

P. RIGOLLET

**Solution du problème de mécanique  
rationnelle donné au concours d'agrégation  
des sciences mathématiques en 1895**

*Nouvelles annales de mathématiques 3<sup>e</sup> série*, tome 14  
(1895), p. 415-433

[http://www.numdam.org/item?id=NAM\\_1895\\_3\\_14\\_\\_415\\_1](http://www.numdam.org/item?id=NAM_1895_3_14__415_1)

© Nouvelles annales de mathématiques, 1895, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Nouvelles annales de mathématiques » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme  
Numérisation de documents anciens mathématiques

<http://www.numdam.org/>

---

---

**SOLUTION DU PROBLÈME DE MÉCANIQUE RATIONNELLE DONNÉ  
AU CONCOURS D'AGRÉGATION DES SCIENCES MATHÉMA-  
TIQUES EN 1895;**

PAR M. P. RIGOLLET,  
Étudiant, à Nancy.

---

*On considère un corps solide S pesant, ayant la forme d'un cône droit dont le rayon de base est R. Le centre de gravité de ce corps est situé en un point O de l'axe de révolution du cône, à une distance R de la base.*

*L'ellipsoïde d'inertie du corps S relatif au centre de gravité O est une sphère.*

*Le cône S est mobile autour de son centre de gravité O, supposé fixe, et la circonférence de sa base est tangente à un plan horizontal fixe  $\Pi$  situé au-dessous du point O à une distance R de ce point.*

*Étudier le mouvement du corps S en supposant que la circonférence de base du cône glisse avec frottement sur le plan  $\Pi$ .*

*Calculer les réactions du plan  $\Pi$  et du point fixe O.*

CONDITIONS INITIALES. — *Soient  $OO'$  la perpendiculaire abaissée du point O sur le plan  $\Pi$  et  $OC_0$  la*

*position initiale de la perpendiculaire abaissée du point O sur la base du cône; à l'époque  $t = 0$ , l'axe instantané de rotation est situé dans l'angle  $C_0 O O'$ , et le sens de la rotation initiale est choisi de telle sorte que le corps S appuie sur le plan II.*

CHOIX DES AXES. — 1° *Axes fixes dans l'espace.* — Considérons (*fig. 2*) le cône dans sa position initiale, le sommet S occupant la position  $S_0$ ; prenons pour axes *fixes dans l'espace* trois axes rectangulaires  $O\xi$ ,  $O\eta$ ,  $O\zeta$ ,  $O\zeta$  étant la verticale vers le haut,  $O\xi$  passant par la position  $C_0$  occupée, à cet instant initial  $t = 0$ , par le point C, centre de la base (B) du cône;  $O\eta$  est sur la perpendiculaire au plan  $O\xi\zeta$  dans un sens tel, qu'au début du mouvement le point C se meuve de  $O\xi$  vers  $O\eta$ : d'après les données de l'énoncé, le quadrilatère  $OC_0M_0O'$ ,  $M_0$  étant le point de contact de la base avec le plan II, est un carré; au début du mouvement, le cône devant appuyer sur II, le point C décrira dans  $O\xi\eta$  un arc de cercle ( $\gamma$ ) dans le sens positif d'après le choix de  $O\eta$ . (Ce choix de  $O\eta$  n'est valable qu'autant que le point C ne reste pas toujours dans le plan  $O\xi\zeta$ , ce qui n'aurait lieu qu'au cas où l'axe instantané serait dirigé suivant  $OC_0$  ou suivant  $O\eta$ , ce qu'on ne suppose pas d'après l'énoncé.)

Nous appellerons  $O'\xi'\eta'\zeta'$  les axes menés par  $O'$  parallèlement aux précédents.

2° *Axes fixes dans le corps.* — Prenons pour axe  $Oz$  l'axe situé sur l'axe de révolution dans le sens du segment  $OC$ ; pour  $Ox$  nous prendrons l'axe issu de O, qui est vertical et dirigé vers le bas au début du mouvement;  $Oy$  est alors déterminé par ce fait que  $Oxyz$  et  $O\xi\eta\zeta$  doivent avoir même disposition.

Nous appellerons  $Cx'y'z'$  les axes fixes dans le corps menés parallèlement à  $Oxyz$  par le point C.



pris des positions différentes de celles qu'ils avaient à  $t = 0$  ; à cet instant  $t$ , la position du cône est définie par l'angle  $\psi$  de  $Oz$  avec  $O\xi$ ,  $\psi$  étant compté dans  $\xi O\eta$  et par l'angle  $\theta$  de la verticale  $CM$  dirigée vers le bas avec l'axe  $Ox'$ , cet angle  $\theta$  étant compté dans  $x'Oy'$  ;  $\theta$  est aussi figuré dans la section circulaire  $(b)$  du cône par le plan  $Oxy$ .

Ces angles  $\theta$  et  $\psi$  sont donc nos deux inconnues principales tant qu'il y a contact du cône et du plan  $\Pi$ .

Nos autres inconnues sont les suivantes :

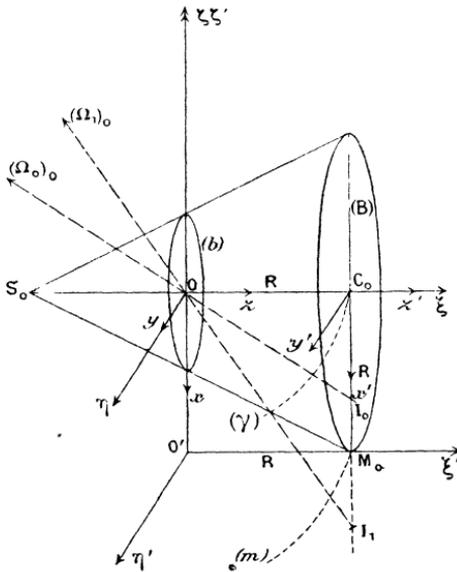
$N$ , réaction de  $\Pi$  sur le cône ;

$fN$ , force de frottement de glissement en  $M$  ;

$N_1$ , réaction du point fixe  $O$  sur le cône.

*Seconde remarque préliminaire.* — Au début du

Fig. 2.

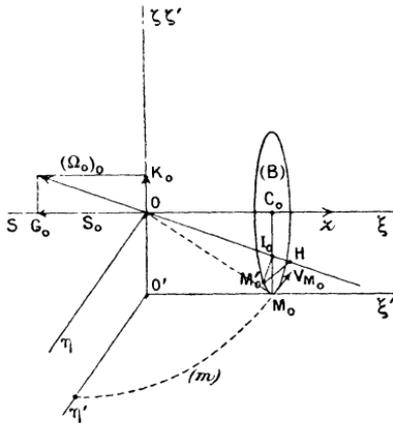


mouvement, l'axe instantané est supposé dans l'angle  $\widehat{C_0 O O'}$  (fig. 2).

Mais ici se présente une petite difficulté : cet axe peut rencontrer  $C_0M_0$  soit en  $I_0$  entre  $C_0$  et  $M_0$ , soit en  $I_1$  au-dessous de  $M_0$  ; ce fait a une grande importance au point de vue du sens de la vitesse du point de contact et, par suite, du sens de la force de frottement au départ, comme nous allons le faire voir.

Supposons que l'axe instantané rencontre  $C_0M_0$  en  $I_0$  (*fig. 3*) ; appelons *plan du tableau* le plan  $O\xi\xi'$ ,  $O\tau_1$  étant supposé en avant de ce plan ; le point  $C_0$  devant venir en avant de ce plan, le segment représentatif de la rota-

Fig. 3.



tion instantanée est  $O(\Omega_0)_0$  de sens contraire au segment  $\overline{OI_0}$  ; le *point du cône* qui est en  $M_0$  a donc une vitesse  $V_{M_0}$  située en arrière du plan du tableau ; par suite, la force de frottement est parallèle à  $O'\tau_1'$  et de même sens. Dans ce cas, le corps appuie sur le plan ; menons par  $M_0$  (*fig. 3*) le plan perpendiculaire à  $OI_0$  ; soit  $H$  le pied de  $OI_0$  sur ce plan ; soit  $M_0'$  le point qui viendra au contact un temps infiniment petit après  $M_0$  ; on a, dans le cercle (B),

$$I_0M_0' > IM_0,$$

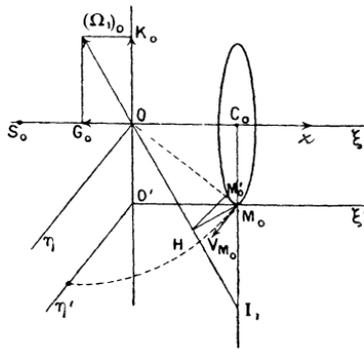
d'où, puisque  $I_0H$  est perpendiculaire au plan  $HM_0M'_0$ ,

$$HM'_0 > HM_0 ;$$

le corps tournant autour de  $OI_0$ , les points  $M_0$  et  $M'_0$  tournent autour de  $H$  ; comme  $HM'_0 > HM_0$ , c'est que le corps appuie sur le plan  $\Pi$ .

Supposons que l'axe instantané rencontre  $C_0M_0$  en  $I_1$  (fig. 4) ; le segment représentatif de la rotation instan-

Fig. 4.



tanée au départ est  $O(\Omega_1)_0$  de sens contraire au segment  $OI_1$  ; le point du cône qui est en  $M_0$  a une vitesse  $V_{M_0}$  parallèle à  $O'I_1'$  et de même sens ; la force de frottement est en sens contraire ;  $H$  étant le pied de  $OI_1$  sur le plan mené par  $M_0$  perpendiculairement à  $OI_1$ , et  $M'_0$  étant le point qui viendra au contact après  $M_0$ , on a, de même que dans le cas précédent, l'inégalité

$$HM'_0 > HM_0 ;$$

dans ce cas aussi, le corps appuie sur le plan  $\Pi$ .

Dans ces deux hypothèses initiales, le corps appuie donc sur le plan  $\Pi$  ; cependant, un sentiment physique pourrait faire dire avec peu de rigueur qu'il appuie plus dans le deuxième cas que dans le premier.

*Troisième remarque préliminaire.* — Tant que le corps reste au contact avec le plan  $\Pi$ , le point  $M$  (*fig. 1*) a une vitesse tangente à la base du cône; il en résulte que l'axe instantané rencontre constamment la base du cône ( $B$ ) en un point situé sur  $CM$ ; cet axe est donc dans le plan  $OCMO'$ ; le segment  $O\Omega$  mesurant la rotation instantanée se décompose en deux autres

$$\overline{OG} = -\frac{d\theta}{dt} \quad \text{et} \quad OK = \frac{d\psi}{dt}.$$

La figure  $OC_0M_0O'$  (*fig. 3 et 4*) étant un carré, dans le cas de la *fig. 3*, on a

$$\overline{OG_0} > \overline{OK_0},$$

et dans le cas de la *fig. 4*

$$\overline{OG_0} > \overline{OK_0};$$

si  $\overline{O\Omega_0}$  était située sur  $OM_0$ , le point du corps qui est en  $M_0$  aurait une vitesse nulle; dans ce cas, ce point ne se déplace pas; dans le cas de la *fig. 3*, la rotation autour de l'axe de révolution du cône étant plus grande que la rotation autour de  $O\zeta$ , on s'explique pourquoi  $V_{M_0}$  est dirigée derrière le plan du tableau; dans le cas de la *fig. 4*, on voit de même pourquoi  $V_{M_0}$  est dirigée en avant du plan du tableau.

En résumé, nous avons à étudier deux cas qui correspondent aux conditions initiales données par les *fig. 3* ou *4*.

Nous allons étudier celui de la *fig. 4*; nous connaissons celui de la *fig. 3* en changeant le coefficient de frottement  $f$  en  $-f$ ; car, dans les deux cas, les forces de frottement de glissement sont de sens opposés, les vitesses  $V_{M_0}$  étant de sens opposés.

Pendant un certain temps, la vitesse du point  $M$  sera

dirigée dans le sens des arcs croissants sur  $(m)$  et la force de frottement en sens contraire (*fig. 1*).

Nous allons calculer

$$\theta, \psi, N, fN$$

par plusieurs procédés.

*Théorème des moments des quantités de mouvement par rapport à O*  $\xi, \eta, \zeta$ . — Ce théorème donne les trois équations suivantes où n'entrent ni le poids du corps, ni la réaction du point fixe O,  $Ax^2 + Ay^2 + Az^2 = r$  étant la sphère d'inertie,

$$\frac{d}{dt} \left( -A \frac{d\theta}{dt} \cos \psi \right) = RN \sin \psi - fNR \cos \psi,$$

$$\frac{d}{dt} \left( -A \frac{d\theta}{dt} \sin \psi \right) = -RN \cos \psi - fNR \sin \psi,$$

$$\frac{d}{dt} \left( A \frac{d\psi}{dt} \right) = -RfN$$

ou

$$-A\theta'' \cos \psi + A\theta' \sin \psi \psi' = RN \sin \psi - fNR \cos \psi,$$

$$-A\theta'' \sin \psi - A\theta' \cos \psi \psi' = -RN \cos \psi - fNR \sin \psi,$$

$$A\psi'' = -RfN;$$

en multipliant les deux premières par  $\cos \psi$  et  $\sin \psi$  et additionnant, puis par  $\sin \psi$  et  $-\cos \psi$  et additionnant, on obtient le système

$$(e) \quad \begin{cases} A\theta'' = fNR, \\ A\theta'\psi' = NR, \\ A\psi'' = -fNR. \end{cases}$$

*Equations d'Euler.* — Appliquons les équations d'Euler au système  $Oxyz$ ; on a

$$p = -\psi' \cos \theta,$$

$$q = -\psi' \sin \theta,$$

$$r = -\theta'$$

obtenues en projetant

$$OG = -\theta', \quad OK = \psi'$$

sur  $Ox$ ,  $Oy$ ,  $Oz$ ,

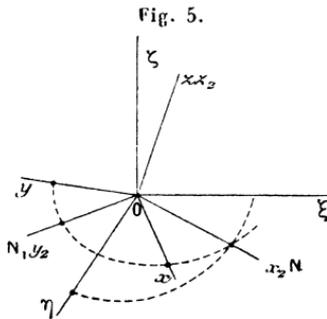
$$\begin{aligned} -A\psi'' \cos\theta + A\psi' \sin\theta\theta' &= NR \sin\theta + fNR \cos\theta, \\ -A\psi'' \sin\theta - A\psi' \cos\theta\theta' &= -NR \cos\theta + fNR \sin\theta, \\ -A\theta'' &= -RfN; \end{aligned}$$

en multipliant la première par  $\cos\theta$  et la deuxième par  $\sin\theta$ , puis additionnant, en multipliant ensuite la première par  $+\sin\theta$  et la deuxième par  $-\cos\theta$  et additionnant, on a

$$\begin{aligned} -A\psi'' &= fNR, \\ A\psi'\theta' &= NR, \\ A\theta'' &= fNR \end{aligned}$$

qui sont les équations (e).

*Equations de M. Resal.* — Considérons un système d'axes fixes  $O\xi\eta\zeta$  et un système mobile  $Ox_2y_2z_2$ ; les axes



de M. Resal (gyroscope) sont les axes  $Ox_2y_2z_2$ ,  $Ox_2$  étant la ligne des nœuds  $ON$  dans un sens déterminé,  $Oy_2$  la ligne  $ON_1$  faisant avec  $Ox_2$  l'angle  $+\frac{\pi}{2}$  compté dans le sens défini par  $Oxy$ ; soient  $p_2, q_2, r_2$  les quantités analogues aux  $p, q, r$  d'Euler et définissant sur  $Ox_2y_2z_2$

le mouvement de CE trièdre PAR RAPPORT A  $O\xi\eta\zeta$ , de même que, dans les équations d'Euler,  $p, q, r$  définissent sur  $Oxyz$  le mouvement de ce trièdre  $Oxyz$  par rapport à  $O\xi\eta\zeta$ ; M. Resal a établi *de même qu'on fait, pour trouver les équations d'Euler*, les équations suivantes dites *équations de M. Resal* :

$$A \frac{dp_2}{dt} - q_2(Ar_2 - Cr) = L_2,$$

$$A \frac{dq_2}{dt} + p_2(Ar_2 - Cr) = M_2,$$

$$C \frac{dr}{dt} = N,$$

qui ne sont valables que pour un corps de révolution autour de  $Oz$ ; la troisième est la troisième équation d'Euler; cherchons ici nos *axes de M. Resal*; la ligne des nœuds (*fig. 1*) est la ligne d'intersection de  $Oxy$  avec  $O\xi\eta$ ; prenons pour  $Ox_2$  la direction qui fait l'angle  $\psi$  avec  $O\eta$ ;  $Oy_2$  se trouve être  $O\zeta$  et  $Oz_2$  est confondu avec  $Oz$ ; on a

$$p_2 = 0,$$

$$q_2 = \frac{d\psi}{dt},$$

$$r_2 = 0,$$

$$r = -\frac{d\theta}{dt};$$

on a alors

$$-\psi'(A\theta') = -NR,$$

$$A\psi'' = -fNR,$$

$$+A\theta'' = fNR,$$

qui sont encore les équations (e).

*Intégration des équations (e).* — Ces équations sont

$$(e) \quad \begin{cases} A\theta'' = fNR, \\ A\theta'\psi' = NR, \\ A\psi'' = -fNR; \end{cases}$$

la première et la troisième donnent par addition

$$\theta'' + \psi'' = 0,$$

d'où

$$\theta' + \psi' = \alpha,$$

et

$$\theta + \psi = \alpha t + \alpha',$$

$\alpha$  et  $\alpha'$  étant deux constantes; on a (fig. 4), à l'instant  $t = 0$ ,

$$\theta'_0 + \psi'_0 = |OG_0| + |OK_0| = \alpha,$$

qui donne  $\alpha$ , et

$$0 + 0 = \alpha \cdot 0 + \alpha',$$

d'où

$$\alpha' = 0;$$

on a donc

$$\theta'' + \psi'' = 0,$$

$$\theta' + \psi' = \alpha,$$

$$\theta + \psi = \alpha t;$$

l'équation

$$\theta' + \psi' = \alpha$$

donne

$$\theta' = \alpha - \psi',$$

qui, avec la deuxième équation (e), donne

$$A \psi'(\alpha - \psi') = NR;$$

divisons la dernière équation (e) par celle-ci; nous avons l'équation différentielle

$$(d) \quad \frac{\psi''}{\psi'(\alpha - \psi')} = -f,$$

qui donne  $\psi$  en fonction du temps; elle ne contient ni  $A$ , ni  $R$ , ce qui montre que le problème ne dépend ni de la densité du corps, ni du rayon  $R$ , comme on pouvait s'y attendre après une première réflexion, en remarquant que le centre de gravité est précisément le point fixe.

Intégrons ( $d$ ); on peut l'écrire

$$\frac{d\psi'}{\psi'(x - \psi')} = -f \cdot dt,$$

ou, en multipliant les deux membres par  $x$  et séparant le premier en fractions simples,

$$\frac{d\psi'}{\psi'} + \frac{d\psi'}{x - \psi'} = -fx \, dt,$$

d'où

$$\text{Log} \psi' - \text{Log}(x - \psi') + fxt = \beta, \quad \text{où } \beta \text{ est une constante,}$$

ou

$$\text{Log} \frac{\psi'}{x - \psi'} = \beta - fxt,$$

équation qui permet de déterminer  $\beta$ ; on a

$$\beta = \text{Log} \frac{\psi'_0}{x - \psi'_0}$$

pour  $t = 0$ ;  $\psi'_0$  est positif d'après le choix des axes; on a

$$x - \psi'_0 = \theta'_0,$$

d'où

$$\beta = \text{Log} \frac{\psi'_0}{\theta'_0},$$

$\theta'_0$  étant aussi positif, car

$$\overline{OG_0} = -\theta'_0 < 0$$

(fig. 4); dans le cas de la fig. 4, on a

$$\frac{\psi'_0}{\theta'_0} = \frac{\overline{OK_0}}{-\overline{OG_0}} > 1,$$

et, par suite,

$$\beta > 0;$$

on a enfin  $\psi'$  par

$$\frac{\psi'}{x - \psi'} = e^{\beta - fxt},$$

d où

$$(g) \quad \psi' = \frac{\alpha e^{\beta - f\alpha t}}{1 + e^{\beta - f\alpha t}},$$

qui s'intègre par une quadrature; écrivons

$$d\psi = \frac{\alpha e^{\beta - f\alpha t}}{1 + e^{\beta - f\alpha t}} dt = -\frac{1}{f} \frac{-f\alpha e^{\beta - f\alpha t}}{1 + e^{\beta - f\alpha t}} dt,$$

d'où

$$(h) \quad \psi = -\frac{1}{f} \text{Log}(1 + e^{\beta - f\alpha t}) + \gamma$$

( $\gamma$  constante arbitraire).  $\gamma$  se détermine en faisant  $t = 0$ ;  
on a

$$0 = -\frac{1}{f} \text{Log}(1 + e^{\beta}) + \gamma = -\frac{1}{f} \text{Log}\left(1 + \frac{\psi'_0}{\theta'_0}\right) + \gamma,$$

car

$$\beta = \text{Log} \frac{\psi'_0}{\theta'_0};$$

d'où

$$\gamma = \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\theta'_0},$$

d'où

$$\psi = -\frac{1}{f} \text{Log}(1 + e^{\beta - f\alpha t}) + \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\theta'_0},$$

qui peut encore s'écrire

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\theta'_0} \frac{1}{1 + e^{\beta - f\alpha t}} \\ &= \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\theta'_0} \frac{1}{1 + \frac{\psi'_0}{\theta'_0} e^{-f\alpha t}} \\ &= \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 e^{-f\alpha t} + \theta'_0}; \end{aligned}$$

si, au lieu de faire porter le calcul sur  $\psi'$ , on l'avait fait porter sur  $\theta$ , en remplaçant  $\psi'$  par  $\alpha - \theta'$  au lieu de remplacer  $\theta'$  par  $\alpha - \psi'$ , on aurait trouvé

$$\theta = -\frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 + \theta'_0 e^{f\alpha t}};$$

on trouve donc les deux formules

$$(i) \quad \begin{cases} \psi = \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 e^{-f\alpha t} + \theta'_0}, \\ \theta = -\frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 + \theta'_0 e^{f\alpha t}}, \end{cases}$$

où

$$\alpha = \psi'_0 + \theta'_0,$$

$\psi'_0$  et  $\theta'_0$  étant, je le répète, deux nombres positifs, valeurs absolues des grandeurs des segments  $\overline{OK}_0$  et  $\overline{OG}_0$  à l'instant  $t = 0$ ; si l'on ajoute membre à membre ces deux équations, on doit retrouver

$$\theta + \psi = \alpha t;$$

on a, en effet,

$$\begin{aligned} \theta + \psi &= \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 e^{-f\alpha t} + \theta'_0} \frac{\psi'_0 + \theta'_0 e^{f\alpha t}}{\psi'_0 + \theta'_0} \\ &= \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0 e^{f\alpha t}}{\psi'_0 + \theta'_0 e^{f\alpha t}} e^{f\alpha t} \\ &= \frac{1}{f} \text{Log} e^{f\alpha t} = \frac{1}{f} f\alpha t = \alpha t. \end{aligned}$$

Ces deux formules montrent que quand  $t$  croît à partir de  $t = 0$ ,  $\psi$  et  $\theta$  augmentent; dans  $\psi$  le Log est positif, tandis qu'il est négatif dans  $\theta$ .

La formule (g) qui donne  $\psi'$  et l'analogue pour  $\theta'$ , qui peuvent s'écrire

$$(k) \quad \begin{cases} \psi' = \frac{\alpha}{e^{f\alpha t - \beta} + 1}, \\ \theta' = \frac{\alpha}{e^{-f\alpha t + \beta} + 1}, \end{cases}$$

montrent que  $\psi'$  et  $\theta'$  sont positifs; on voit que  $\psi'$  décroît avec  $t$ , tandis que  $\theta'$  croît; du reste,  $\theta' + \psi'$  est égal à une constante  $\alpha$ ; ainsi donc, en valeur absolue (fig. 1),  $\overline{OG}$  croît et  $\overline{OK}$  décroît; le point I se rapproche donc de M d'un mouvement continu. Au moment où I sera

en M, la vitesse de M sera nulle et par suite il n'y aura plus de frottement; à ce moment, on aura

$$\overline{OK} = -\overline{OG},$$

ou

$$\psi' = \theta';$$

du reste, si l'on cherche la vitesse du point du corps qui est en M, on a

$$V_M = R\psi' - R\theta' = R(\psi' - \theta');$$

elle s'annule pour

$$\psi' = \theta';$$

comme on a

$$\psi' + \theta' = \alpha,$$

la vitesse de M s'annulera pour

$$\psi' = \theta' = \frac{\alpha}{2};$$

l'instant T correspondant est donné par  $\psi' = \frac{\alpha}{2}$  ou  $\theta' = \frac{\alpha}{2}$ , c'est-à-dire, en prenant  $\psi' = \frac{\alpha}{2}$ , par

$$\frac{\alpha e^{\beta - f\alpha T}}{1 + e^{\beta - f\alpha T}} = \frac{\alpha}{2},$$

d'où

$$2e^{\beta - f\alpha T} = 1 + e^{\beta - f\alpha T},$$

d'où

$$e^{\beta - f\alpha T} = 1,$$

d'où

$$\beta - f\alpha T = 0,$$

ou

$$T = \frac{\beta}{f\alpha}.$$

A partir de ce moment, nous allons chercher si la vitesse du point du corps qui est en M<sub>r</sub> reste constam-

ment nulle ; en cet instant, on a

$$\theta_T = -\frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 + \theta'_0 e^{\beta}} = -\frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{2\psi'_0}$$

et

$$\psi_T = \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{\psi'_0 e^{\beta} + \theta'_0} = \frac{1}{f} \text{Log} \frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2\theta'_0}.$$

Auparavant, remarquons que le problème résultant des conditions initiales données par la *fig.* 3 serait absolument le même que le précédent, à cette différence près que la vitesse du point de contact serait en sens contraire et, par suite, aussi la force de frottement ; on déduira donc les résultats relatifs à la *fig.* 3 de ceux que nous venons de trouver pour la *fig.* 4, en changeant  $f$  en  $-f$  ; comme  $\frac{\psi'_0}{\theta'_0} < 1$  dans ce nouveau cas,

$$\beta = \text{Log} \frac{\psi'_0}{\theta'_0}$$

est négatif, et pour le temps  $T$  où la vitesse du point du corps qui est au contact devient nulle, donné par

$$T = -\frac{\beta}{f\alpha},$$

on a encore au deuxième membre une quantité positive, car  $\alpha = \psi'_0 + \theta'_0 > 0$ , puisqu'on a  $\psi'_0 > 0$  et  $\theta'_0 > 0$ , **d'après le choix des axes.**

Nous avons donc ainsi, par un même calcul, traité les deux cas des *fig.* 3 et 4 ; dans ces deux cas, le point de rencontre de l'axe instantané avec la verticale  $MC$  du point de contact se rapproche constamment de ce point de contact.

Le cas intermédiaire serait celui où l'on aurait  $\psi'_0 = \theta'_0$  ; au début l'axe instantané serait  $\overline{OM}_0$  ; la vitesse du point de contact serait nulle ; on serait, dès le

début du mouvement, dans le cas qui se présente à l'instant  $T$ ; c'est un cas limite des deux précédents; ainsi prenons, dans le calcul fait pour ces deux cas, la valeur de  $T$ ; si  $\psi'_0 = \theta'_0$ , on a

$$\beta = \text{Log} \Gamma = 0, \quad \text{d'où} \quad T = 0.$$

*Etude du mouvement à partir du temps T.* — Il est clair qu'à partir du temps  $T$  le point du cône qui est au contact avec le plan  $\Pi$  aura une vitesse nulle; supposons, en effet, que cette vitesse cesse d'être nulle; il nait alors une force de frottement qui, si petite qu'elle soit, d'après l'étude des cas relatifs aux *fig.* 3 et 4, tend à rendre nulle la vitesse du point du cône qui est au contact.

Nous nous trouvons donc, à partir du temps  $T$ , en face d'un nouveau problème dans lequel la base du cône roule sans glisser sur le plan; au début de ce nouveau mouvement, on a

$$\psi'_T = \theta'_T = \frac{\alpha}{2} = \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{2}.$$

Les équations de ce nouveau problème peuvent se déduire de celles du précédent en faisant  $f = 0$ , car il n'y a plus de frottement de glissement (le frottement de roulement est négligé); les équations (*e*) deviennent

$$(m) \quad \begin{cases} A \psi' \theta' = NR, \\ A \psi'' = 0, \\ A \theta'' = 0, \end{cases}$$

d'où

$$\theta = \theta'_T \cdot t + \theta_T \quad \text{et} \quad \psi = \psi'_T \cdot t + \psi_T,$$

avec

$$\theta'_T = \theta'_T = \frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2}, \quad \psi'_T = \psi'_T = \frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2};$$

rappelons qu'on a trouvé

$$\theta_T = -\frac{1}{f} \log \frac{\psi'_0 + \theta'_0}{2\psi'_0}, \quad \psi_T = +\frac{1}{f} \log \frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2\theta'_0},$$

formules valables pour le cas (4); pour (3) on change  $f$  en  $-f$ .

A partir de T donc, le cône roule jusqu'à  $t = \infty$  d'un mouvement uniforme, puisque  $\psi'$  et  $\theta'$  sont constants; ceci s'explique par ce fait qu'on a négligé le frottement de roulement et qu'aucune force ne produit du travail; pour  $t = \infty$ ,  $\theta$  et  $\psi$  sont infinis.

CALCUL DES RÉACTIONS. — 1° Réaction N. — Avant le temps T, N est donnée par exemple par la deuxième équation (e); on a

$$N = \frac{A\theta'\psi'}{R} = \frac{A}{R} \cdot \frac{\alpha \cdot e^{\beta - f\alpha t}}{1 + e^{\beta - f\alpha t}} \cdot \frac{\alpha \cdot e^{-\beta + f\alpha t}}{1 + e^{-\beta + f\alpha t}} = \frac{\alpha^2 e^{-\beta + f\alpha t}}{(1 + e^{-\beta + f\alpha t})^2} \frac{A}{R};$$

à l'instant T, elle a pour valeur

$$N_T = \frac{\alpha^2 1}{(1+1)^2} \cdot \frac{A}{R} = \frac{A\alpha^2}{R4} = \left(\frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2}\right)^2 \frac{A}{R} = \frac{A}{R} (\theta'_T)^2 = (\psi'_T)^2 \frac{A}{R}.$$

A partir de T, N est donnée par la même formule

$N = \frac{A\psi'\theta'}{R}$ , d'après les équations (m); on a donc, à partir de T,

$$N' = \frac{A}{R} \frac{\alpha^2}{4} = \frac{A}{R} \left(\frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2}\right)^2 = \frac{A}{R} \cdot \theta_T'^2 = \frac{A}{R} \cdot \psi_T'^2;$$

N' a ainsi plusieurs expressions.

2° Réaction  $N_1$ . — Appliquons le théorème du mouvement du centre de gravité : ce centre O est fixe; on a donc (fig. 1), avant T,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  étant les cosinus directeurs de  $N_1$ ,

$$\begin{cases} 0 = fN \sin \psi + N_1 \cos a, \\ 0 = -fN \cos \psi + N_1 \cos b, \\ 0 = \quad \quad \quad + N_1 \cos c - P + N, \end{cases}$$

qui donnent  $N_1, a, b, c$  en utilisant

$$\cos^2 a + \cos^2 b + \cos^2 c = 1.$$

Après T, on a

$$\begin{cases} 0 = N_1 \cos a, \\ 0 = N_1 \cos b, \\ 0 = N_1 \cos c - P + N', \end{cases}$$

d'où

$$a = \frac{\pi}{2}, \quad b = \frac{\pi}{2}, \quad c = 0;$$

on a

$$N_1 = P - N' = P - \frac{\Lambda}{R} \left( \frac{\theta'_0 + \psi'_0}{2} \right)^2;$$

cette réaction, qui a une valeur constante, est dirigée verticalement vers le haut si  $P > N'$ , vers le bas si  $P < N'$ , comme le montre la troisième formule : elle est nulle si  $P = N'$ .