

3 Nov. 67

①

Analyseur Ionique à double Filtrage

Les condensateurs sphériques et prisme magnétique

1 Propriétés optiques des condensateurs sphériques -

1.1 Rappel (Fig. 1)

Le condensateur est constitué de deux électrodes sphériques et concentriques de centre K, de rayon ρ_1 et ρ_2 , limitées par deux plans méridiens perpendiculaires au plan de la figure et formant un dièdre d'angle Φ .

C est le cercle moyen, contenu dans le plan de la figure, de rayon $\rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)$

On suppose que ce condensateur est surchargé pour dévier des particules positives d'énergie voisine de eV.

On polarise les électrodes de façon que :

- l'électrode extérieure soit plus positive que l'électrode intérieure.
- que le potentiel sur le cercle (C) soit égal à celui de l'extérieur
- que la valeur E_0 du champ sur (C) soit telle que les particules ^{d'énergie eV} se dirigent suivant l'axe OX soit déviées suivant le cercle (C) :

Il en est ainsi, lorsqu'il y a équilibre entre force centrifuge et attraction électrostatique :

$$\frac{m v^2}{\rho} = e E_0 \quad \text{or} \quad \frac{1}{2} m v^2 = e V$$

$$E_0 = \frac{2V}{\rho}$$

Dans ces conditions, le potentiel à l'intérieur du condensateur a pour valeur :

$$\Phi = -V + E_0 \rho \left(1 - \frac{\rho}{r}\right)$$

(l'origine des potentiels est choisie de façon que le potentiel représente l'énergie de la particule)

On veut à l'intérieur du condensateur :

$$E = E_0 \left(\frac{\rho}{r}\right)^2$$

Trajectoires voisines de (C)

On applique la théorie de l'optique électronique dans les champs doux de Plan de gyration (Optique Electronique - Grivet Tome II p. 271)

Tout point de la trajectoire d'un ion d'énergie eV, voisine de (C), est rapporté au système de coordonnées curviligne ρ, θ, ζ - ($\zeta = r d\theta$)

Au voisinage de C :

$$\Phi = -V + E_0 \rho - \frac{E_0}{\rho} \rho^2 + \frac{E_0}{2\rho} \rho^2$$

$$E_x = E_0 \left(1 - \frac{2\rho}{\rho}\right)$$

Dans ces conditions, les équations différentielles des trajectoires voisines de (C) sont :

$$x'' + \frac{1}{\rho^2} x = 0$$

$$y'' + \frac{1}{\rho^2} y = 0$$

qui ont pour solution :

$$x = x_0 \cos(\theta - \theta_0)$$

$$y = y_0 \sin(\theta - \theta_0)$$

Le système est donc stigmatique et, pour un condensateur indéfini, l'intervalle de focalisation est égal à π . (3)

Dans ce qui suit, on considère seulement les condensateurs sphériques d'angle $\frac{\pi}{2}$ et les trajectoires dans le plan de la figure.

Examinons la trajectoire d'une particule d'énergie eV pénétrant dans le condensateur sous ses conditions x_E et x'_E .

$$x_E = x_0 \cos \theta_0$$

$$x'_E = \frac{x_0}{\rho} \sin \theta_0$$

à la sortie :

$$x'_S = \frac{dx}{dz}$$

$$x_S = x_0 \sin \theta_0$$

$$x'_S = -\frac{x_0}{\rho} \cos \theta_0$$

On a donc entre grandeurs d'entrée et grandeurs de sortie les relations :

$$\boxed{\begin{array}{l} x_S = \rho x'_E \\ x'_S = -\frac{x_E}{\rho} \end{array}}$$

Les relations montrent successivement que 0 et 0' sont les foyers du système. la distance focale est donnée par :

$$-\rho x'_S = x_E$$

$$\boxed{f = \rho}$$

(relation de conjugaison : $z z' = -\rho^2$)

1.2 Focale chromatique.

(4)

Examinons la trajectoire d'un ion, ayant à l'extérieur du condenseur l'énergie $V + \Delta V$, légèrement inférieure à V et abordant le condenseur traversant un rayon dont le prolongement IIJ coupe l'axe OX au point α un angle suffisamment petit α à une distance δ de O .

Ceci revient à déterminer la nouvelle focale chromatique dans le cas où on ajoute un condenseur sphérique après un premier système optique ayant lui-même sa focale chromatique en J .

La trajectoire de l'ion d'énergie initiale $V + \Delta V$ doit être rapportée au cercle de rayon $\rho + \Delta\rho$ qui serait parcouru par un ion d'énergie initiale $V + \Delta V$:

$$\frac{mu^2}{\rho + \Delta\rho} = eE_0 \left(1 - \frac{2\Delta\rho}{\rho} \right) = \frac{2e(V + \Delta V - E_0\Delta\rho)}{\rho + \Delta\rho}$$
$$d'où \quad \left(\rho = \frac{2V}{E_0} \right) :$$

$$\boxed{\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta V}{V}}$$

Le rayon incident considéré est donc défini par les grandeurs d'entrée :

$$x_E = -\Delta\rho - \alpha\delta = -\frac{\Delta V}{V}\rho - \alpha\delta$$

$$x'_E = \alpha$$

grandeurs de sortie :

$$x_S = \rho\alpha$$

$$x'_S = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\alpha\delta}{\rho}$$

$$\frac{\partial J'}{\partial x'_S} = - \frac{\Delta p + \alpha x'_S}{x'_S} = - \frac{\frac{\Delta V}{V} + \alpha}{\frac{\Delta V}{V} + \alpha \frac{\rho}{p}}$$

si $S = \rho$ $\frac{\partial J'}{\partial x'_S} = -\rho$ indépendamment de α

Donc tout ion d'énergie $V + \Delta V$ légèrement différente de l'énergie V correspondait au cercle moyen, absorbant la condensation, s'énergie en se dirigeant vers ~~l'intérieur~~ le point H, sortira de phase en ayant le prolongement de sa trajectoire passant par H.

En le point H est à lui-même son propre conjugué par rapport au condensateur sphérique; donc il y aura intérêt, dans un microscopique à placer en H l'image que devra transporter le secteur électrique. Si cette image est adimensionnelle, l'adimensionnelle sera conservée.

Supposons la trajectoire de l'ion d'énergie $V + \Delta V$ non centrée dans le plan de la fig. :

$$y'_E = \beta$$

$$y'_E = -\beta S$$

on en a de même

$$y_S = \rho y'_E$$

$$y'_S = -\frac{y_E}{\rho}$$

donc

$$y_S = \frac{\beta \rho}{\beta S}$$

$$y'_S = \frac{\beta}{\rho}$$

$$\frac{\partial J'}{\partial y'_S} = -\frac{y_S}{y'_S} = -\frac{\rho^2}{\rho}$$

si $S = \rho$ $\frac{\partial J'}{\partial y'_S} = -\rho$ indépendamment de β et de ΔV

2. Micromanalyseur comportant un condenseur sphérique et un premier magnétique.

2.1 - Montage comportant le filtrage magnétique en premier.

2.1.1. Montage en "S" (fig. 3)

Le premier magnétique est identique à celui décrit dans le brevet français 1.240.658 ($\phi = 90^\circ$, $\text{tgc} = \frac{1}{2}$) et utilisée dans les mêmes conditions :

Une lentille (L) dont le cross-over est situé à $2R$ de la face d'entrée du premier, donne de l'objet ~~ab~~ une image A_1B_1 ($\overline{O_1A_1} = \frac{2}{3}R$).

Le premier donne à son tour de A_1B_1 , une image $A_1'B_1$ en focalisation radiale située à $\overline{O_1'A_1'} = -\frac{2}{3}R$.

Le point A_1' coïncide avec la focale chromatique F_c à savoir que $A_1'B_1$ est une image achromatique.

L'astigmatisme de $A_1'B_1$ est corrigé au moyen d'un correcteur d'astigmatisme.

Le diaphragme ~~de~~ d'entrée S_1 du premier magnétique est placé à $2R$ de la face d'entrée, au niveau du cross-over de (L).

~~Le~~ le diaphragme de sortie S_2 est placé au conjugué de S_1 par rapport au premier : à $2R$ de la face de sortie.

Une lentille (L) est placée très près de S_2 de sorte que l'image S_2' de S_2 donnée par (L) est très près de S_2 .

Pour simplifier les calculs on suppose, bien que cela soit physiquement impossible dans le cas d'une lentille électrostatique que S_2 est exactement au centre optique \mathcal{O} de (L).

La convergence de (L) est ajustée de façon que F_c et H_2 soient conjugués.

Le diaphragme de sortie S_3 est conjugué de S_2 par rapport au secteur électrique : $\overline{O_2S_3} = \frac{-f_2}{D}$

En vertu de la propriété démontrée en 1.2 pour le condensateur sphérique, H_2 est la focale chromatique du système prise magnétique + secteur électrique quelle que soit la valeur de D et de ρ .

L'usage finale $A_1 B_1$ est alors achromatique.

Calcul de la dispersion -

On considère la trajectoire d'un ion de masse $M + \Delta M$ et d'énergie $V + \Delta V$.

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{SR}{3(D+\rho)}$$

or

$$\alpha_1 = \frac{3}{4} \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right)$$

$$\alpha_2 = \frac{2R}{D+\rho} \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right)$$

par rapport au secteur électrique :

$$\chi_E = -\Delta\rho - \alpha_2 \rho$$

$$\alpha_2' = \chi_E' = -\frac{\chi_E}{\rho} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{2R}{D+\rho} \left(\frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta V}{V} \right)$$

$$\alpha_2' = \left(1 + \frac{2R}{D+\rho} \right) \frac{\Delta V}{V} + \frac{2R}{D+\rho} \frac{\Delta M}{M}$$

Le montage ne peut pas être achromatique en énergie (~~car~~ le coefficient de $\frac{\Delta V}{V}$ est $\neq 0$)

2.1.2 Montage en "C" (fig. 4)

(8)

De la même façon que dans le cas précédent :
 F_c et H_2 sont conjugués par rapport à la lentille (L_1)
 et l'image finale $A'_2 B'_2$ est adroumatique.

Calcul de la dispersion :

On considère la trajectoire d'un ion de masse $M + \Delta M$ et d'énergie $V + \Delta V$.

Par rapport au secteur électrique :

$$\chi_E = -\Delta\rho + \alpha_2 \rho$$

$$\alpha_2' = \chi_S' = \frac{\Delta\rho}{\rho} - \alpha_2 = \frac{\Delta V}{V} - \frac{2R}{D+\rho} \left(\frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta V}{V} \right)$$

$$\alpha_2' = \left(1 - \frac{2R}{D+\rho} \right) \frac{\Delta V}{V} - \frac{2R}{D+\rho} \frac{\Delta M}{M}$$

On réalise l'adroumatisme en énergie

$$\text{à } D + \rho = 2R \quad (\text{en particulier si } D = \rho = R)$$

Dans ce cas la focale chromatique de l'ensemble est indéterminée et ~~on peut former l'image~~
~~finale~~ $A'_2 B'_2$ en dehors du plan paraaxial.

Dans le cas de l'adroumatisme :

~~$$\alpha_2' = -\frac{\Delta M}{M}$$~~

$$\alpha_2' = -\frac{\Delta M}{M}$$

2.2. Montage comportant le filtrage électrostatique en premier.

2.2.1 Montage en "S" (Fig 5 et 6)

Pour déterminer la dispersion et la focale chromatique de l'ensemble secteur électrique + prisme magnétique, on considère un ion de masse $M + \Delta M$ et d'énergie $V + \Delta V$ abordant le secteur magnétique suivant une trajectoire dont le prolongement coupe l'axe OX en N à une distance $\overline{O_2N} = d$ et en faisant un angle suffisamment petit α_2 avec cet axe.

Calculons α'_2 et $\overline{O'_2N'}$

Géométriquement (fig. 5) :

$$\alpha'_2 = \frac{1}{R} \left[\Delta R + \alpha_2 d + \frac{\Delta R}{2} + \frac{\alpha_2}{2} \left(R - \frac{d}{2} \right) \right]$$

$$\alpha'_2 = \frac{1}{R} \left[\frac{\alpha_2}{2} \left(R + \frac{3d}{2} \right) + \frac{3\Delta R}{2} \right]$$

$$\overline{O'_2N'} = \frac{\alpha_2 \left(R - \frac{d}{2} \right) + \Delta R}{\frac{\alpha_2}{2} \left(R + \frac{3d}{2} \right) + \frac{3}{2} \Delta R}$$

or : $\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta V}{V} \right)$ et $\frac{\alpha_2}{\alpha'_2} = \frac{3(D+P)}{8R}$

$$\alpha_2 = \frac{3(D+P)}{8R} \frac{\Delta V}{V}$$

d'où la dispersion :

$$\alpha'_2 = \frac{3}{4} \left[1 + \frac{D+P}{4R} \left(1 + \frac{3d}{2R} \right) \right] \frac{\Delta V}{V} + \frac{3}{4} \frac{\Delta M}{M}$$

ou dans ce cas il ne peut y avoir additionnelle

La position de la focale chromatique est donnée par la position de N' pour $\Delta M = 0$ $\Delta V \neq 0$:

$$O_2'N' = -\frac{2}{3} \frac{1 + \frac{3(D+P)}{4R} \left(1 - \frac{d}{2R}\right)}{1 + \frac{D+P}{4R} \left(1 + \frac{3d}{2}\right)} R$$

Donc on a l'œil peut y avoir coïncidence entre la focale chromatique et le point conjugué, en focalisation radiale de N' :

$$S_1' = -2 \frac{1 - \frac{d}{2R}}{1 + \frac{3d}{2}} \quad (\text{Formule de Cotte})$$

Cela s'aperçoit que pour $\frac{d}{R} = \frac{2}{3}$

$$O_2'N' = S_1' = -\frac{2}{3} R$$

Quelles que soient les valeurs de D et de P .

Il suffit donc dans cette disposition de régler la convergence de (L) de façon que le conjugué de H_1 se trouve à l'intérieur du prisme magnétique à $\frac{2}{3} R$ de la face d'entrée. L'image focale en focalisation radiale est alors sur la focale chromatique F_C du prisme (qui est focale chromatique de l'ensemble)

$$\text{Pour } d = \frac{2}{3} R$$

$$\alpha_2' = \frac{3}{4} \left[\left(1 + \frac{D+P}{2R}\right) \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right]$$

L'image focale a la même position que dans le cas du simple prisme magnétique mais la dispersion en énergie est inférieure $\left(\frac{3}{4} \frac{\Delta V}{V} \text{ dans le cas du simple prisme}\right)$.

2.2.2 - Montage en "C"

(Fig. 7 et 8)

(11)

L'ion de masse $M + \Delta M$ ($V + \Delta V$) aborde le puits magnétique extérieurement au cercle moyen :

$$\alpha'_2 = -\frac{\alpha_2}{2} \left(1 + \frac{3d}{2R} \right) + \frac{3}{2} \frac{\Delta R}{R}$$

$$\text{ou } \alpha_2 = \frac{3(D+p)}{8R} \frac{\Delta V}{V} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right)$$

$$\alpha'_2 = \frac{3}{4} \left[\frac{D+p}{4R} \left(1 + \frac{3d}{2R} \right) - 1 \right] \frac{\Delta V}{V} + \frac{3}{4} \frac{\Delta M}{M}$$

Adiabatique en énergie :

$$\hat{n} : \quad \frac{D+p}{4R} \left(1 + \frac{3d}{2R} \right) - 1 = 0$$

ou particulier $\hat{n} \quad D+p = 2R$

$$\text{et} \quad \frac{d}{R} = \frac{2}{3}$$

Le montage est adiabatique en énergie.

Dispersion en masse

Calculons la dispersion en masse dans le

cas $D+p = 2R$ et $\frac{d}{R} = \frac{2}{3}$; on peut supposer $\Delta V = 0$

$$\alpha'_2 = \frac{3}{4} \frac{\Delta M}{M}$$

interaction de la trajectoire sortante avec l'axe :

$$O'_2 N' = \frac{-\alpha_2 \left(R - \frac{d}{2} \right) + \Delta R}{\alpha'_2} \quad \left(\Delta R = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} R \right)$$

$$O'_2 N' = -\frac{2}{3} R$$

Montage à deux lentilles.

On peut dans tous les cas remplacer la lentille (L_1) par deux lentilles L_1 et L_2 - Il en résulte les avantages suivants :

- a/ Le cross-over de sortie du premier réseau est acceptable et on peut y passer la diaphragme S_2 .
- b/ Les deux lentilles peuvent être de beaucoup plus courte distance focale que L_1 et par conséquent mieux convergentes.
- c/ on peut réaliser la condition d'aberration de quel que soit $\frac{R}{f}$, à condition de choisir convenablement le rapport $\frac{f_1}{f_2}$ des distances focales de L_1 et L_2 .

Étudions l'adaptation de deux lentilles au dernier cas (2.2.2) ; le montage en "C" devient un montage en "S" (fig. 9).

On peut par ex. passer le cross-over de sortie du réseau électrique au foyer objet de L_1 ; le cross-over d'entrée du réseau magnétique est alors au foyer image de L_2 .

L'écartement des lentilles est tel que F_c et F'_c soient conjugués.

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{F_2' G_2'}{F_1 G_1} = \frac{3(D+p)}{8R}$$

or dans les plans conjugués passant par F_1 et F_2' le grandissement est égal au rapport des distances focales :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{3(D+p)}{8R}$$

or il y a aberration en énergie si $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{3}{4}$

ou

$$\boxed{\frac{f_1}{f_2} = \frac{2R}{D+p}}$$

(13)

pour $f_1 = f_2$
ou retourne la condition $D+p = 2R$

Distance entre les deux lentilles :

$$R_1 R_2 = e = f_1 + f_2 + \frac{3f_2^2}{8R} + \frac{f_1^2}{D+p}$$

et dans le cas de l'achromatisme :

$$e = f_1 + f_2 + \frac{3f_2^3 + 4f_1^3}{8Rf_2}$$

et si $f_1 = f_2$:

$$e = 2f + \frac{7f^2}{8R}$$

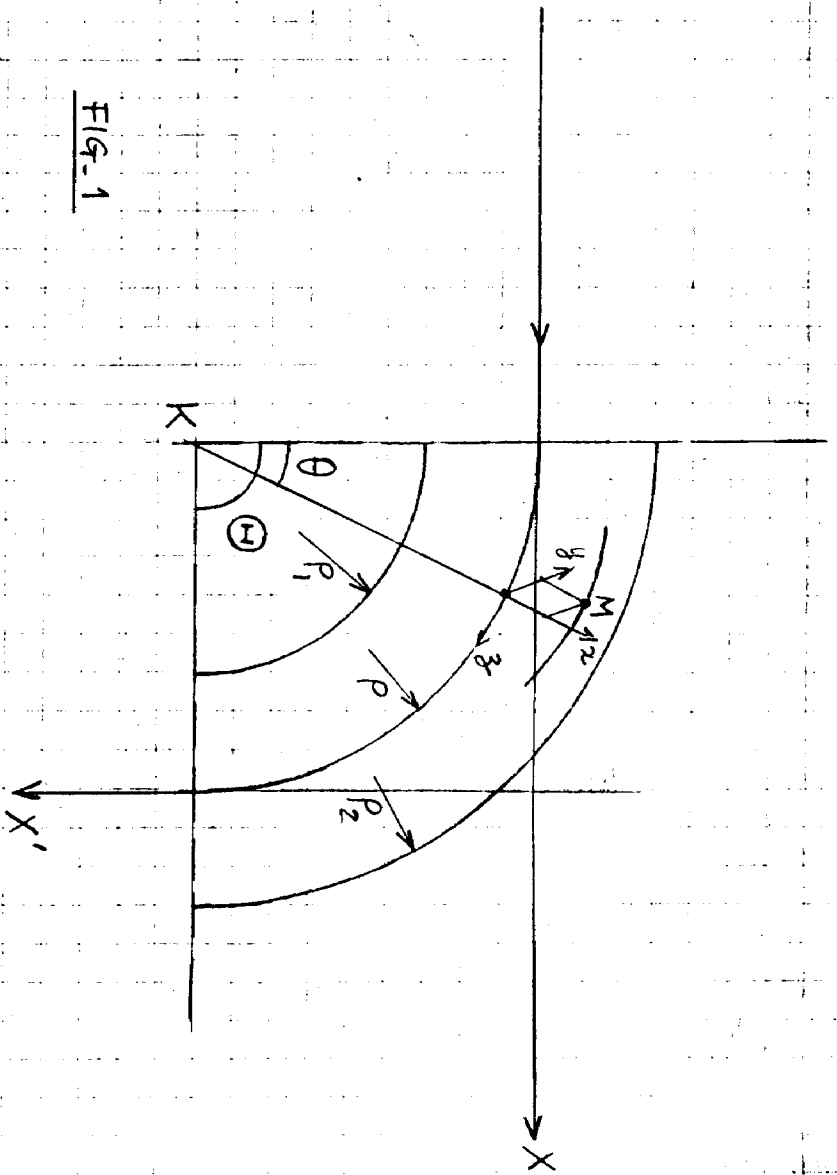


FIG. 1

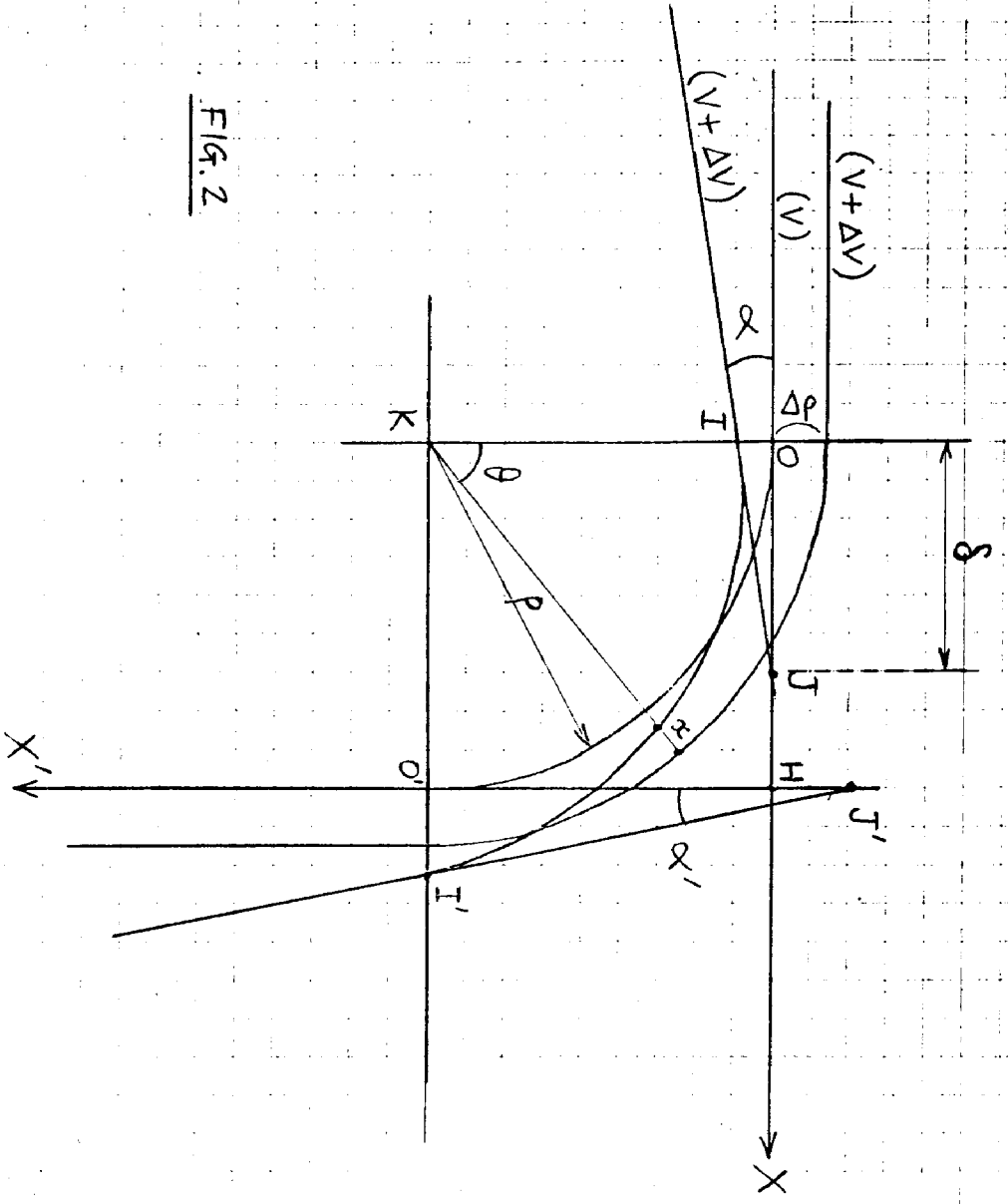


FIG. 2

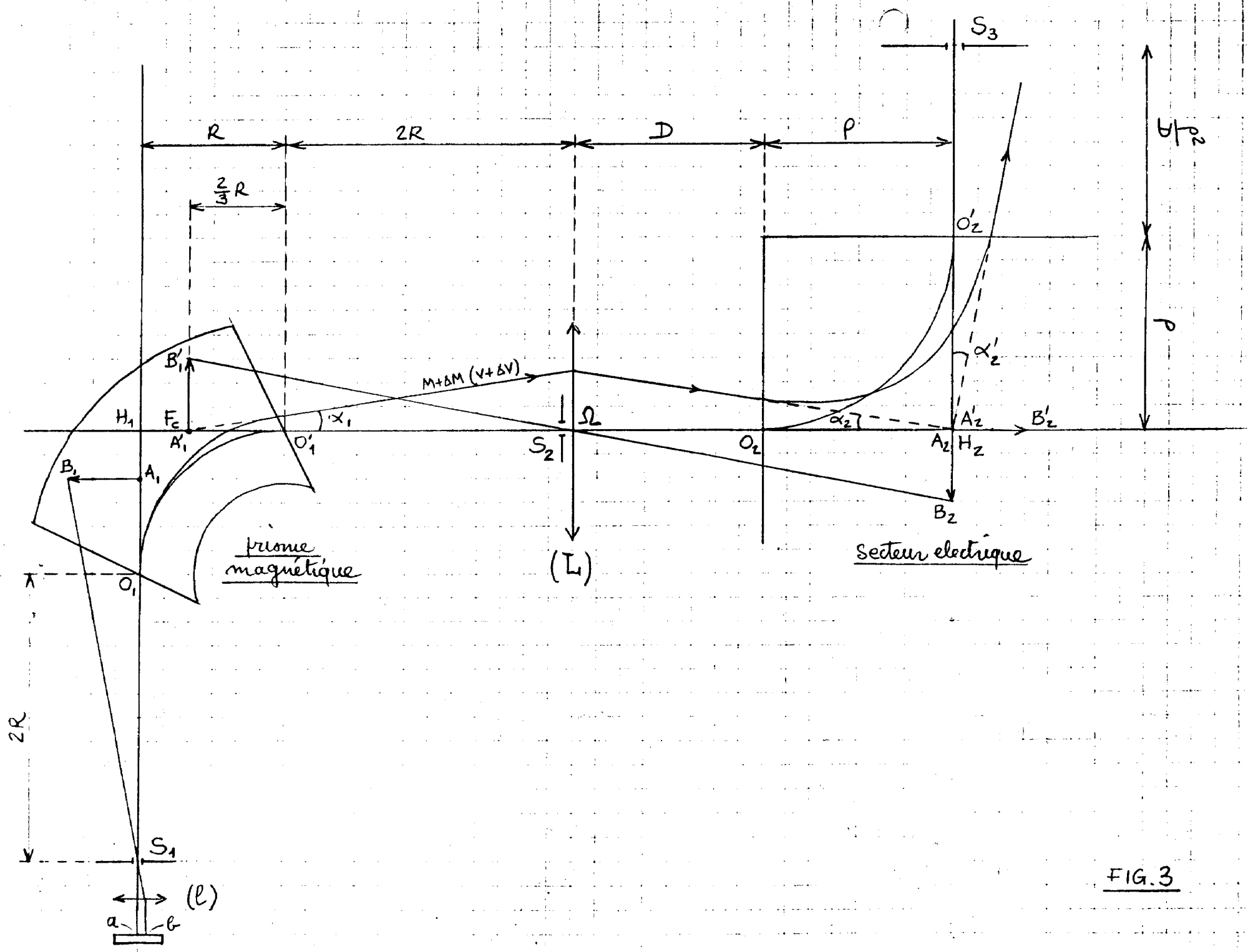


FIG. 3

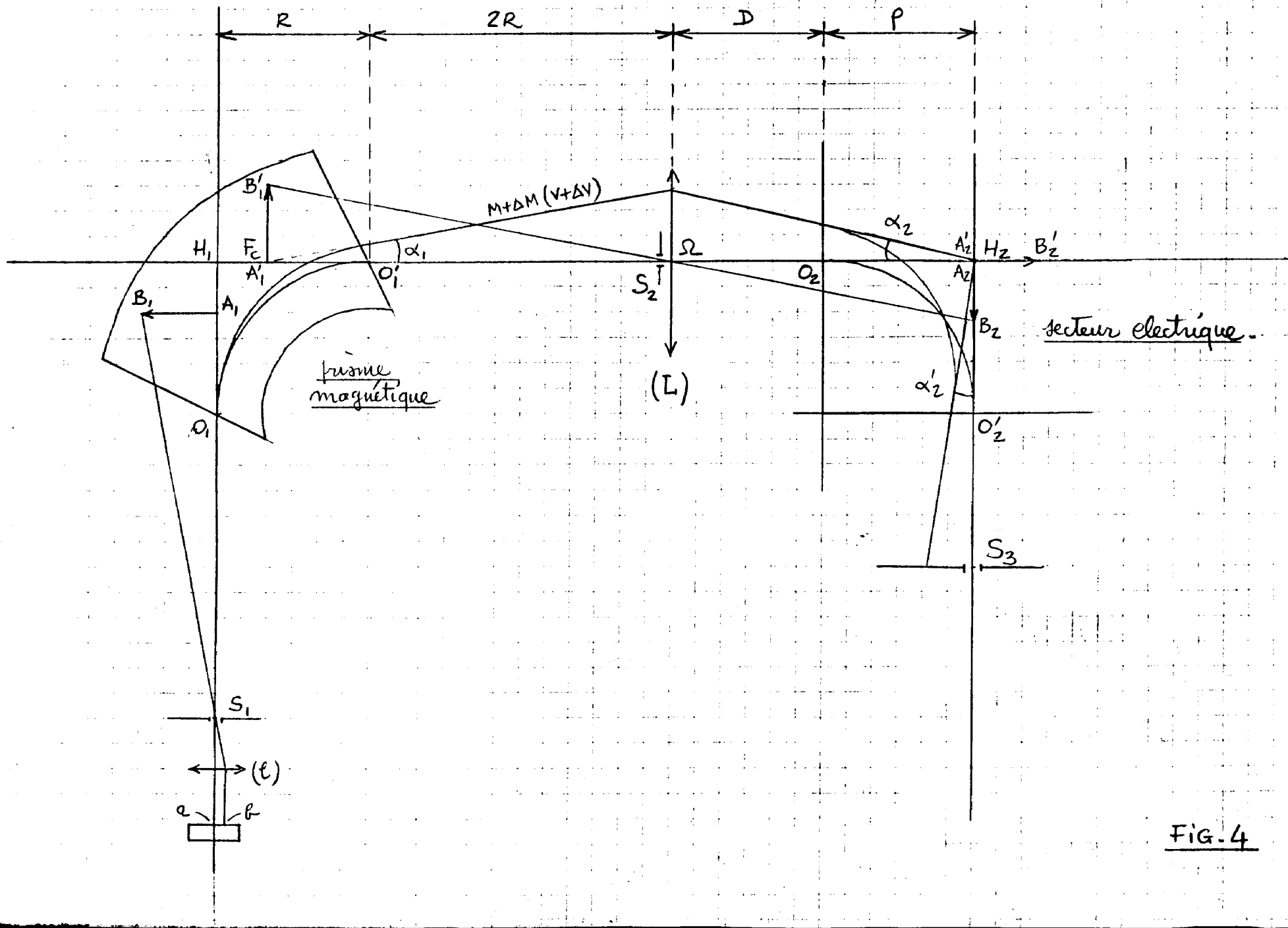


FIG. 4

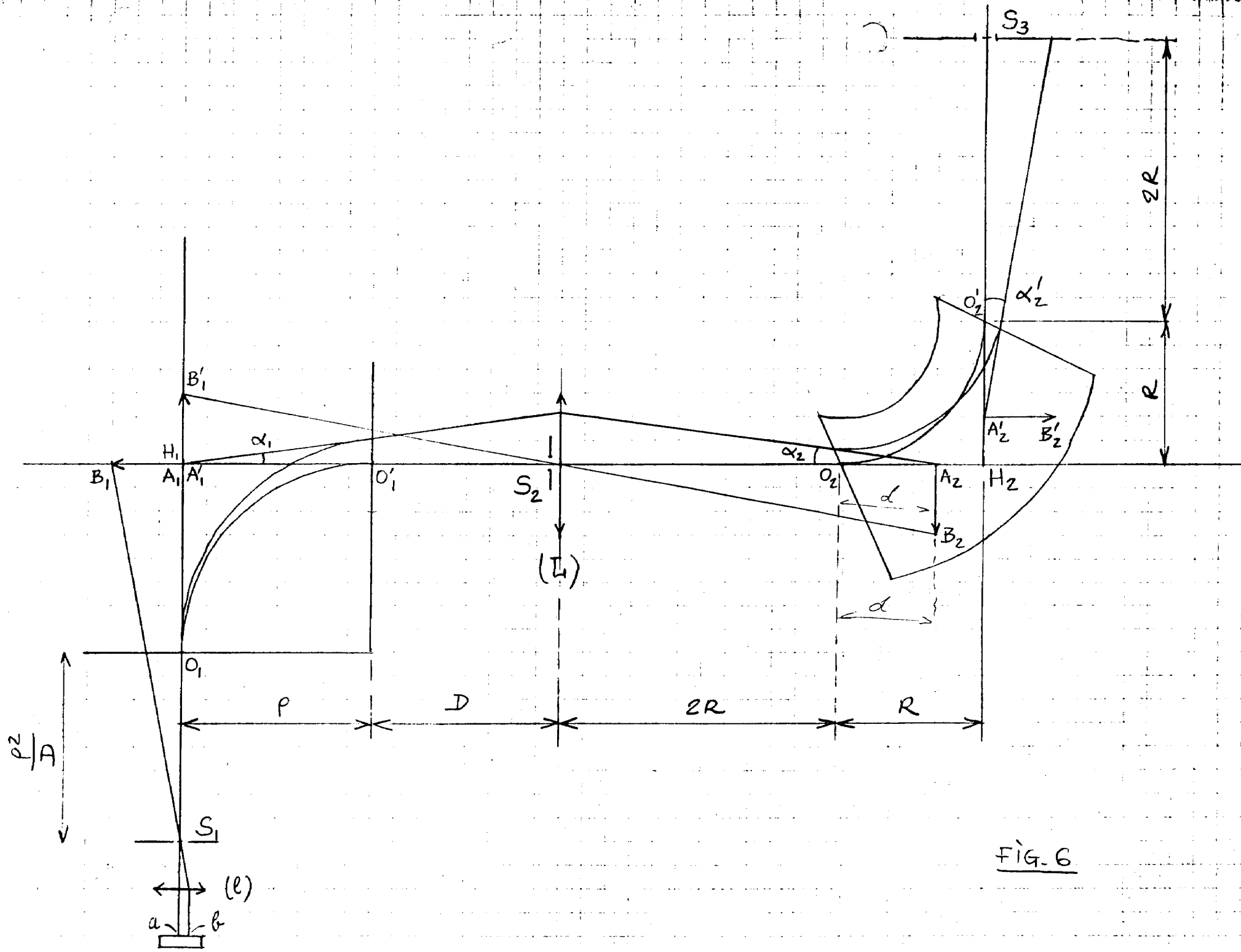


FIG. 6

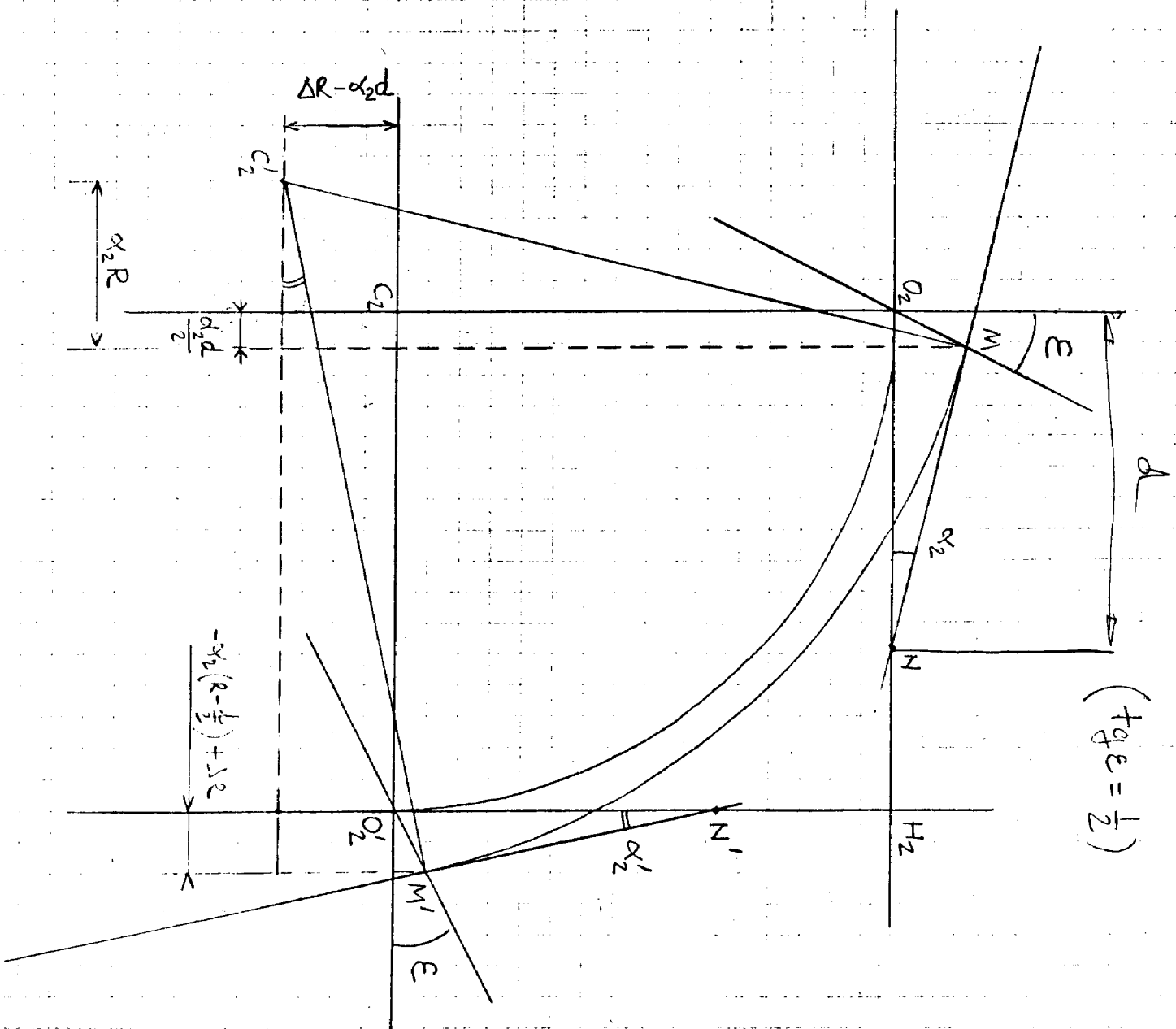


FIG. 1

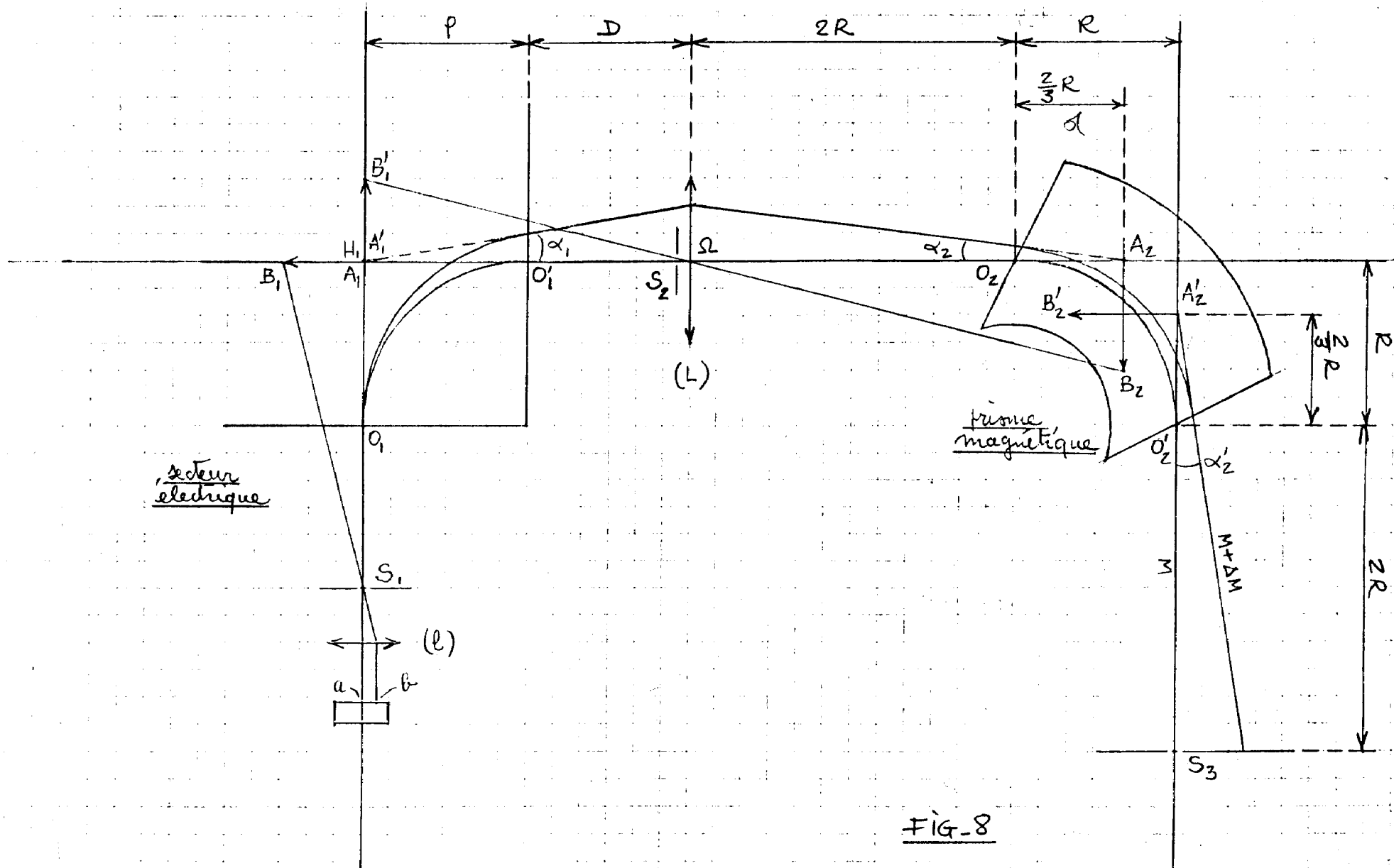


FIG-8

$$R = \rho = 10 \text{ cm}$$

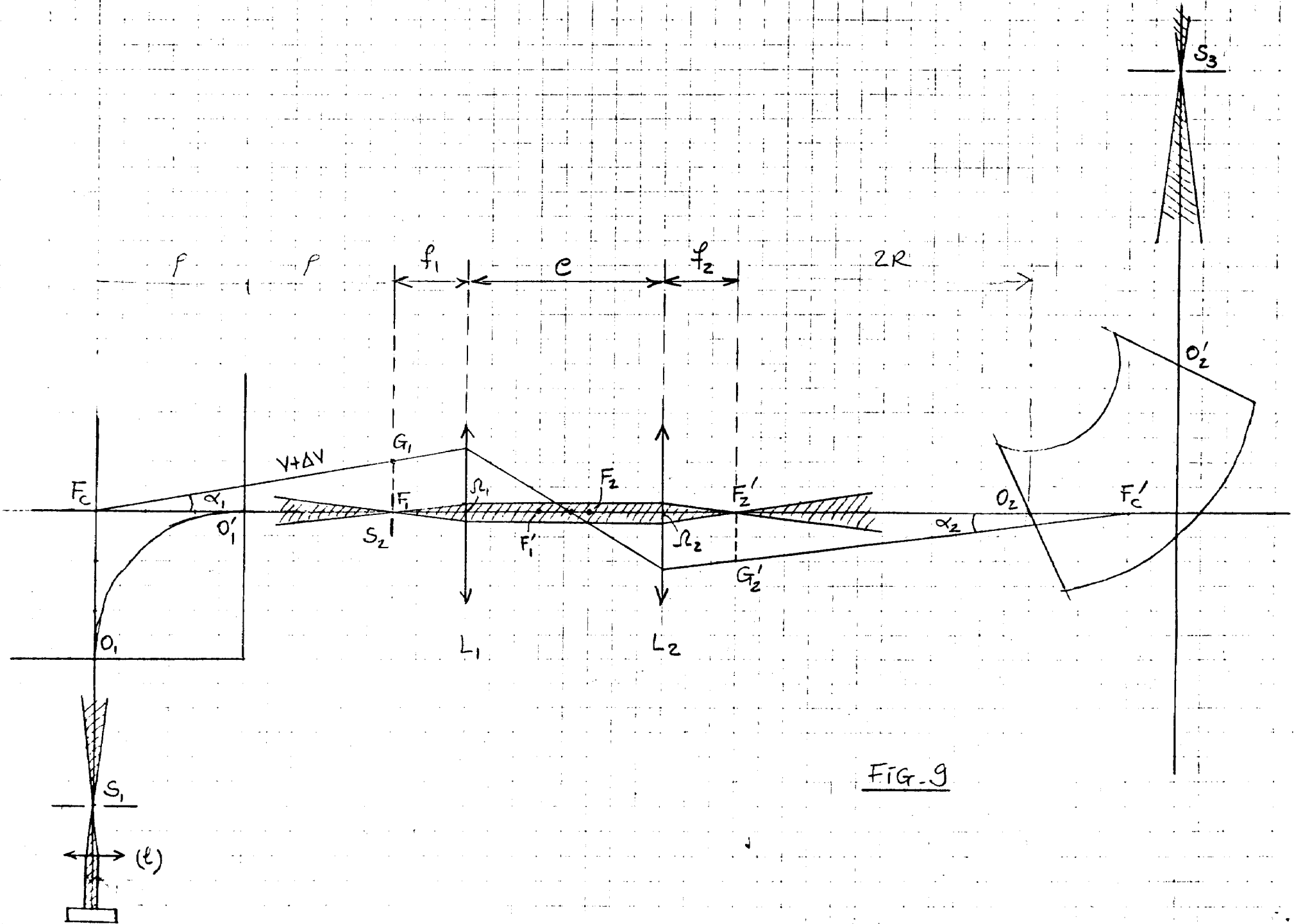
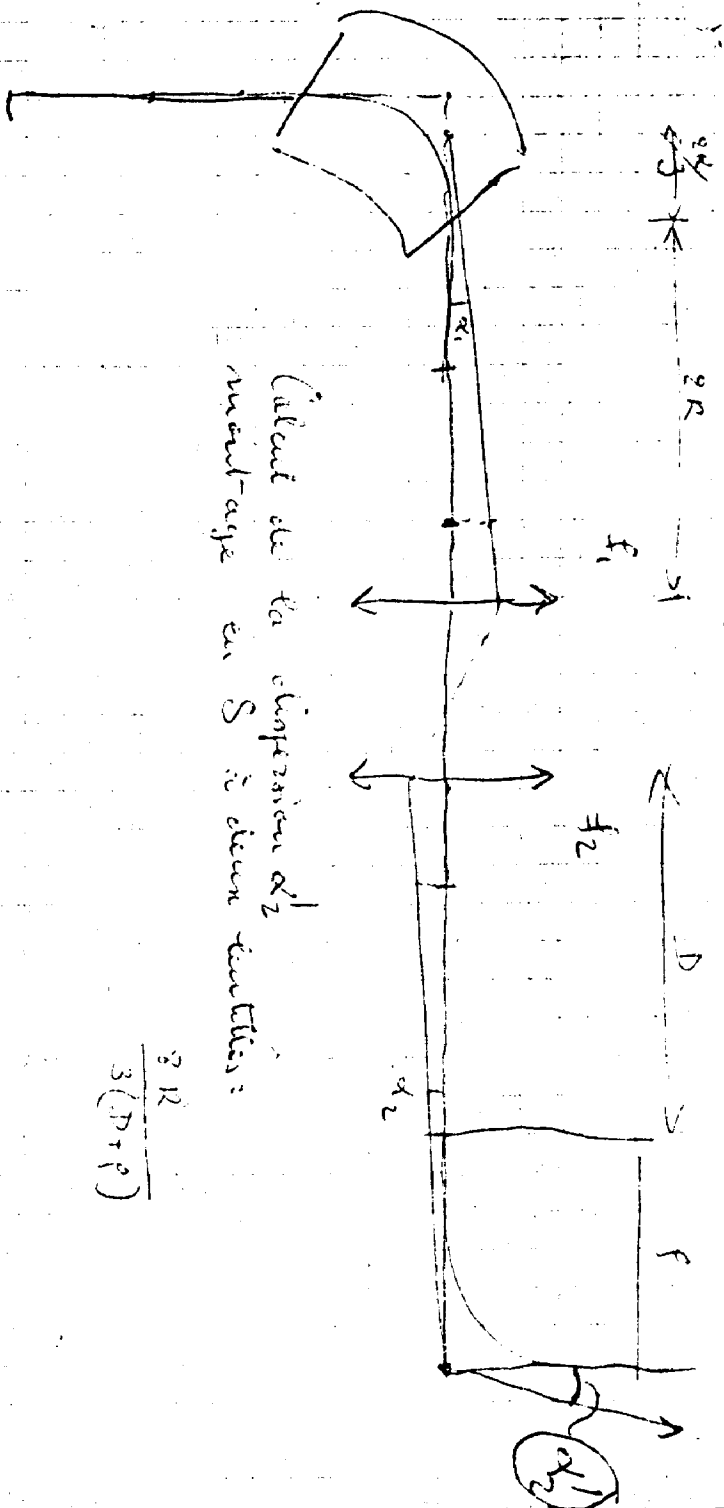


FIG-9



$$\frac{2R}{3(D+p)}$$

$$\alpha_1 = \frac{3}{4} \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right)$$

$$\alpha_2 = \frac{f_2}{f_1} = \frac{2R}{3(D+p)}$$

$$\alpha_2 = \frac{f_2}{f_1} \times \frac{2R}{D+p} \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right)$$

x_{22}

$$x_E = +\alpha_2 p - \Delta p$$

$$x'_E = \alpha'_2 = -\frac{x_E}{p} = -\alpha_2 + \frac{\Delta p}{p}$$

$$\alpha'_2 = -\frac{f_2}{f_1} \frac{2R}{D+p} \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta M}{M} \right) + \frac{\Delta V}{V}$$

$$\alpha'_2 = \left(1 - \frac{f_2}{f_1} \frac{2R}{D+p} \right) \frac{\Delta V}{V} - \frac{f_2}{f_1} \frac{2R}{D+p} \frac{\Delta M}{M}$$

en notation Bohni:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta m}{m_0} + 2 \frac{\Delta v}{v_0}$$

$$\alpha'_2 = 2 \left(1 - \frac{f_2}{f_1} \frac{2R}{D+p} \right) \frac{\Delta v}{v_0} + \left(1 - 2 \frac{f_2}{f_1} \frac{4R}{D+p} \right) \frac{\Delta m}{m_0}$$

$$\frac{1}{2} m_0 v_0^2 = eV$$

$$\frac{\Delta m}{m_0} + 2 \frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\Delta V}{V}$$

~~Calculi des déplacements~~