

タワー方式の集光理論

Theoretical Concentrations of Solar Radiation by Tower Systems

桜井 武曆*

Takemaro SAKURAI

柴田 行男**

Yukio SHIBATA

Abstract

Solar concentrations by tower systems have been calculated theoretically for various values of inclination ζ of the incident radiation, assuming that plane heliostat-mirrors, sufficiently small in dimension, cover a circular field without clearance. The availability of the total radiation incident on the heliostat-field to the concentration decreases with increasing rim-angle θ_m . There is a region in the field where the interruption of beam by an adjacent mirror does not occur, which changes its area according to ζ . When the volume of three-dimensional receiver and the area of two-dimensional receiver are represented by $K \cos^{-x} \theta_m$ (K : constant), the mean volume- and mean area-concentration become maximum for θ_m given by $\cos \theta_m = (x-1)/x$. The optimum θ_m shows a slight increase with increasing ζ . The decrease of concentration with increasing mirror-dimension has been estimated by a convenient method. The effect of the geometry of curved mirror on the concentration is discussed also.

1. 緒論

多数のヘリオスタットを地上に配列し、高い所に置いた受光器に太陽光線を集め集光方式は中央受光器方式 (Central receiver system) あるいはタワー方式と呼ばれ、熱発電など大型の太陽エネルギー施設用として有効な手段と考えられている。

タワー方式による熱発電に対して前駆的研究を行なったのはイタリアの Francia¹⁾ 教授で、彼は、すでに 1965 年頃、直径 1 m の鏡 271 を簡単な太陽追尾機構で運動し、太陽光線を空洞型受光器に集めて蒸気の発生を試みた。彼の一連の業績は 1975 年 E C によって取り上げられ、目下、1 MW_e の発電プラントがシシリーア島の Adrano に建設されつつある。一方、アメリカは、1977 年 Francia 型追尾機構を用いた 400 kW_t の太陽熱施設をジョージア工科大学に、翌 1978 年には 5 MW_t のタワー方式太陽熱施設をサンディア研究所を作り、これらの経験をもとに 10 MW_e の発電プラントを Barstow に建設中である。また、日本においても、Francia 型の施設が作られて予備実験が行なわれ、現在、タワー方式による 1 MW_e の発電プラントの建設が仁尾町に進められつつある。

このように、タワー方式は太陽熱発電用集光装置の

主流となり、これに関する実験的報告は、すでに、かなりの数に上っている。しかし、この方式の基本的な理論となると、現在まで、あまり報告が見受けられない。なるほど、いま熱発電で進行中の熱機関は Rankin cycle によるもので、水蒸気の温度が数百度もあれば運転できるから、何もむづかしい理論を使わなくとも、必要な集中エネルギー密度が得られるであろうし、プラント自体が初期段階の小型テストプラントであるから、太陽エネルギーの利用度などといったやかましいことは言わなくてもよいのかも知れない。しかし、実際のプラントともなると、広大なヘリオスタットフィールドを使うことになるので、その中に射した放射エネルギーを効率よく熱エネルギーに変換することは重要な問題であり、また、熱機関の効率を高めるため、いま、Brayton cycle の導入が真剣に考えられていて、そのためには 2,000°C ぐらいの高温が必要になってくる。さらに、水の分解のため、タワー方式に対して、より高い温度を要求されるようになるかも知れない。このような見地から、タワー方式による

* 東北大学 名誉教授

Emeritus Professor of Tohoku University

** 東北大学科学計測研究所

Research Institute for Scientific Measurements,
Tohoku University

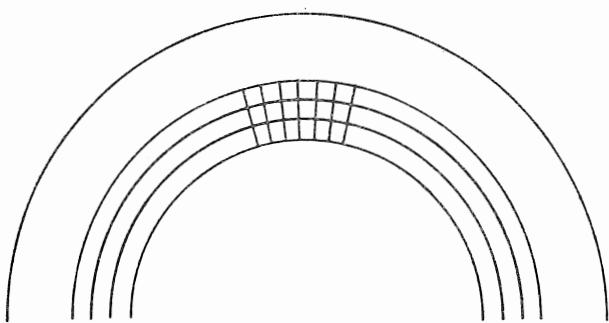


図 1 ヘリオスタットフィールドの分割

集光を理論的に取り扱い、可能性と実用性の両面からその特性を明らかにしていくことは意義あることと思われる。

タワー方式が回転放物面鏡と根本的に異なる点は、反射点が一平面上に分布しているということ以外に、反射鏡に入射する太陽光線が隣接する鏡で一部陰になることと、焦点に向う反射光線の一部が隣接鏡によって妨害されることである。ここでは、この二つを遮蔽という言葉で総称することにする。

この種の問題を数学的に取り扱うには、"連続的"な考え方で、積分を導入するのが最も便利である。そこで、まず最初に、じゅうぶん数の多いヘリオスタッツトが水平な円形フィールド内に配列され、その中心の鉛直上方に受光器があり、ヘリオスタッツト反射鏡は平面で、図1に示すようにフィールドを微小輪帶に分割しさらに放射状に細分したセグメントで与えられるじゅうぶん小さい形状を持ち、すべての鏡を鉛直上方へ向けたとき鏡がすさまなくフィールドを埋め尽すという理想的な場合を考え、種々の傾きでフィールドに入射する太陽光線について、焦点に集中する総エネルギーを積分形式で与えた。これから、フィールドに入射した全エネルギーの利用度、遮蔽の分布、面積および体積エネルギー密度に対する最適条件、到達温度などの諸特性が明らかにされた。ついで、反射鏡の大きさを増してヘリオスタッツトの数を減らすという現実的な場合に移り、平面鏡と凹面鏡について、集中特性の変化やそれに付随した問題を考究した。

さて、昨年6月、I S E S の Atlanta 国際会議でこの研究の一部を発表したとき、面識のある Riaz²⁾ 教授から、"連続的"な考え方でタワー方式の集光を取り扱ったことがあるという話があった。この報告はわれわれの知らない雑誌に発表されていたため気付かなかいでいたが、その内容を聞くと、さいわいに、取り扱い方がわれわれとかなり異なっていることがわかった。すなわち、彼の場合は、矩形反射鏡の一辺をフィールドに接し、方位角と仰角をパラメーターとして方

向を変化させ、等仰角線に添って鏡が並んでいるものとしているので、配列が時刻とともに変化する単なる思考上のものとなっているのに対し、われわれの場合は、図1に見られるように、実現しうる配列を考えていること、この配列の違いのため、彼の場合には隣接鏡による陰と妨害とを別々に考えなければならないのに対し、われわれの場合には遮蔽としてまとめて扱うことができ、また太陽光線がフィールドに垂直に入射する場合の特性が簡単な数式の形で表現できることなどある。さらに、Riaz 教授によれば、斜入射太陽光線に対するエネルギー密度の最適条件、遮蔽の分布、到達温度、鏡の大きさの影響などについては、少なくともアメリカでは公式非公式を問わず発表されていないとのことであった。なお、彼³⁾は円筒受光器表面の集中比分布の計算を行っていて、これはわれわれも知っていたが、一般論から多少それなものであるから、ここでは取り上げない。

その後、COMPLES の Milano 国際会議でその続きを発表したが、その時もこのような研究が行なわれたという話を聞くことができなかった。以上のことから本研究はいまだ公表されたことのないいくつかの新しい知見を含むものと考え、ここに、そのくわしい内容を報告することにした。

2. 焦点に集中される放射エネルギー

図2において、Oは円形ヘリオスタッツトフィールドの中心、Oを通りフィールドに垂直な線上の点Fが焦点で、OFが焦点距離 f を与える。OAは太陽円板の中心を指向し、OAとOFとの間の角 θ が天頂距離

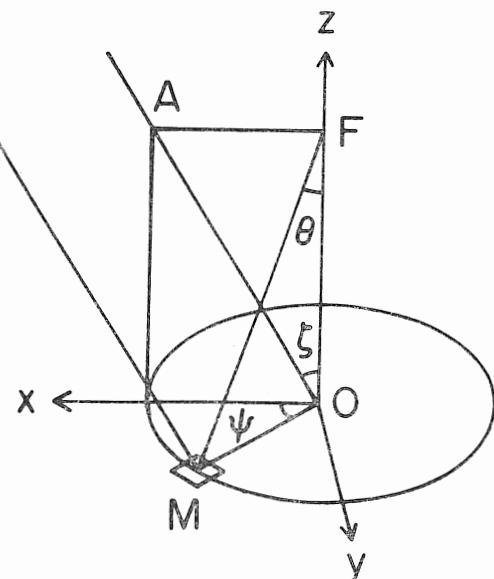


図 2 微小輪帶による太陽エネルギーの集中

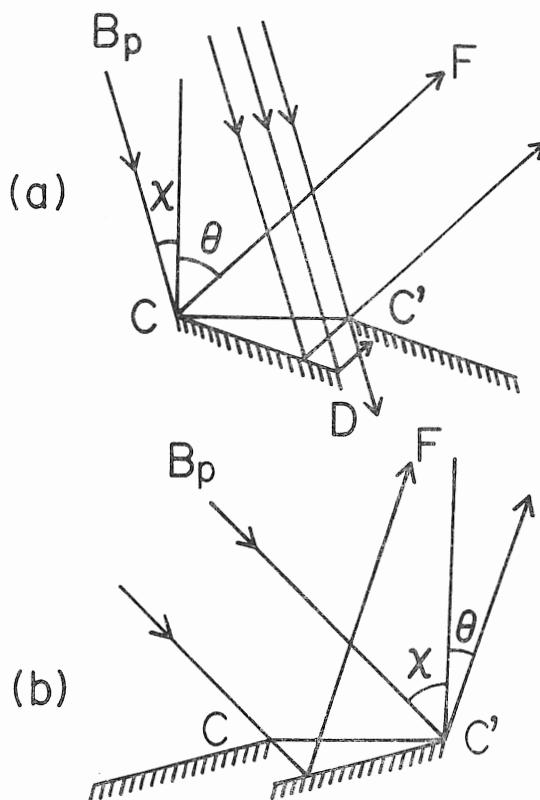


図3 隣接輪帯の鏡による光線の遮蔽

で、これがフィールドに入射する太陽光線の傾きを与える。いま、ここで、 x 軸が太陽の方位、 z 軸がOFと一致するように直角座標を設定する。Mは z 軸に対する方位角が θ と $\theta+d\theta$ との間にある微小輪帶上のセグメントを占める平面鏡を表わし、 ψ は x 軸から測ったセグメントの方位角である。

さて、ひとつのセグメントから焦点に送り込まれる放射エネルギーは二つの因子によって支配される。そのひとつ g_1 はセグメントに入射する太陽エネルギーが光線の傾きによって変わることによるもので、

$$g_1 = \cos \zeta \dots \quad (1)$$

で与えられる。

他のひとつ g_2 は、セグメントに入射した光線の一部が隣の輪帶にある鏡によって遮蔽されることに起因するもので、この問題は反射光線を含みフィールドに垂直な平面MFO上で取り扱うのがわかりやすい。図3がそれで、CC'がセグメント、CDが平面鏡の断面で、CFが焦点に向う反射光線である。B_pCは入射光線のこの面への投影で、B_pCとフィールドに垂直な線との間の角 χ は

$$\chi = \arctan (\tan \zeta \cos \psi) \dots \quad (2)$$

によって与えられる。

ここで、平面鏡の方向変化は、Cを通じてこの平面に垂直な軸のまわりの回転と、鏡の中心線CDのまわり

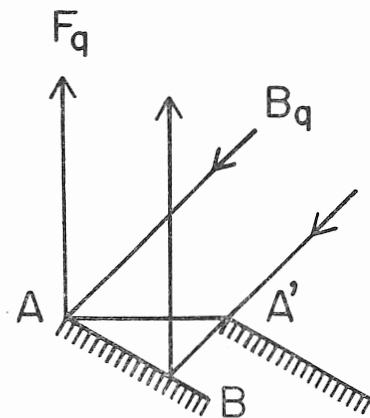


図4 同一輪帯の隣接鏡による光線の遮蔽

の回転との二つのパラメーターによって行なわれるものとする。このような運動は実際に相互の機械的干渉なしに達成することができる。さて、隣接する二つの平面鏡は近似的に同じ大きさの矩形で、互いに平行とみなしてよい。そこで、(a)に示すように $\chi < \theta$ の場合には、セグメントCC'に入射した光線の一部が次の輪帶の鏡によって遮蔽され、巾 $CC' \cos \chi$ の光の中で巾 $CC' \cos \theta$ だけが焦点に向うことになる。従って、巾の比は $\cos \theta / \cos \chi$ で与えられる。一方、(b)に示すように $\chi > \theta$ の場合には遮蔽がなく、巾 $CC' \cos \chi$ の光線がそのまま焦点に向うことになる。

一般に、入射光線はこの面に対し傾いているから、鏡と隣接鏡の陰とはこの面に垂直な方向に多少ずれることになる。しかし、一方のセグメントを微小輪帶に添って微動させ両者を一致させることができるので、この影響は考慮の必要がない。傾いた光線に対しては、さらに、同一輪帶内の隣接鏡による遮蔽を考えてみる必要がある。図4はフィールドに垂直でしかも図3の面と直交する平面を示すもので、AA'がセグメント、ABが平面鏡の断面、B_pAとAF_qがそれぞれ入射光線と反射光線のこの面への投影である。この場合、AF_qはたえずAA'に垂直であるから、セグメントに入射した光線はそのままの巾で焦点に向うことになり、この方向での遮蔽はないことがわかる。従って、ひとつセグメントに入射した光線の遮蔽に関する二次元の問題は図3に示した一次元の問題に帰着することができ、セグメントの集光効率 g_2 は

$$g_2 = \frac{\cos \theta}{\cos \chi} \quad \chi < \theta \dots \quad (3a)$$

$$g_2 = 1 \quad \chi > \theta \dots \quad (3b)$$

によって与えられる。

このようにして g_1 、 g_2 が定まると、セグメントの集光に対する総合因子 ϕ は

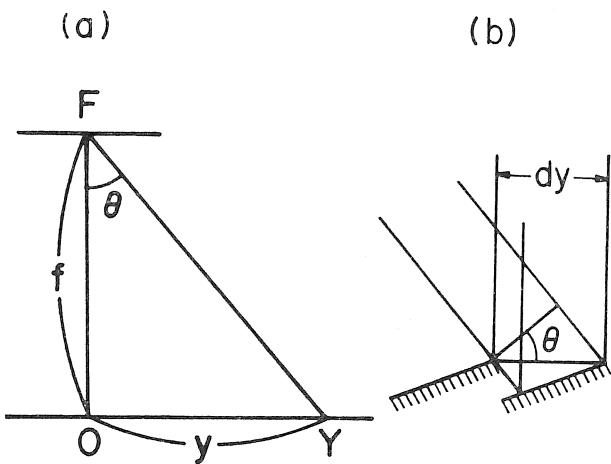


図 5 垂直入射太陽エネルギーの集中 (a) と遮蔽 (b)

$$\Phi = g_1 \quad g_2 = \cos \zeta \frac{\cos \theta}{\cos \chi} \quad \chi < \theta \dots \dots \dots (4a)$$

$$\Phi = g_1 \quad g_2 = \cos \zeta \quad \chi > \theta \dots \dots \dots (4b)$$

となり、ひとつのセグメントによって焦点に送り込まれる放射エネルギー $I_{\phi\theta}$ は

$$I_{\phi\theta} = \gamma H_a f^2 \Phi \sin \theta \cos^{-3} \theta d\phi d\theta \dots \dots \dots (5)$$

で表わされる。ここで、 γ は鏡の反射率、 H_a は太陽光線の強さである。従って、焦点に集まる総エネルギー E は

$$E = \int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} I_{\phi\theta} d\phi d\theta \\ = \gamma H_a f^2 \int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} \Phi \sin \theta \cos^{-3} \theta d\phi d\theta \dots \dots \dots (6)$$

となる。ここで、 θ_m は θ の最大値、いわゆる縁角である。

特別の場合として、太陽光線がフィールドに垂直に入射するとき、すなわち $\zeta = 0$ のときは、(6) 式が

$$E(\zeta=0) = 2\pi\gamma H_a f^2 (\cos^{-1} \theta_m - 1) \dots \dots \dots (7)$$

となる。この式は次のようにして直接求めることもできる。図 5 (a) において、フィールドの中心から y の位置にある巾 dy の輪帯を考えると、これに入射した太陽光線は、(b) に示すように、反射の後隣接輪帯の鏡によって一部遮蔽され、巾 $\cos \theta dy$ だけの光線が焦点に向うことになる。その放射エネルギー I_θ は

$$I_\theta = 2\pi\gamma H_a y \cos \theta dy \\ = 2\pi\gamma H_a f^2 \sin \theta \cos^{-2} \theta d\theta \dots \dots \dots (8)$$

であるから、 I_θ を 0 から θ_m まで積分することによって (7) 式が得られる。

ζ が 0 でない場合の E の値は (6) 式を電子計算器を使って数値積分して求めることができる。積分部分の θ_m や $\tan \theta_m$ 依存性を種々の傾きの入射光線に対して示すと図 6 のようになる。この図から、集中総エネルギーは、受光器の高さが一定のとき、フィールド半径 y_m とともに増加し、また、入射光線の傾きが増すと減少することがわかる。後者は、フィールドとして南斜面が有利であることを暗示している。

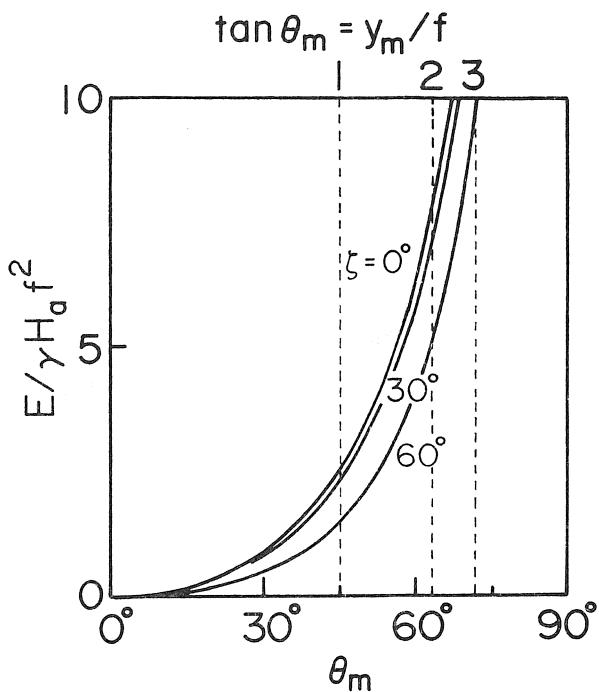


図 6 集中総エネルギーの縁角依存性

ルド半径 y_m とともに増加し、また、入射光線の傾きが増すと減少することがわかる。後者は、フィールドとして南斜面が有利であることを暗示している。

3. フィールドに入射する全放射エネルギーの利用度

フィールドに入射する全放射エネルギー E_t は

$$E_t = \pi H_a f^2 \tan^2 \theta_m \cos \zeta \dots \dots \dots (9)$$

であるから、集中エネルギーへの利用度 U は

$$U = E/E_t \dots \dots \dots (10)$$

で与えられる。図 7 は、 $\gamma = 1$ として、 U の θ_m や $\tan \theta_m$ 依存性を種々の ζ に対して描いたものである。たとえば $\zeta = 0$ の場合、フィールド半径が受光器の高さに等しいときは入射エネルギーの約 83% が利用されるが、高さの 2 倍になると約 62% に低下する。 ζ が増すと利用度はわずかに向上するが、 θ_m 依存性に大きな変化はない。従って、フィールド半径が与えられた場合、利用度は受光器の高いほどよいことになる。

4. セグメントの集光効率分布

(3b) 式に示すように、 $\chi > \theta$ の場合は遮蔽がない、セグメントの集光効率 g_2 が 1 となるが、この条件を満足する領域を求めるとき、図 8 (a) のように、フィールドの中心 0 を通る太陽方位 (x 軸) 上の 2 点 $\pm \frac{1}{2}f \tan \zeta$ を中心とする半径 $\frac{1}{2}f \tan \zeta$ の二つの円内

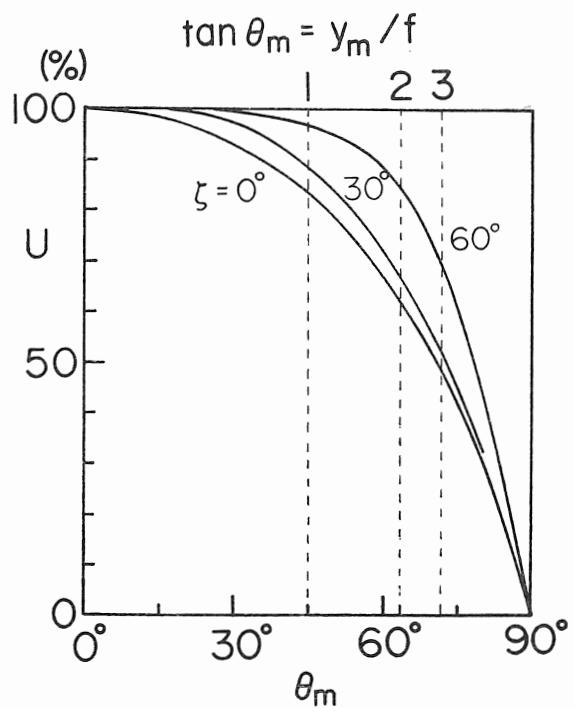


図 7 フィールドに入射する全放射エネルギーの集中への利用度

となる。これから、効率 100 % の領域は入射光線の傾きが大きいときは広く、傾きが小さくなるにつれて狭くなり、垂直入射では消滅してフィールド全域で遮蔽があることがわかる。さらに、 $x < \theta$ の領域の g_2 の値を (3 a) 式から求め等高線を描くと図のようになり外側に行くにつれて値が減少するとともに、その形が

橿円に近づいていくのが見られる。

太陽の方位と天頂距離は時刻とともに変化し、天頂距離は正午に最小となる。そこで、30° N で春秋分の 9, 12, 15 時における効率 100 % の領域を描くと図 8 (b) のようになり、集光効率はタワーの南北で高いことがわかる。この特性はフィールドの形状を考える上で重要な役割を持つことになる。

5. 集中された放射エネルギーの密度

タワー方式をエネルギー変換用集光器として使う場合には、集中された太陽エネルギーがもれなく受光器で受け止められることが必須の条件であり、さらに、熱機関のカルノー効率を高めるためには、受光器の温度が高くなる方がよい。従って、ある体積を高温にするような三次元的光熱変換にあっては、集中総エネルギーができるだけ小さい体積内に納まることが望ましく、一方、ある面積を高温にするような二次元的光熱変換にあっては、総エネルギーができるだけ小さい面積内に納まることが望ましい。そこで、集中を測る尺度として、これらの体積あるいは面積中の平均のエネルギー密度に着目し、平均体積エネルギー密度と平均面積エネルギー密度という二つの物理量を導入することにする。これは、高温を目的とする太陽炉が、放射エネルギーの損失を覚悟の上で、焦点のエネルギー密度を高めようとするのとはいちぢるしい対比をして

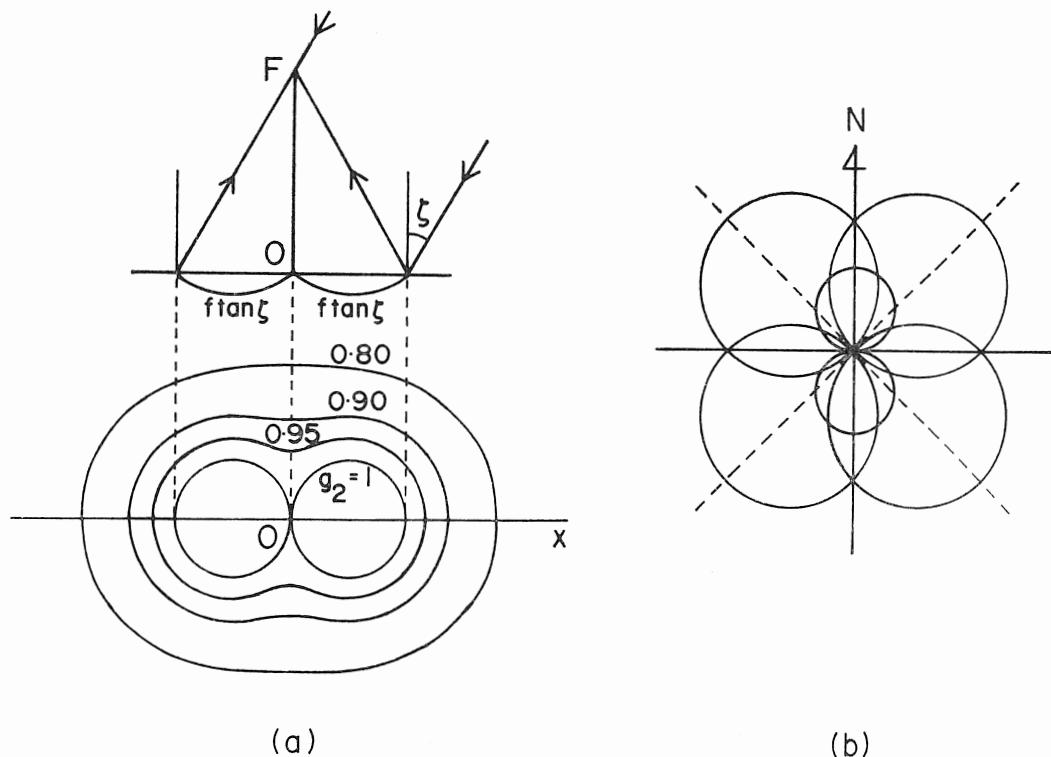


図 8 セグメント集光効果 g_2 の分布 (a) と $g_2=1$ の範囲の時刻による変化 (b)

いる。

(1) 球体受光器

まず、三次元的受光器から話を始めることにするが、ここで、この種の受光器には、ある体積の熱媒体を外部から加熱するものだけではなく、Brayton cycle

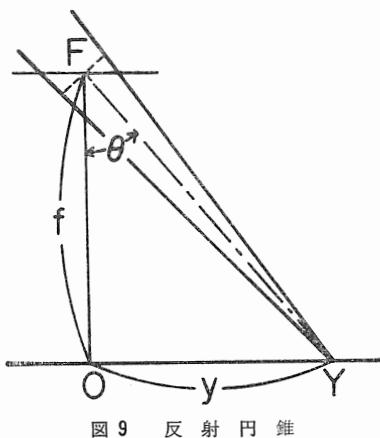
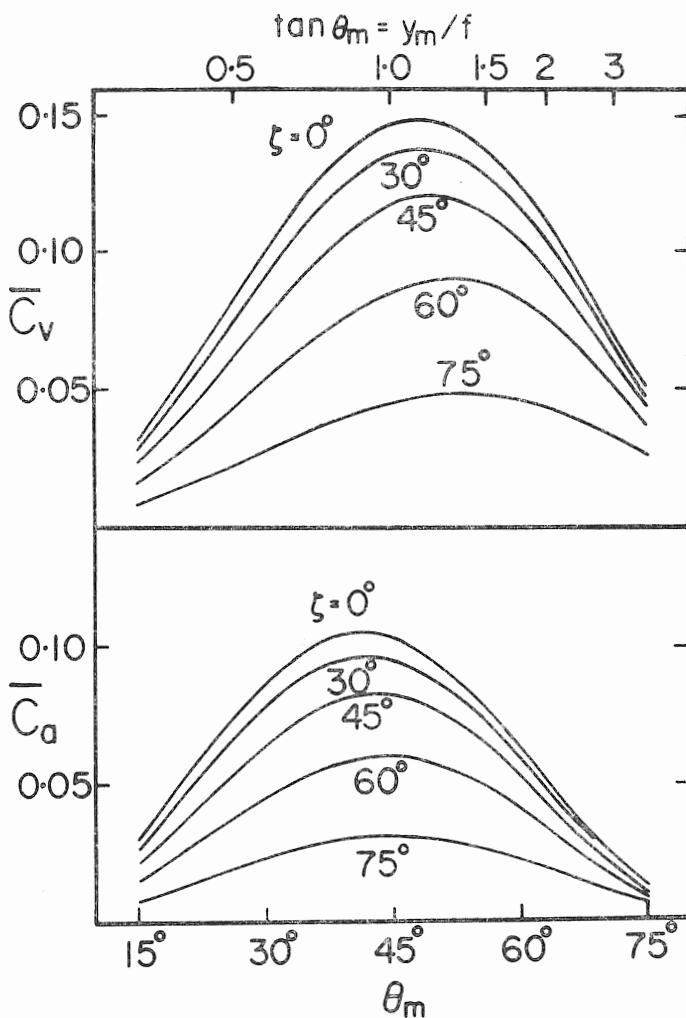


図9 反射円錐

図10 平均体積エネルギー密度 \bar{C}_v と平均面積エネルギー密度 \bar{C}_a の縁角依存性

のため、黒鉛を浮遊させた空気に集中放射エネルギーを当て、黒鉛を媒介として加熱するようなものもあることを指摘しておきたい。

さて、ここでは、平面鏡の大きさがじゅうぶん小さいものと仮定してあるので、図9のように、鏡Yで反射した光線は太陽円板の視直径 α を頂角とする反射円錐となって拡がり、その軸が常に焦点Fを通るよう保たれている。従って、反射円錐のFにおける直径は $\alpha f \cos^{-1} \theta$ となり、 θ が θ_m のとき最大となる。そこで、 $\alpha f \cos^{-1} \theta_m$ を直径とし、Fを中心とする球を考えると、すべての反射円錐がこの中に含まれることになる。この球体の体積 V は

$$V = \frac{1}{6} \pi \alpha^3 f^3 \cos^{-3} \theta_m \dots \dots \dots (11)$$

で、この中に集中する総エネルギー E は(6)式で与えられるから、平均体積エネルギー密度 \bar{C}_v は

$$\bar{C}_v = \frac{E}{V} = \left(\frac{12 \gamma H_a}{\alpha^3 f} \right) \frac{\cos^3 \theta_m}{2 \pi} \int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} \Phi \sin \theta \cos^{-3} \theta d\phi d\theta \dots \dots \dots (12)$$

となり、特別の場合として $\zeta=0$ のときは

$$\bar{C}_v(\zeta=0) = \left(\frac{12 \gamma H_a}{\alpha^3 f} \right) \cos^2 \theta_m (1 - \cos \theta_m) \dots \dots \dots (13)$$

となる。

そこで、 $\bar{C}_v(\zeta=0)$ が極大となるための条件は

$$\partial \bar{C}_v(\zeta=0) / \partial \theta_m = 0 \dots \dots \dots (14)$$

で与えられ、これから θ_m と y_m の最適値は

$$\cos \theta_m = \frac{2}{3}, \quad \theta_m \approx 48^\circ 12' \dots (15a)$$

$$y_m = \frac{\sqrt{5}}{2} f \approx 1.1 f \dots \dots \dots (15b)$$

となって、フィールド半径が受光器の高さよりわずかに大きいとき最高のエネルギー密度が得られることがわかる。なお、回転放物面鏡では同じ条件が $y_m=2f$ 、すなわち口径比 $n=4$ のときに満足される。

ζ が 0 でない場合の \bar{C}_v は(12)式を計算することによって得られる。“正規化された \bar{C}_v'' ”、すなわち(12)式のかっこを除いた部分の θ_m および $\tan \theta_m$ 依存性を種々の ζ について図10に示してある。この図から、 ζ が増すと、 \bar{C}_v は全体として低下し、その極大値が θ_m の大きい方へ移動はするが、その量はわずかであることがわか

る。従って、 θ_m を約 50° にとると、この広い範囲で平均面積エネルギー密度を最大に保つことができる。

(2) 平面受光器

平面受光器をその受光面が焦点を通る水平面すなわち焦平面と一致するように置いた場合、図9からわかる通り、反射円錐は焦平面に楕円像を作り、その長軸と短軸は $\alpha f \cos^{-2} \theta$, $\alpha f \cos^{-1} \theta$ となる。従って、縁からの反射円錐による楕円像の長軸 $\alpha f \cos^{-2} \theta_m$ を直径とし、焦点を中心とする円を焦平面に描くと、すべての反射円錐がこの中に含まれることになる。この円の面積 S_p は

$$S_p = \frac{1}{4} \pi \alpha^2 f^2 \cos^{-4} \theta_m \dots \dots \dots \quad (16)$$

であるから、円内の平均面積エネルギー密度 \bar{C}_a は

$$\bar{C}_a = \frac{E}{S_p} = \left(\frac{8\gamma H_a}{\alpha^2} \right) \frac{\cos^4 \theta_m}{2\pi} \int_0^{\theta_m} \int_0^{2\pi} \psi \sin \theta \cos^{-3} \theta d\phi d\theta \dots \dots \dots \quad (17)$$

となり、 $\zeta = 0$ では

$$\bar{C}_a(\zeta=0) = \left(\frac{8\gamma H_a}{\alpha^2} \right) \cos^3 \theta_m (1 - \cos \theta_m) \dots \dots \dots \quad (18)$$

となる。そこで、 $\bar{C}_a(\zeta=0)$ が極大となる条件は

$$\partial \bar{C}_a(\zeta=0) / \partial \theta_m = 0 \dots \dots \dots \quad (19)$$

となり、これから θ_m と y_m の最適値は

$$\cos \theta_m = \frac{3}{4}, \quad \theta_m \approx 41^\circ 25' \dots \dots \dots \quad (20a)$$

$$y_m = \frac{\sqrt{7}}{3} f \approx 0.88 f \dots \dots \dots \quad (20b)$$

となる。なお、回転放物面鏡では同じ条件が $\theta_m = 45^\circ$, $n = 4(\sqrt{2} - 1) \approx 1.66$ * で満足される。

ζ が 0 でない場合の \bar{C}_a の値は (17) 式を計算することによって求められ、"正規化された \bar{C}_a " の θ_m および $\tan \theta_m$ 依存性を種々の ζ について図10に示してある。ここでも、 ζ が増すと \bar{C}_a は全体的に低下し、極大値が θ_m の大きい方へ移動するが、移動量は小さい。従って、 θ_m を約 45° 、すなわち、フィールド半径を受光器の高さと等しくとることによって、この広い範囲にわたって最高の平均面積エネルギー密度が得られることがわかる。

$\theta_m = 45^\circ$ の場合、総エネルギーは直径 $\alpha f \cos^{-2} 45^\circ = 2\alpha f$ の円内に納まるわけであるが、この円内におけるエネルギー密度の分布は、太陽円板の輝度が均一な分布を持つものと仮定すると、簡単に求めることができる。すなわち、反射円錐が作る楕円像の面積 S_θ は

$$S_\theta = \frac{1}{4} \pi \alpha^2 f^2 \cos^{-3} \theta \dots \dots \dots \quad (21)$$

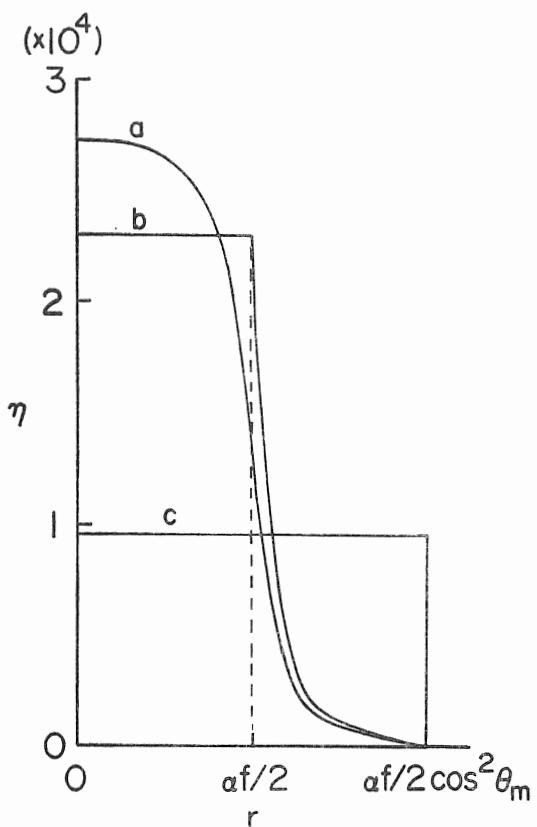


図 11 平らな受光面上の集中比の分布
太陽円板の輝度分布を考慮した場合 (a), 輝度を均とした場合 (b), 平均集中比 (c)

であるから、ひとつの輪帯によって焦平面の単位面積に送り込まれるエネルギー E_θ は、(8) 式を使って、

$$E_\theta = \frac{I_\theta}{S_\theta} = \frac{8\gamma H_a}{\alpha^2} \sin \theta \cos \theta d\theta \dots \dots \dots \quad (22)$$

となり、 αf を直径とする近軸太陽像内のエネルギー密度 C_a は一定で、

$$C_a = \int_0^{\theta_m} E_\theta d\theta = \frac{8\gamma H_a}{\alpha^2} \int_0^{\theta_m} \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{4\gamma H_a}{\alpha^2} \sin^2 \theta_m \dots \dots \dots \quad (23)$$

で与えられる。この式は同じ θ_m を持つ回転放物面鏡で得られるものと完全に一致している⁴⁾。この場合、集中比 $\eta = C_a / H_a$ は $\gamma = 1$, $\alpha = 0.0093$ として、約 23,000 に達する。近軸太陽像の外側では集中比が減少し、直径 $\alpha f \cos^{-2} \theta_m$ の円上で 0 となって、図11 の曲線 b のような分布となる。

太陽円板の輝度分布を考慮に入れたエネルギー密度および集中比は輝度分布を関数で近似して組み込むことによって求めることができる。ここではその過程を省略し、集中比の分布だけを同図の曲線 a で示した。

さて、話を本論の平均エネルギー密度にもどし、上

* 日本太陽エネルギー学会第4回研究発表会講演論文集ではこの数字に誤記があった。

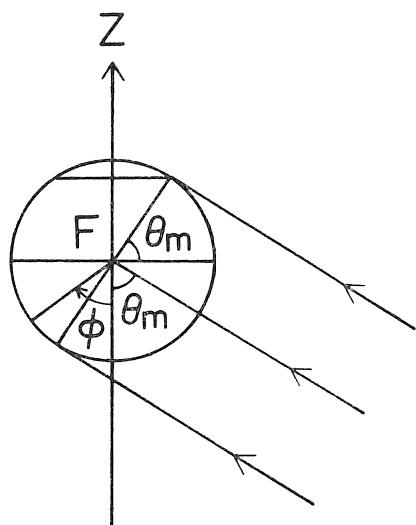


図 12 球面受光器

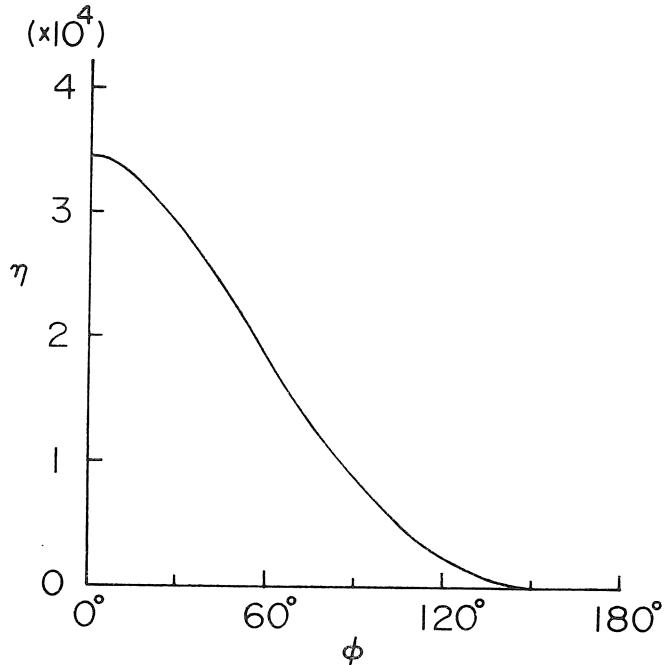


図 13 球面上の集中比の分布

に述べた球体および平面に対する計算過程からもわかる通り、 $\xi = 0$ においては集中総エネルギー E が $(\cos^{-1} \theta_m - 1)$ の常数倍となるので、もしも集中総エネルギーを収容する体積あるいは面積が $K \cos^{-x} \theta_m$ (K : 常数) の形で表わされるならば、エネルギー密度が極大となるための最適縁角は

$$\cos \theta_m = -\frac{x-1}{x} \dots \dots \dots \quad (24)$$

で与えられることになる。 ζ が増すと最適縁角の値は増加するが、その量はわずかであるから、縁角を $\zeta = 0$ の場合の値よりいくぶん大きくとることにより、 ζ の広い範囲にわたって平均エネルギー密度を最大に保つことができる。以下二三の例にこれを適用してみよ。

う。

(3) 球面受光器

$\alpha f \cos^{-1} \theta_m$ を直径とする球面上に二次元的受光器が配列されている場合、図12に示すように、球面上の点の方位を $-z$ 方向から測った角 ϕ で表わすと、放射エネルギーは ϕ が 0 から $(\pi/2 + \theta_m)$ の部分に入射することになる。しかし便宜のため、全球面についての平均面積エネルギー密度を考えると、球面の面積 S_s は

$$S_s = \pi f^2 \cos^{-2} \theta_m \dots \quad (25)$$

となり、最適条件は(24)式から

$$\cos \theta_m = \frac{1}{2}, \quad \theta_m = 60^\circ \dots \dots \dots \quad (26 \text{ a})$$

$$y_m = \sqrt{3} f \simeq 1.73 f \dots \dots \dots \quad (26\text{b})$$

となる。従って、受光器の高さを与えると、フィールド半径はその1.7倍もとることができ、また逆にフィールド半径を与えると、受光器の高さはその0.6倍でよいことになる。

なお、球面の受光面積を厳密に 0 から $(\pi/2 + \theta_m)$ までとするならば、 $\zeta = 0$ における最適条件は

で与えられ、 θ_m が $57^{\circ}5'$ と多少小さくなることを付け加えておく。

縁角が(26a)式で与えられる場合、球面上の集中比を太陽円板の輝度分布を考慮して計算すると図13のような分布が得られ、 ϕ とともに減少して ϕ が $(\pi/2 + \theta_m)$ で0となっているのがわかる。 $\phi = 0$ における集中比の値は約34,700と平面の場合より大きくなっているが、これは縁角が大きいからである。

(4) 半球面受光器

図14のような半球面で集中総エネルギーを受け止めた場合は、半球面の面積 S_h が

となり、 $\zeta = 0$ における最適条件は平面の場合の(20a, b)式で与えられることになる。従って、平面受光器に比し、受光面積の増加による集中比の低下や対流による熱損失の増大があるにもかかわらず、縁角については何らの利益も無いことになる。

もしも半球面を使うのであれば、図15のように内面受光にした方が得策である。この場合には、熱せられた空気がとじ込められ、また、風の影響を最小限度に食い止められる上に、空洞に近くなるので放射損失が減少して到達温度が高まるという利点がある。

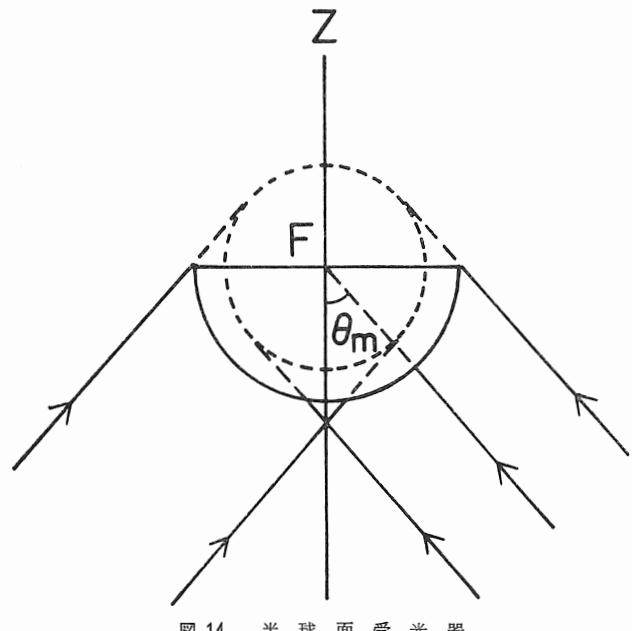


図 14 半球面受光器

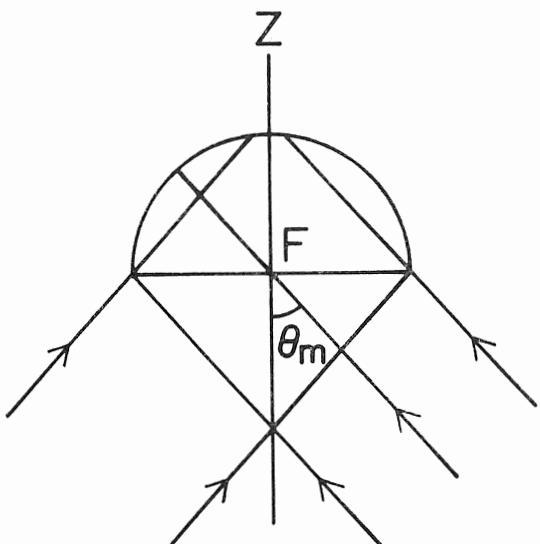


図 15 空洞型半球面受光器

円筒面や逆円錐面に対しても同じような取扱ができるが、ここでは割愛することにしよう。

6. 到達温度

熱発電用受光器においては、光熱変換で表面に発生した熱エネルギーが器壁を通して熱媒体へ伝導するので、表面の温度は媒体の流量にいちぢるしく支配される。従って、タワー方式の到達温度を論ずるには、このような受光面内部への熱伝導の無い、断熱材あるいは熱的に遮断された熱伝体の受光面を考えなければならない。このほか、受光面からは空気への伝導による熱損失があり、面が傾いているとこれが対流によって促進され、風があるとさらに増大することになる。そこで、ここでは、対流の最も少ないと思われる平らな

受光面を下向きに焦平面に置いた場合を取り上げ、受光面からの熱損失が放射によってのみ失われ、また、吸収と放射が Lambert の余弦法則に従うものと仮定して、 $\zeta = 0$ に対する到達温度を求めてみる。

まず、放射エネルギーが集中した直径 $\alpha f \cos^{-2} \theta_m$ の円内に、同じ直径の熱伝体円板、たとえば金属円板、が断熱状態で置かれたものとする。この場合、方位角 θ の反射円錐に対する受光面の吸率は、垂直方向の吸率を κ_n とするとき、 $\kappa_n \cos \theta$ で与えられるから、 θ と $\theta + d\theta$ との間の輪帯から来る反射円錐が受光面に与えるエネルギー A_θ は、(8) 式を使って、

$$A_\theta = \kappa_n \cos \theta I_\theta = 2 \pi \kappa_n \gamma H_a f^2 \tan \theta d\theta \quad \dots \dots \dots (29)$$

となり、受光面に流入する総エネルギー A は

$$A = \int_0^{\theta_m} A_\theta d\theta = 2 \pi \kappa_n \gamma H_a f^2 \ln \cos^{-1} \theta_m \quad \dots \dots \dots (30)$$

で与えられる。円板は熱伝体であるから、吸収されたエネルギーは円板全体で均一化され、単位面積当たりの吸率エネルギー \bar{A}_0 は (16) 式から

$$\bar{A}_0 = \frac{A}{S_p} = \frac{8 \kappa_n \gamma H_a}{\alpha^2} \cos^4 \theta_m \ln \cos^{-1} \theta_m \quad \dots \dots \dots (31)$$

となる。熱平衡状態では \bar{A}_0 は単位面積から放射される熱エネルギーに等しくなければならぬから、到達温度 T_m は

$$\bar{A}_0 = \frac{2}{3} \varepsilon_n \sigma (T_m^4 - T_0^4) \quad \dots \dots \dots (32)$$

で与えられる。ここで、 ε_n は垂直方向の放射率、 σ は Stefan-Bolzmann 常数、 T_0 は周囲の温度である。 $H_a = 1.3 \text{ cal/cm}^2/\text{min}$ 、 $\gamma = 1$ 、 $\kappa_n = \varepsilon_n$ 、 $T_m = 0$ 、 $\cos \theta_m = 1/\sqrt{2}$ とすると T_m は約 3,700 K となる。

次に、受光面が断熱材の場合を考えよう。熱的に遮断された同心輪帯の熱伝体受光面もこの場合に相当する。このとき、反射円錐は受光面に (21) 式で与えられる面積 S_θ の楕円像を作るから、 θ と $\theta + d\theta$ との間の輪帯から来る反射円錐が受光面の単位面積に与えるエネルギー \dot{A}_θ は

$$\dot{A}_\theta = \kappa_n \cos \theta \frac{I_\theta}{S_\theta} = \frac{8 \kappa_n \gamma H_a}{\alpha^2} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta \quad \dots \dots \dots (33)$$

となり、単位面積が吸収する総エネルギー \dot{A}_0 は、近軸太陽像の内部で一様に

$$\dot{A}_0 = \int_0^{\theta_m} \dot{A}_\theta d\theta = \frac{8 \kappa_n \gamma H_a}{3 \alpha^2} (1 - \cos^3 \theta_m) \dots \dots \dots (34)$$

となって、同じ縁角を持つ回転放物面鏡* の場合と完

* 東北大学の太陽炉は $\cos \theta_m = 0.242$ で、理論値の約 75% の到達温度が得られている。

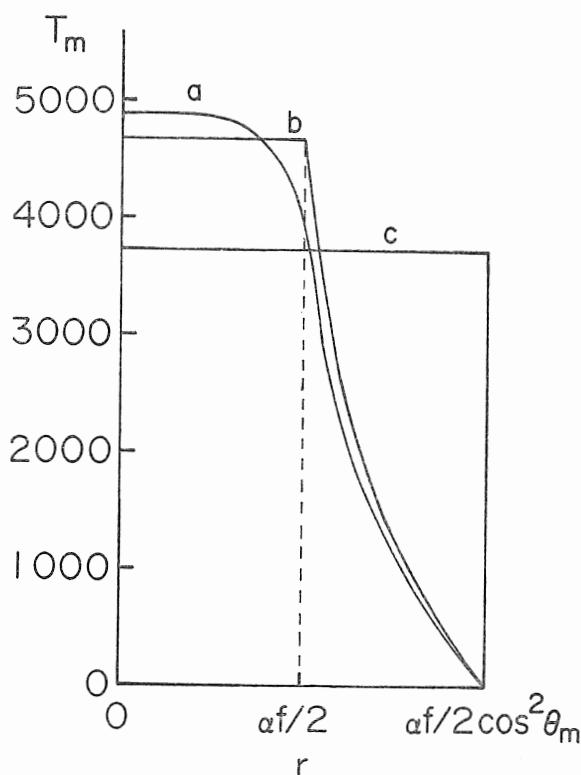


図 16 平らな受光面の到達温度
太陽円板の輝度分布を考慮した場合(a), 輝度を均一とした場合(b), 熱的に遮断された導体(c)

全に一致する⁴⁾。到達温度 T_m は (32) 式の \bar{A}_0 を \bar{A}_0 で置き換えることによって求められ, $\gamma=1$, $\kappa_n=\epsilon_n$, $T_0=0$, $\cos \theta_m=1/\sqrt{2}$ として約 4,700K となる。近軸太陽像の外では T_m が減少し, 図16 の曲線 b のような分布が得られる。同じ図の中に, 太陽円板の輝度分布を考慮に入れて求めた T_m の分布を曲線 a で, また, 热伝体受光面の値を曲線 c で付け加えた。この図から, 受光器の表面に熱伝導性の悪い吸収塗料を塗ると, その表面の温度がいちいちるしく高くなり, 損耗の恐れがあることがわかる。

実際の受光器では, 光熱変換によって受光面に発生した熱エネルギーが熱媒体への伝導によって失われる所以, (32) 式の \bar{A}_0 はその分だけ差引いた残りとなる。しかし, T_m はその四乗根となるので, もしかりに, 発生エネルギーの 76% が媒体に伝導され, 24% が残ったとしても, 温度は $(0.24)^{1/4} T_m \approx 0.70 T_m$ となり, わずかに 30% 低下するだけで, きわめて高い温度が得られることがわかる。

7. 反射鏡の大きさによる影響

以上の論議においては, 円形フィールドの中に, すきまなく, じゅうぶん小さい平面鏡が配列されているものと仮定した。平面鏡を考えたのは, これが, 入射角

がいかにあっても, いかなる収差をも生じない唯一の反射鏡だからである。円形フィールドは計算上の便宜のためで, フィールドの形状の変化は積分範囲の取り方で十分対処することができる。また, すきまについては, 輪帶の10本に1本ヘリオスタットを置かないといった間欠的なものであれば, 集中総エネルギーに充填因子を乗ずるだけで簡単に処理することができる。しかし, 実際の場合, 太陽追尾装置はかなり費用のかかるものであるから, 平面鏡の大きさをじゅうぶん小さくして非常に多くのヘリオスタットを使ったのでは残念ながら実用にはならない。そこで, その数を減らすため平面鏡の大きさを増していくと, 反射光束の焦点における大きさは反射円錐の直径に平面鏡の見かけの大きさを加えたものとなり, エネルギー密度の低下を避けることができない。ここで, 平均エネルギー密度の変化と必要な鏡の数とを考えてみよう。

まず, 球体および球面から始めることとし, 鏡がじゅうぶん小さい場合, 総エネルギーが集中する球の直径は周縁輪帶 θ_m からの反射円錐の焦点における直径 $d_s = \alpha f \cos^{-1} \theta_m$ で与えられるから, 焦点から見てこの輪帶のセグメントが d_s , $2d_s$, 一般に Nd_s (N : 整数) を直径とする円内に納まるようその大きさを定めるならば, そのセグメントの平面鏡で反射される光束は, 太陽円板の視直径の影響を加えて, 焦点において $2d_s$, $3d_s$, 一般に $(N+1)d_s$ の直径を持つことになり, \bar{C}_v は $1/8$, $1/27$, $1/(N+1)^3$ に, \bar{C}_a は $1/4$, $1/9$, $1/(N+1)^2$ に減少することになる。図1からわかる通り, 焦点から見たセグメントの見かけの形は近似的に矩形であるから, 直径 d_s の円内に納まる最も面積の大きい矩形は一辺 $d_s/\sqrt{2}$ の正方形となり, 輪帶 θ_m のセグメント並びに平面鏡は輪帶方向に $d_s/\sqrt{2}$ の巾, これと直角の方向に $2d_s/\sqrt{2} \cos \theta_m$ の長さを持つ矩形とすればよいことになる。もしもすべての平面鏡をこの大きさで統一するとすれば, 平面鏡の数はフィールドの面積 $\pi f^2 \tan^2 \theta_m$ を鏡の面積 $N^2 d_s^2 / 2 \cos \theta_m$ で割ることによって得られ, $N=1, 2, 3$ に対し, $\theta_m=45^\circ$ の場合は約 25,700, 6,400, 2,900, $\theta_m=60^\circ$ の場合は約 27,200, 6,800, 3,000 となる。

θ_m より小さい θ を持つ輪帶上のセグメントは焦点までの距離が短かく, 反射円錐の直径も小さくなるので, 焦点における反射光束の直径を輪帶 θ_m から来たものとそろえるつもりならば, その分だけ平面鏡を大きくすることができ, 巾 w と長さ l は

$$w = \frac{d_s}{\sqrt{2}} [2 - \cos \theta_m \cos^{-1} \theta] \dots \dots \dots (35a)$$

$l = \frac{d_s}{\sqrt{2}} [2 - \cos \theta_m \cos^{-1} \theta] \cos^{-1} \theta \dots (35b)$

で与えられる。しかし、これによる鏡の数の減少はそれ程多くはなく、かえって大きさが多種にわたるため、経済的に得策かどうかは疑問である。

次に、受光面が焦平面の場合は、総エネルギーが直径 $d_p = \alpha f \cos^{-2} \theta_m$ の円内に集中し、また焦平面とセグメントとは平行であるから、セグメントが d_p , $2 d_p$, 一般に $N d_p$ を直径とする円内に納まるようその大きさを定めるならば、集中エネルギーの直径は $2 d_p$, $3 d_p$, $(N+1) d_p$ となり、 \bar{C}_a は $1/4$, $1/9$, $1/(N+1)^2$ となる。この場合、セグメントの最適形状は一辺 $N d_p / \sqrt{2}$ の正方形となり、必要な鏡の数は、 $\theta_m = 45^\circ$ として、 $N = 1, 2, 3$ に対し、約 18, 200, 4,500, 2,000* となる。このときも、 θ が小さくなるにつれ反射円錐の焦点における直径が小さくなること

を考慮すれば、鏡の一辺を $[2 - \cos \theta_m \cos^{-1} \theta]$ に比例して増すことができ、鏡の数を減らすことが可能であるが、経済的には疑問が残る。

以上、エネルギー密度を大巾に低下させないためにには、かなり多数の平面鏡が必要であることがわかったわけであるが、さらに太陽追尾装置の費用を節減しようとするならば、運動機構を併用することも一つの方法であろう。運動する鏡の数が少なければ、じゅうぶんなる精度でその方向を変化させることができと思われる。しかし、この論議は集光理論の範囲を逸脱するので、ここではただこれを指摘するに止めたい。なお、追尾機構の誤差による影響も平面鏡の大きさの増加と同じような手法によって取り扱うことができる。

さて、エネルギー密度の低下を防ぎながら、反射鏡の大きさを増してヘリオスタットの数を減らす方法と

しては、平面鏡の代りに凹面鏡を使って太陽光線を集中するというよく知られた方法がある。平面鏡を機械的に曲げたもの、あるいは、小さい平面鏡をフレネル方式に配列したものの中にもこの中に含めることができる。しかし、タワー方式にあっては、図17に見るように、鏡に対する太陽光線の入射角が一日の間で大きく変化し、中には 0° から 60° あるいはそれ以上に及ぶものもある。垂直入射の場合、鏡に要求される曲面は、言うまでもなく、 $R = 2f \cos^{-1} \theta$ を曲率半径とする球面であるが、入射角 60° では直角な 2 方向に対して $R \cos 60^\circ$ と $R \cos^{-1} 60^\circ$ とを曲率半径とするトロイダル面となり、球面を用いると、図18に示すように大きな非点収差が生じて、その最小錯乱像は鏡の見かけの大きさの $(1 - \cos^2 60^\circ) / (1 + \cos^2 60^\circ) = 3/5$ 、実際の大きさの約 $1/2$ に達する。たとえ、 $\cos 0^\circ$ と $\cos 60^\circ$ との等比配分 $\cos 45^\circ$ をとって入射角 45° に適合したトロイダル面を用いたとしても、錯乱像は鏡の見かけの大きさの $1/3$ 、

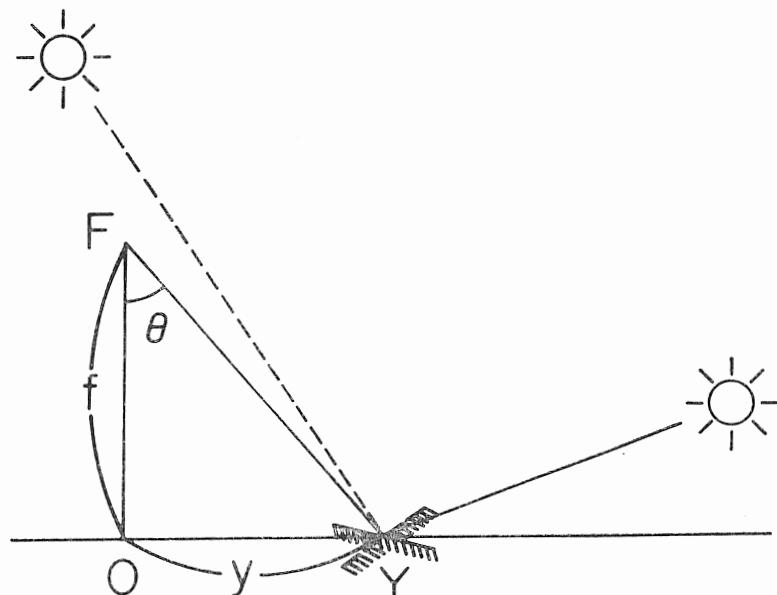


図17 太陽光線の「入射角」の変化

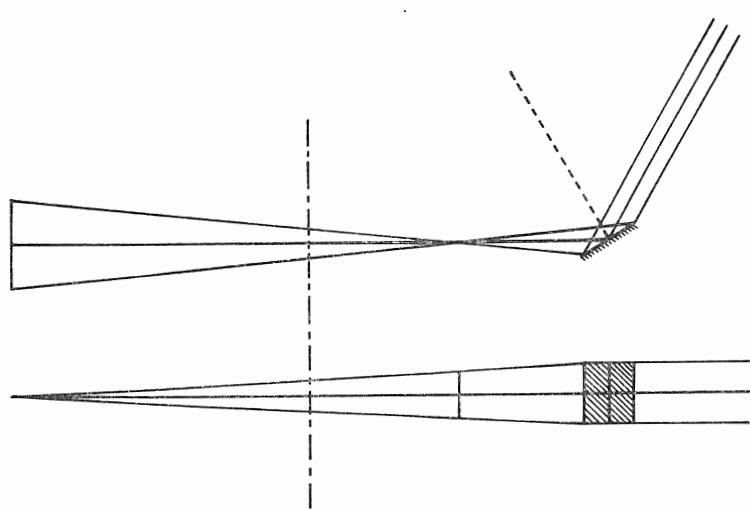


図18 斜入射による非点収差

* ここでは $\alpha=0.0093$ として計算しているが $\alpha=1/100$ として計算すると日本太陽エネルギー学会第5回研究発表会講演論文集の値となる。

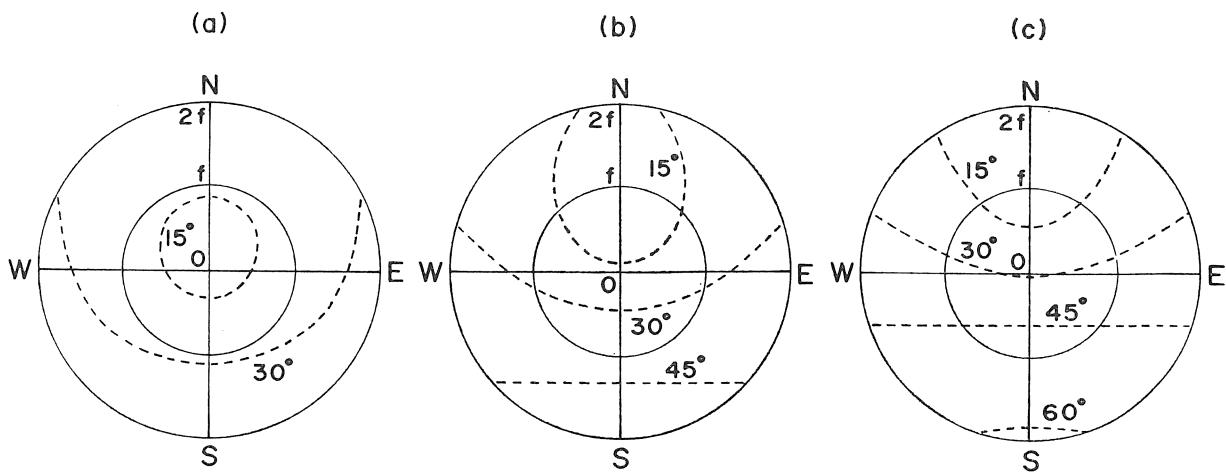


図19 正午における入射角の分布 夏至(a), 春秋分(b), 冬至(c)

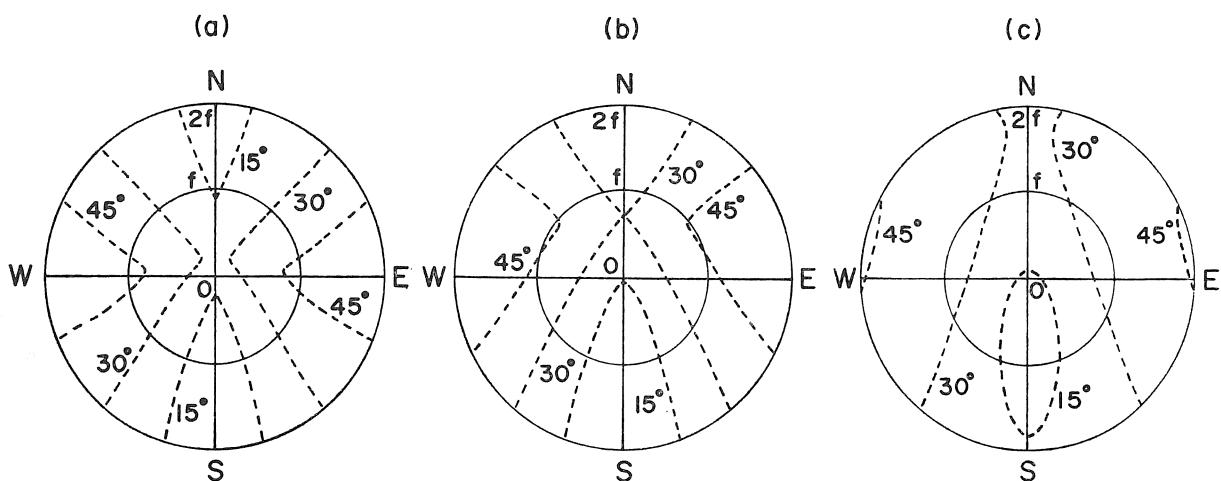


図20 入射角の最大変化量の分布 夏至(a), 春秋分(b), 冬至(c)

実際の大きさの約 $1/4$ となって、錯乱像を $\alpha f \cos^{-1}\theta$ に止めようとするならば、鏡の大きさはその4倍以内にしなければならないことになる。

タワーの設置位置の緯度を λ とするとき、タワーの正南、方位角 $\theta=90^\circ-\lambda$ の鏡は、それと焦点とを結ぶ直線が地軸と平行になるため、入射角 45° に適合したトロイダル面を使うことによって、春秋分には終日非点収差のない集光が得られる。しかし、この鏡は冬至の入射角 $56^\circ 44'$ に対してもかなりの収差を生じ、その錯乱像は鏡の見かけの大きさの $1/4$ 、実際の大きさの約 $1/5$ になる。従って、この場合も鏡の大きさはおのずと制限されることになる。

入射角を i とするとき、 $\cos i$ の変化の割合は i の増加とともに $\sin i$ に比例して増大するから、錯乱像の大きさは i の変化量のみならずその大きさにも依存することになる。図19に、正午における入射角の分布を、また、図20に、8時から16時までの間ににおける入射角の最大変化量を、それぞれ夏至、春秋分、冬至に

ついて示した。これらの図から、入射角はタワーの北で小さく南で大きいこと、また、変化量はタワーの東西で大きく南北で小さいことがわかる。この結果は許容された鏡の大きさの分布を推定し、鏡の大きさを増してその数を減らすためにフィールドとして選ぶべき領域を考える上で重要なものである。

8. 結 論

以上、本研究で得られたタワー方式の集光特性を要約すると次のようにになる。

- (1) 焦点に集中する総放射エネルギーは縁角 θ_m とともに増し、太陽光線の傾き ζ とともに減少する。
- (2) フィールドに入射する全エネルギーの集中への利用度は θ_m とともに減少する。
- (3) フィールドの中に、隣接鏡による遮蔽のない領域があり、その面積は ζ によって支配される。
- (4) 三次元的受光器における平均体積エネルギー

密度は θ_m が約 50° のとき最大となる。

(5) 二次元的受光器の場合、平均面積エネルギー

密度に対する θ_m の最適値は平面および半球面では 45° 、球面では約 60° となる。

(6) 一般に受光体積あるいは面積が $K \cos^{-x} \theta_m$ (K : 常数) で表わされるとき、 $\zeta=0$ における θ_m の最適値は $\cos \theta_m = (x-1)/x$ で与えられる。 ζ が増しても最適値はわずかにふえるだけでほとんど変わらない。

(7) 同じ θ_m を持つ回転放物面鏡と同程度の到達温度が期待できる。

(8) 平面鏡の大きさを増していくと、平面受光器の面積エネルギー密度が $1/4$, $1/9$ と減少するのと引替に鏡の数を $18, 200$, $4,500$ と減らすことができる。

(9) 凹面鏡は、太陽光線の入射角の変化による非点収差で、その大きさが制約される。

目下建設されつつあるEC、アメリカ、日本の太陽熱発電プラントでは、タワーの位置がフィールドの縁、偏心位置、中央と三者三様で、受光器もECは空洞半球型、アメリカは円筒型など、タワー方式における設計上の相違点をいくつかあげることができる。こ

の違いを本研究の結果と見比べてみると興味深い。

いづれにせよ、太陽熱発電は、いま、最初のテストプラントを建設しつつある段階であり、これが実用となるまでには、タワー方式について多くの試行錯誤を必要とするであろう。これに対し、本研究が多少なりとも参考になるならば、それはわれわれにとって望外の喜びである。

参考文献

- 1) G. Francia, Pilot plants of solar steam generating stations. Sol. Energy 12, 51 (1968).
- 2) M. Riaz, A theory of concentrators of solar energy on a central receiver for electric power generation. ASME Journal of Engineering for Power 98, 375 (1976).
- 3) M. Riaz and T. Gurr, Solar flux density distributions on central tower receivers. Sol. Energy 19, 185 (1977).
- 4) T. Sakurai, Solar furnaces in "Solar Energy Engineering" (A. A. M. Sayigh ed.), Academic Press, New York, 1977.

(昭和55年6月9日 原稿受理)