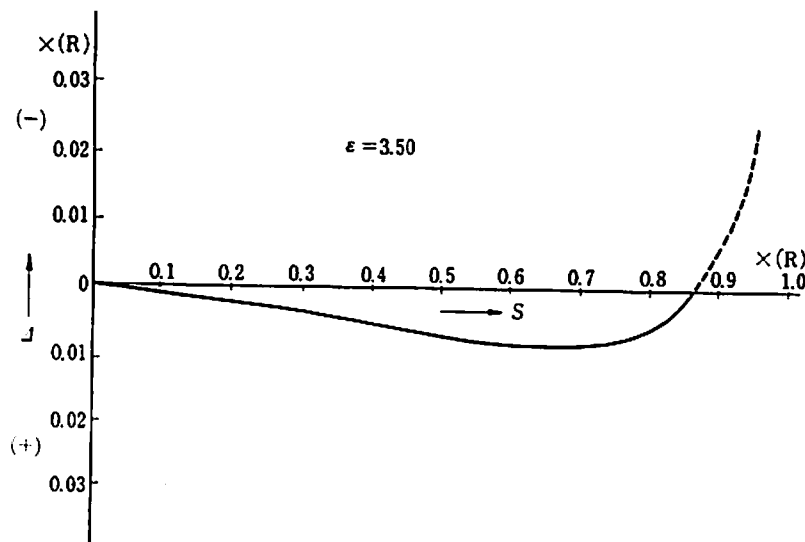


Fig. 6 A graph illustrating the distribution of the difference in electric path length along the radius of the homogeneous dielectric lens

2.2 新方式の球状誘電体レンズについて

本研究に係わる新規の球状誘電体レンズでは、レンズ直径及び最小使用波長により異なるが、第7図に示すようにレンズ直径の数10%以上にわたる部分を、たとえば最小使用波長をX波帯(3.2cm波)とすればレンズ直径12.7cmのものでレンズ直径の約80%、レンズ直径25.4cmのものでレンズ直径の約60%の部分を球状の均一誘電体で作り、これを包む外層として、その残部すなわち直径のそれぞれ20%、40%に相当する部分をルーネベルグ方程式(前出(5)式)に従った誘電率を有する球殻状の層を使用したもので、球状誘電体レンズの外周表面上の一点Pより照射された電波がレンズを通過後、平面波(等位相面)になるように内部にある均一誘電体の誘電率を選定したものである。

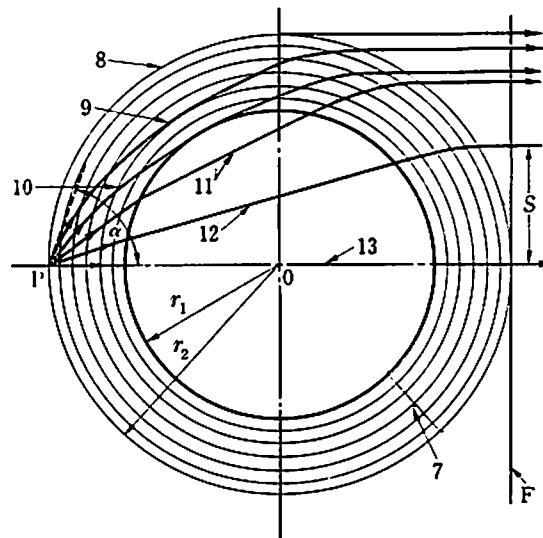


Fig. 7 An explanatory diagram of the operation of a new spherical dielectric lens

このようにすると前に述べた均一誘電体レンズの場合には電波の全反射のためにレンズの外周部分附近はレンズ作用に関与できなかったが、本研究のレンズではこの部分を従来のルーネベルグレンズと同様の外層の部分で作動してくれることになるので大円断面のすべてが有効に働くことになり、レンズとしての能率がよいことになる。また外周球面上の一点Pより照射された電波がレンズ通過後は平面波になるように選定された内部の球状均一誘電体の誘電率は後述するように1.8とか1.7という程度で、均一誘電体レンズの場合と異り比較的に低く、従って伝搬損失がルーネベルグレンズ内の伝搬損失と殆ど差がないという長所がある。

第7図において電波経路(8)(9)(10)を通るものはルーネベルグレンズの球殻に相当する部分のみを通過するからF平面において、お互は完全に同位相となる。また経路(11)(12)(13)はルーネベルグレンズに相当する球殻を通過すると共に球状均一誘電体の部分も通過するもので、これらは球状均一誘電体およびレンズ外周の空气中を通過する時は直線状の経路であるが、ルーネベルグレンズに相当する球殻層を通過する時はルーネベルグレンズの場合と同様に楕円軌道に沿

うものであることは勿論である。経路 (10) は均一誘電体に接した一限界であってこの場合の S の値は次式より求めることができる。

$$S = \sqrt{2} r_1 \sqrt{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2} \quad (9)$$

計算は中々複雑であるが球状均一誘電体の誘電率を種々変えて各種の電波経路について Δ を計算し (この際ルーネベルグレンズに相当する球殻層を通過するもの、すなわち第7図の電波経路 (8)(9)(10) を基準とする)、最良と思われる結果を示すと第8図の通りである。これは r_1/r_2 の種々の値に対し Δ と S/D (D : レンズ直径) との関係を示すものであってレンズ直径 25.4 cm, X 波帯として Δ を計算したものである。第8図の結果を用いて r_1/r_2 と球状均一誘電体の誘電率 ϵ' の関係を図示すると第9図の通りである。また Δ として大体 0.13λ (λ : 波長) まで実

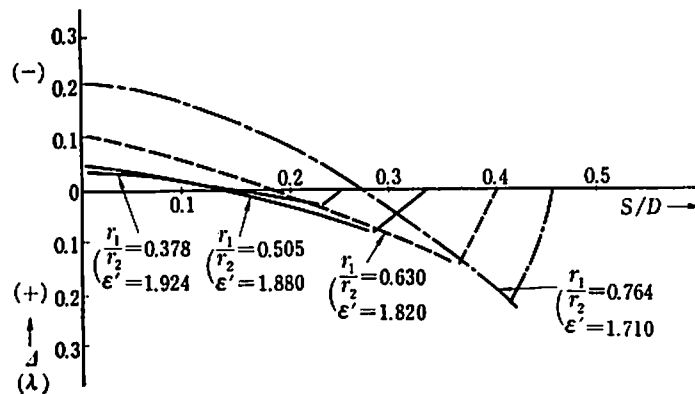


Fig. 8 A graph illustrating the relationship between S/D and Δ with the ratio r_1/r_2 being changed as a parameter and showing the optimum specific dielectric constants of the homogeneous dielectric sphere of the lens, obtainable with each value of the parameter

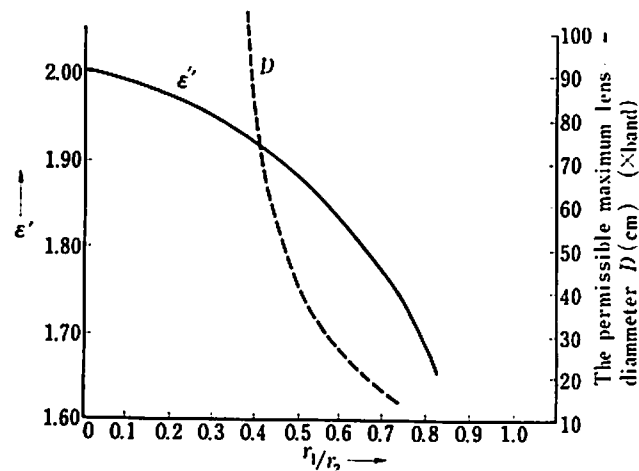


Fig. 9 A graph illustrating the relationship between an optimum specific dielectric constant of the homogeneous dielectric sphere and the ratio r_1/r_2

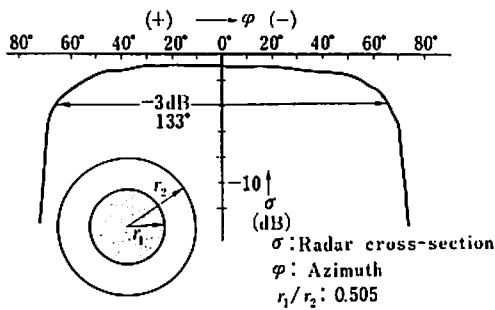


Fig. 10 The measured values of Radar cross section of a new dielectric lens reflector (25.4 cm. Dia.), in the X band

用できると推定されるので第8図より最小波長がX波帯の時には、 $r_1/r_2=0.764, 0.630, 0.505, 0.378$ においてそれぞれ直径 13.5 cm, 22.6 cm, 40.7 cm, 100 cm のものまで使用できることがわかる。この関係を図示すると第9図に点線で記載したようになる。

第10図は本研究に係る直径 25.4 cm の球状誘電体レンズの外周球面上に中心角 140 度の碗形金属反射板を設けて、レフレクタとして作動させた場合

の実測値である。有効反射面積 σ を dB 目盛でとってあり、0 dB として無損失と見なした場合の理論値をとってある。有効反射面積の低下は少々 0.5 dB であって、従来のルーネベルグレンズ（損失 2.0 dB 以内）に比較して性能が相当優れていることが明かである。しかも製作工数が数分の1以下となる長所がある。なお参考のために新方式の球状誘電体レンズの外観を示すと第11図の通りである。(a) は分解したものを示し、(b) は完成したものを示す。レンズ直径は 12.7 cm のものである。

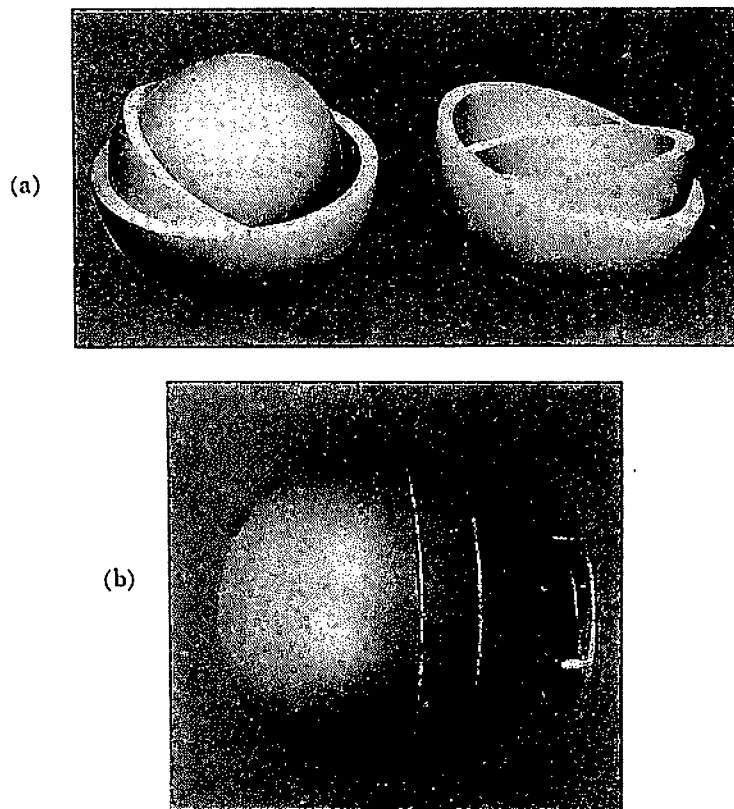


Fig. 11 An appearance of the new spherical dielectric lens
 (a) dis-assembled parts (b) completed lens used as a radar reflector

3. 結 言

本件に関する研究は昭和41年6月で一応終了し、現在各種の大きさのレンズがこの方式によって製造され、実用に供せられている。なお本研究に関する諸測定はTKSにおいて実施したことを附記する。

附 録

「 $n^2=2-r^2$ の式の算出²⁾³⁾」(第2図参照)

$$\int_{\pi}^{\theta} d\theta = \pm \int_1^{\infty} \frac{kdr}{r\sqrt{n^2r^2-k^2}} \quad [\text{前出}] \quad (3)$$

いま $nr=\rho$ とおくと

$$-\pi = \int_1^{r^*} \frac{kdr}{r\sqrt{\rho^2-k^2}} - \left\{ \int_{r^*}^1 \frac{kdr}{r\sqrt{\rho^2-k^2}} + \int_1^{\infty} \frac{kdr}{r\sqrt{r^2-k^2}} \right\} \quad (4)$$

[但し $\varphi = \frac{\pi}{2}$ のとき $r=r^*$ (r 最小) となる。またこの点を通る時 $d\theta/dr$ の符号は逆になる。この時 (1) 式より, $nr^*=k$, また $1 \leq r < \infty$ では $\rho=r$]

$$\int_1^{\infty} \frac{kdr}{r\sqrt{r^2-k^2}} = \left[\cos^{-1} \frac{k}{r} \right]_1^{\infty} = \frac{\pi}{2} - \cos^{-1} k$$

$$(4) \text{ 式より } \pi = 2 \int_{r^*}^1 \frac{kdr}{r\sqrt{\rho^2-k^2}} + \frac{\pi}{2} - \cos^{-1} k$$

$$\therefore \int_{r^*}^1 \frac{kdr}{r\sqrt{\rho^2-k^2}} = \frac{1}{2} \left[\cos^{-1} k + \frac{\pi}{2} \right] \quad (5)$$

$\log r = -g(\rho)$ とおけば

$$\frac{dr}{r} = -g'(\rho) d\rho$$

[$\rho=nr$, $r=1$ のとき $n=1$, $\rho=1$, $r=r^*$ のとき $\sin \varphi=1$, $\rho=k$]

従って (5) 式は次のようになる。

$$\int_1^k \frac{kg'(\rho) d\rho}{\sqrt{\rho^2-k^2}} = \frac{1}{2} \left[\cos^{-1} k + \frac{\pi}{2} \right] \quad (6)$$

ρ を仮変数 σ とし (6) 式の両辺に $dk/\sqrt{k^2-\rho^2}$ をかけ k に関し ρ から 1 まで積分する。[但し (1) 式より $0 \leq k \leq 1$ なる関係がある]。

$$\int_{\rho}^1 \int_1^k \frac{kg'(\sigma) d\sigma dk}{\sqrt{\sigma^2-k^2} \sqrt{k^2-\rho^2}} = \frac{1}{2} \int_{\rho}^1 \frac{\cos^{-1} k + \frac{\pi}{2}}{\sqrt{k^2-\rho^2}} dk \quad (7)$$

$$\text{左辺} = \int_1^{\rho} \left[\int_{\rho}^{\sigma} \frac{kdk}{\sqrt{\sigma^2-k^2} \sqrt{k^2-\rho^2}} \right] g'(\sigma) d\sigma = \int_1^{\rho} \frac{\pi}{2} g'(\sigma) d\sigma = -\frac{\pi}{2} \log r$$

従って (7) 式は

$$\begin{aligned}
 -\pi \log r &= \int_{\rho}^1 \frac{\cos^{-1} k dk}{\sqrt{k^2 - \rho^2}} + \frac{\pi}{2} \int_{\rho}^1 \frac{dk}{\sqrt{k^2 - \rho^2}} \\
 \therefore \log \frac{1}{r} &= \frac{1}{\pi} \left[-\frac{\pi}{2} \log \rho + \frac{\pi}{2} \log \frac{1 + \sqrt{1 - \rho^2}}{\rho} \right] = \frac{1}{2} \log \frac{1 + \sqrt{1 - \rho^2}}{\rho^2} \\
 \therefore \frac{1}{r^2} &= \frac{1 + \sqrt{1 - \rho^2}}{\rho^2}, \quad \rho = nr, \quad \therefore n^2 = 2 - r^2 \quad (8)
 \end{aligned}$$

参 考 文 献

- 1) S. Cornbleet, Battersea collage London, "A simple spherical lens with external foci" microwave Journal May 1965.
- 2) Samuel P. Morgan "General solution of the Luneberg lens problem" Journal of applied physics, sept. 1958. (球状レンズについて一般解が求めている)
- 3) 落合, 荒井, 小林, 「ルーネベルグレンズの試作並にその応用について」 TKS 技報 昭 37. 10. (球状レンズの標準形について解析されている)