

TECHNIQUES ASTRONOMIQUES. — *Asphérisation par relaxation élastique de miroirs astronomiques dont le contour circulaire ou elliptique est encastré ou semi-encastré.*
 Note (*) de **Gérard Lemaître**, présentée par Charles Fehrenbach.

Les miroirs correcteurs des télescopes catoptriques de Schmidt n'ont pas nécessairement la symétrie de révolution. On donne les éléments permettant d'effectuer leur taille par relaxation élastique en considérant un contour encastré de forme circulaire ou elliptique.

Dans le cas d'un contour circulaire et d'un semi-encastrement, les résultats obtenus sur un miroir expérimental en « fond de vase » montrent que cette méthode pourra être appliquée à la taille des grands miroirs de télescopes.

Catoptric Schmidt telescope correcting mirrors do not necessarily have rotational symmetry. We give the elements for producing such mirrors by elastic relaxation with a built-in circular or elliptical contour.

In the semi-built-in circular case, the results obtained with an experimental "fond de vase" mirror shows that this method can be applied to the figuring of large multi-telescope mirrors.

La théorie des faibles déformations des plaques minces a déjà été appliquée à la taille de miroirs corrigeant l'aberration sphérique, la coma ou l'astigmatisme [1]. J'ai également pu appliquer cette méthode « d'asphérisation par relaxation élastique » pour obtenir des réseaux de diffraction par réflexion et des lames par transmission corrigeant l'aberration sphérique. Les résultats acquis récemment par la taille d'une lame de Schmidt de 62 cm

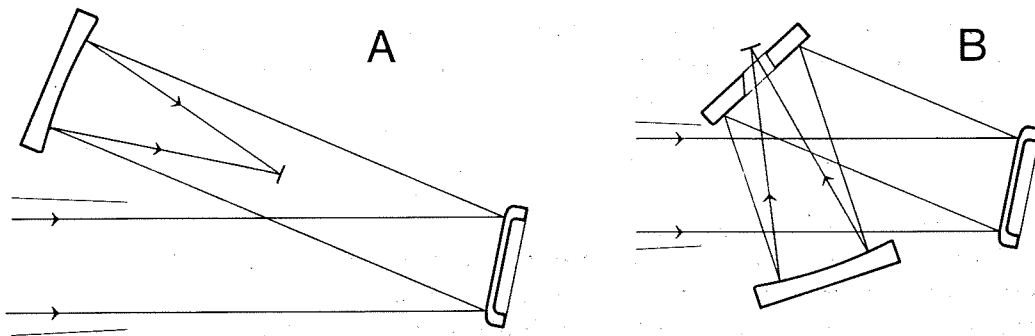


Fig. 2. — Télescope catoptrique de Schmidt (A). La configuration repliée (B) du même instrument permet l'utilisation de la caméra électronique.

confirment que la continuité du profil est aussi bonne que celle d'une surface sphérique (fig. 1). Cette méthode est ici étendue aux miroirs correcteurs des télescopes catoptriques de Schmidt pour les observations spatiales (fig. 2) ainsi qu'aux grands miroirs des télescopes paraboliques ou Ritchey-Chrétien.

MIROIRS CORRECTEURS DES TÉLÉSCOPES CATOPTRIQUES DE SCHMIDT. — Pour ces combinaisons nous avons été amenés à comparer, dans une précédente Note [2], deux systèmes optiques : un système *centré* (cas 1) et un système *non centré* (cas 2). La forme du miroir asphérique, qui corrige au mieux les aberrations d'un champ angulaire donné, a été précisée pour chaque cas. En particulier, dans les deux cas, la zone de puissance nulle du miroir correcteur est située au-delà du bord utile. Dans le plan de symétrie du télescope, les distances de ces deux zones au centre du miroir sont dans le rapport $a = \sqrt{3/2}$.

Bien que l'on puisse trouver des configurations d'épaisseur et de charge permettant d'obtenir la géométrie imposée par $a = \sqrt{3/2}$, la méthode d'asphérisation par élasticité est

beaucoup plus simple à mettre en œuvre pour la valeur $a=1$. Pour cette valeur la zone de puissance nulle est sur le bord utile; le miroir peut être encastré sur son contour, soumis à une charge uniforme et son épaisseur est quasi constante (elle est constante dans la théorie des aberrations du 3^e ordre). Les aberrations résiduelles restent proches des valeurs minimales données par $a=\sqrt{3/2}$.

On se propose de rechercher, pour $a=1$, l'épaisseur à donner au miroir correcteur dans les deux cas étudiés précédemment [2] : *système centré* et *système non-centré*. Dans ces deux cas le sommet du miroir correcteur est placé au centre de courbure C du miroir concave sphérique de rayon R. Soit $2r_m$ le diamètre du faisceau de section circulaire venant frapper le miroir correcteur sous un angle d'incidence α , et soient $\Omega=R/4r_m$ et φ_m , le rapport d'ouverture et le demi-angle de champ respectifs du télescope. Pour les deux cas cités on considère, comme précédemment, une pupille elliptique sur le miroir correcteur. Le grand axe situé dans le plan de symétrie du télescope a pour longueur $2r_m/\cos \alpha$. La longueur du petit axe est $2r_m$.

Cas 1. Système centré. — Le miroir correcteur est une surface asphérique de révolution dont l'équation par rapport à sa normale au sommet est

$$Z_C = \frac{1}{2} \cos(\alpha + \varphi_m) \sum_{n=1} A_{2n} r^{2n} / R^{2n-1},$$

où $0 \leq r \leq r_m$ est la hauteur d'incidence dans une section circulaire du faisceau et où les coefficients A_{2n} , fonctions du paramètre $\varepsilon = a/2^6 \Omega^2$, ont été précisés [2]. Puisque $a=1$, nous avons $\varepsilon = 1/2^6 \Omega^2$, et les aberrations résiduelles sont inférieures, dans tout le champ $2\varphi_m$ à

$$\Phi_C \simeq 9 \sin^2(\alpha + \varphi_m) / 2^9 \Omega^3,$$

sur la sphère de moindre aberration.

Pour effectuer la taille du miroir par relaxation élastique, on considère un miroir encastré sur un contour circulaire de rayon $r_m/\cos \alpha$, la pupille elliptique étant inscrite dans ce contour. E et ν étant respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du verre constituant le miroir, soit q la charge uniforme maintenue constamment pendant la taille.

EXPLICATIONS DE LA PLANCHE

Fig. 1. — Rénovation du télescope de Schmidt franco-belge de l'Observatoire de Haute-Provence. Couples de plages extrafocales de l'étoile *O Corona Borealis* photographiée dans les mêmes conditions de défocalisation avec l'ancienne lame taillée par la méthode classique des retouches zonales (à gauche) et avec la nouvelle lame taillée par la méthode d'élasticité (à droite). En photographie directe, la magnitude limite de ce télescope (62 cm de lame, F/3,5) a été augmentée d'au moins deux unités.

Fig. 4. — Franges de Fizeau par rapport à un plan ($\lambda = 633$ nm) d'un miroir semi-encastré dont la partie active a 20 cm de diamètre et 5 mm d'épaisseur centrale. L'épaisseur est légèrement décroissante vers le bord pour corriger l'aberration d'un miroir sphérique ouvert à $f/2$ jusqu'au 7^e ordre. Le miroir a été taillé plan dans un état de contraintes nulles (à gauche). Les flexions obtenues au centre et à droite correspondent à des charges respectives de 15 et 30 mmHg appliquée par dépression. La correction à $f/2$ a été atteinte dans le critère de Rayleigh pour une charge de 116 mmHg. Dans un procédé définitif de production de masse, des miroirs concaves en « fond de vase » seront taillés sous charge pour être utilisés dans un état de contraintes nulles (au supportage près).

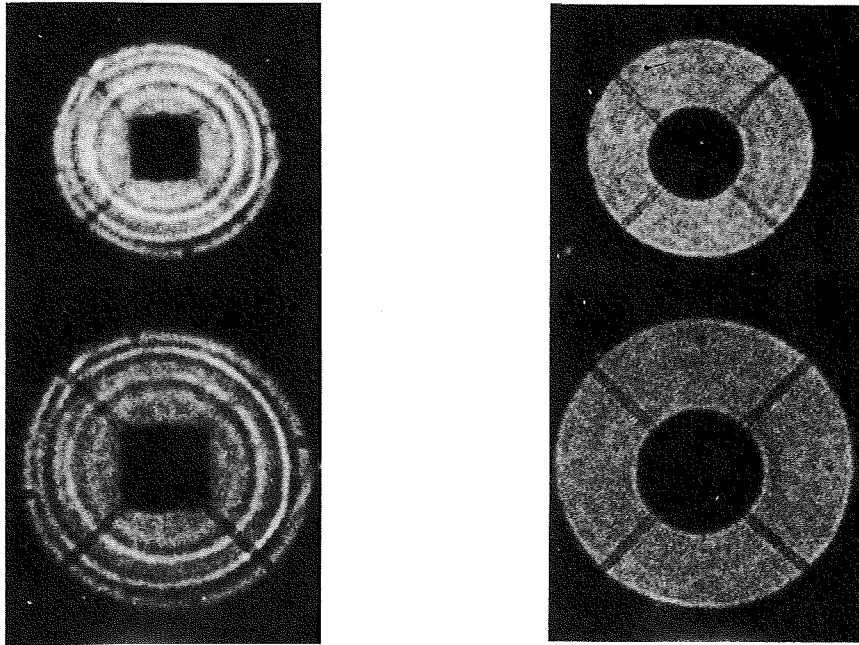


Fig. 1

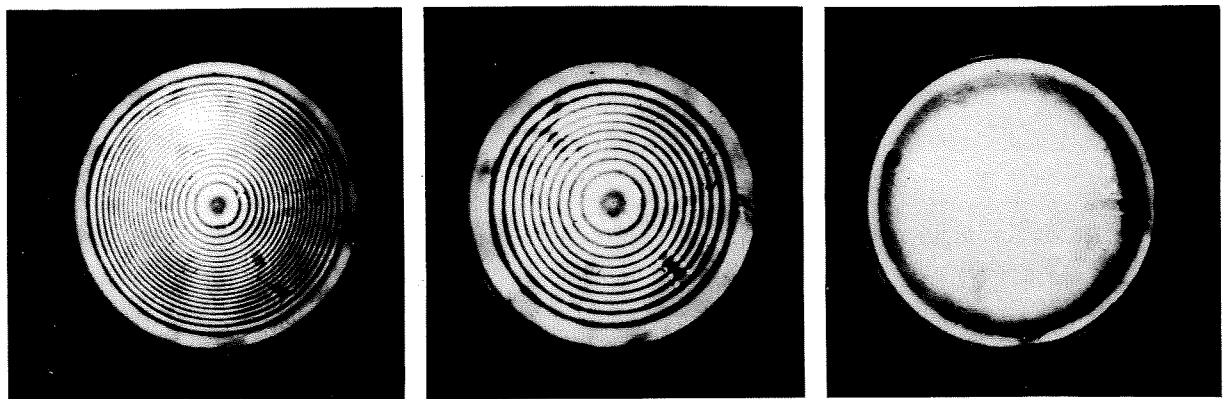


Fig. 4

Pour une surface Z_C ne corrigeant que les aberrations du 3^e ordre (coefficients $A_{2n}=0$ pour $n \geq 3$), la solution est obtenue pour une épaisseur constante. L'épaisseur h_C du miroir qui donne la surface Z_C après relaxation élastique est

$$h_C = 4\Omega \left[\frac{3}{2} \frac{1-\nu^2}{\cos(\alpha + \varphi_m)} \frac{q}{E} \right]^{1/3} r_m.$$

En tenant compte des aberrations d'ordre supérieur (coefficients A_6 et A_8), l'épaisseur $h_C(r)$, obtenue par une méthode d'intégration numérique, prend des valeurs légèrement décroissantes du centre vers le bord du miroir.

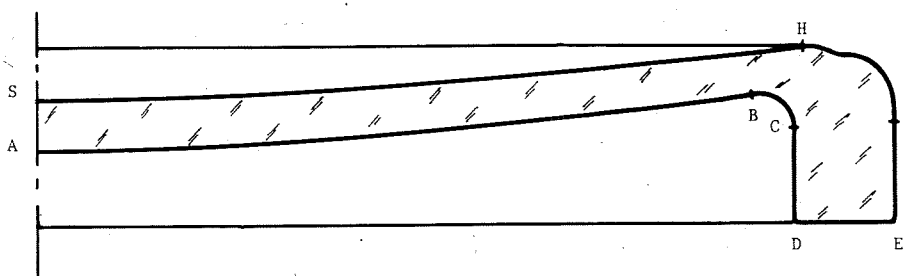


Fig. 3. — Miroir en fond de vase semi-encastré.

Cas 2. Système non-centré. — Le miroir correcteur est constitué d'ellipses affines. Sa forme par rapport à la normale au sommet est

$$Z_{NC} = \frac{1}{2 \cos \alpha} \sum_{n=1} A_{2n} (x^2 + y^2 \cos^2 \alpha)^n / R^{2n-1},$$

où yCz est le plan de symétrie du télescope et où $0 \leq x^2 + y^2 \cos^2 \alpha \leq r_m^2$. Les aberrations résiduelles sont inférieures, dans tout le champ $2\varphi_m$, à

$$\Phi_{NC} \simeq 9 \sin \varphi_m \left(\sin \varphi_m + \frac{3}{2} \sin \alpha \right) / 2^9 \Omega^3,$$

sur la sphère de moindre aberration [2].

Pour effectuer la taille du miroir par relaxation élastique, on considère un miroir encastré sur un contour elliptique [3] confondu avec le bord de la pupille. Pour une surface Z_{NC} ne corrigeant que les aberrations du 3^e ordre, la solution est également obtenue pour une épaisseur constante. Cette épaisseur a pour expression

$$h_{NC} = 4\Omega \left[\frac{12(1-\nu^2) \cos \alpha}{3 + 2 \cos^2 \alpha + 3 \cos^4 \alpha} \frac{q}{E} \right]^{1/3} r_m.$$

Pour les projets actuels de « sky surveys » dans l'espace, on considère un miroir correcteur de $2r_m = 75$ cm de diamètre et un rapport d'ouverture $\Omega = 3$.

Pour ces valeurs on pourra prendre une épaisseur centrale $h_{NC} = 3$ cm pour du verre céramique à faible coefficient d'expansion et une pression interne d'environ 89 cm de Hg.

GRANDS MIROIRS DE TÉLESCOPES PARABOLIQUES OU RITCHEY-CHRÉTIEN. — Le coulage et la taille de miroirs monolithiques dont le diamètre est supérieur à 5 ou 6 m semblent très difficiles à réaliser. On est conduit à envisager divers types d'instruments dont la particularité

commune est de présenter une surface optique constituée d'une mosaïque de cellules; la dimension de chaque élément optique devant être optimisée entre 1,5 et 2,5 m pour une production de masse. Le développement des multi-télescopes est principalement lié à la réduction du poids propre et au temps de polissage de chaque élément.

Le principe de la méthode indiquée dans le cas 1 du paragraphe précédent pourra être retenu pour la taille de ces éléments. De tels miroirs présentent deux zones distinctes (*fig. 3*) : une zone optiquement active constituée d'un ménisque mince (quelques cm), d'épaisseur sensiblement constante, dont le contour est encastré dans une zone extérieure constituée d'une couronne du même verre. Cette forme en « fond de vase » a également été proposée par A. Couder (1928) qui a pu supprimer l'effet thermique « de bord » sur un miroir de 20 cm en pyrex [4]. L'épaisseur axiale de la couronne extérieure est la même que celle adoptée traditionnellement pour les miroirs non allégés de même diamètre, de sorte que la rigidité de l'ensemble est ainsi préservée des risques de déformation du genre astigmatisme pouvant toujours apparaître lors de la taille ou lors du supportage. Dans la direction radiale, l'épaisseur de la couronne est réduite à environ deux fois celle de la partie active h_c . Lors de la mise en charge pour asphériser le miroir, cette couronne subit une légère rotation autour d'une ligne neutre circulaire. Les conditions aux limites se traduisent par un « semi-encastrement » qui n'est en rien gênant pour contrôler la géométrie de la déformation, le taux d'encastrement étant pris en considération par le réglage d'intensité de la charge uniforme agissant sur la partie active. Un miroir ayant une surface active de 20 cm de diamètre, a été réalisé pour éprouver cette technique (*fig. 4*). Les résultats montrent que l'on pourra paraboliser des surfaces de 1,5 m ouvertes à $f/2$ pour obtenir des images plus fines que 1'' d'arc. Ces miroirs en « fond de vase » pourront être supportés par une faible pression d'air asservie à la distance zénithale et s'exerçant sur la partie active.

CONCLUSION. — Les performances plus sévères, imposées lors de la taille des surfaces optiques pour l'ultraviolet, seront atteintes par élasticité. Cette méthode, particulièrement bien adaptée au cas des surfaces n'ayant pas la symétrie de révolution, est proposée pour la construction du Space Schmidt Telescope qui doit effectuer un « sky survey » à 1 500 Å.

De nombreux miroirs seront probablement construits dans l'avenir pour travailler dans le mode multi-télescope. Le temps considérable qu'impliquerait une taille par la technique traditionnelle sera réduit à celui du polissage des sphères. Les résultats préliminaires montrent qu'une résolution supérieure à 1'' d'arc pourra être obtenue sur de grands miroirs en « fond de vase » aussi ouverts que $f/2$.

(*) Remise le 11 février 1980, acceptée le 18 février 1980.

[1] Des miroirs corrigeant séparément la coma et l'astigmatisme ont été construits et éprouvés dans le cadre d'un projet de télescope géant à deux mosaïques. G. LEMAÎTRE, *Conférence E.S.O., Optical Telescopes of the Future*, Genève, 1977, p. 321.

[2] G. LEMAÎTRE, *Comptes rendus*, 288, série B, 1979, p. 297.

[3] Les déformations d'une plaque elliptique uniformément chargée, à bord encastré, ont été données par G. H. BRYAN dans *Mathematical Theory of Elasticity*, A. E. H. LOVE, éd., Dover publication, 4^e éd., 1927, p. 484.

[4] A. COUDER, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 311; *Thèse*, Fac. Sc. Paris, 1932.

Observatoire de Marseille, 2, place Le Verrier, 13004 Marseille.